



HAL
open science

Étude expérimentale des réactions $^{13}\text{N}(\text{a,p})^1\text{O}$ et $^3\text{P}(\text{p,g})^3\text{S}$, et impact sur les abondances isotopiques extrêmes en ^{13}C , ^1N et ^3Si dans les grains pré-solaires

Anne Meyer

► To cite this version:

Anne Meyer. Étude expérimentale des réactions $^{13}\text{N}(\text{a,p})^1\text{O}$ et $^3\text{P}(\text{p,g})^3\text{S}$, et impact sur les abondances isotopiques extrêmes en ^{13}C , ^1N et ^3Si dans les grains pré-solaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASS013 . tel-02935991

HAL Id: tel-02935991

<https://theses.hal.science/tel-02935991>

Submitted on 10 Sep 2020

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.

Étude expérimentale des réactions
 $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ et $^{30}\text{P}(p, \gamma)^{31}\text{S}$,
et impact sur les abondances
isotopiques extrêmes en ^{13}C , ^{15}N et
 ^{30}Si dans les grains pré-solaires

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576, Particules, hadrons, énergie et noyau :
instrumentation, image, cosmos et simulation (Pheniics)

Spécialité de doctorat : Astrophysique Nucléaire et Nucléosynthèse

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, IJCLab, 91405, Orsay, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 24 janvier 2020, par

Anne MEYER

Thèse de doctorat

NNT : 2020UPASS013

Composition du Jury

Elias KHAN

Professeur, Université Paris-Saclay

Président

François DE OLIVEIRA SANTOS

Directeur de recherche, GANIL, Caen

Rapporteur & Examineur

Georges MEYNET

Professeur, Université de Genève

Rapporteur & Examineur

Sandrine COURTIN

Professeure, Université de Strasbourg

Examinatrice

Faïrouz HAMMACHE

Directrice de recherche, IJCLab, Orsay

Directrice de thèse

Nicolas DE SÉRÉVILLE

Chargé de recherche, IJCLab, Orsay

Co-encadrant & Examineur

Remerciements

Faire une thèse était une expérience que je voulais vivre depuis longtemps, j'ai attendu quelques années avant de me lancer, mais c'est au final grâce à ce timing que j'ai pu rencontrer toutes les personnes qui ont rendu cette aventure mémorable, et que je souhaite remercier à travers ces lignes.

Je tiens d'abord à exprimer toute ma gratitude aux membres de mon jury, Sandrine Courtin, Elias Khan, Georges Meynet et François de Oliveira, pour leur lecture attentive de mon manuscrit à une période de l'année où l'on préférerait avoir d'autres types de cadeaux au pied du sapin, et pour leurs commentaires positifs et constructifs. Un grand merci en particulier à Georges et François d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail.

Cette thèse n'aurait pas été la même sans l'encadrement hors pair de mes deux directeurs, Faïrouz et Nicolas. Vous formez pour moi un binôme parfait et ce fût un réel plaisir de travailler avec vous ! Je vous remercie de m'avoir accueillie au sein de la petite équipe d'astrophysique nucléaire de l'IPN d'Orsay et d'avoir partagé avec moi votre passion pour ce domaine. Vous avez toujours été disponibles pour répondre à mes questions, avec une patience infinie, et c'est grâce à vos conseils et votre rigueur que j'ai pu mener à bien ce projet, que ce soit au niveau de l'analyse, de la rédaction, ou des différentes présentations que j'ai pu réaliser. Merci pour tout ce que vous m'avez appris, pour votre soutien et pour votre confiance, notamment au cours des dernières semaines avant l'envoi du manuscrit et la soutenance. Je retiendrai aussi la bonne humeur qui a toujours régné dans l'équipe, tes « c'est juste une petite phrase à ajouter » Nicolas, ou encore ton amour pour La Réunion Faïrouz ! J'espère sincèrement que nous aurons d'autres occasions d'échanger à nouveau !

J'ai vite été rejointe dans l'équipe « astro » par Phil, qui a également joué un rôle très important dans la réussite de ce travail de thèse. Je t'adresse ces remerciements en français pour que tu pratiques un peu ! J'ai tout de suite été très impressionnée par toutes tes connaissances dans des domaines très variés, et par ton implication très forte dans différents projets et notamment le mien. Merci pour ton aide pendant la mise en place de mon expérience puis pendant l'analyse. J'espère vraiment que tu trouveras un poste permanent dans la recherche car tu possèdes pour moi toutes les qualités

du chercheur, et les prochains étudiants que tu encadreras auront beaucoup de chance de t'avoir à leurs côtés. J'ai également une pensée pour Pierre, que j'ai eu la chance de connaître et qui m'a fait profiter de son savoir et de sa passion pour la physique de manière générale. Il y a finalement Sarah, nouvelle arrivée dans l'équipe. J'ai été heureuse de partager avec toi pendant ces derniers mois bureau, plantes à arroser et directeurs de thèse. Je te souhaite de profiter pleinement de tes années de thèse et j'espère pouvoir être là le jour de ta soutenance !

J'ai eu l'opportunité pendant ces trois années de rencontrer de nombreuses personnes qui m'ont apporté leur aide et sans qui ce travail n'aurait pas été aussi abouti. Je pense en premier à Alison, avec qui j'ai échangé dès le début de mon stage de M2, et qui a toujours fait preuve d'une extrême gentillesse et d'un grand enthousiasme à chaque nouvelle étape franchie. Il y a ensuite Marco et Tom, qui m'ont accueillie à Hull et ont pris énormément de temps pour m'expliquer les subtilités de leurs modèles et du code de post-processing, je leur en suis très reconnaissante. Merci également à Richard et Vincent pour leur lecture minutieuse de l'article sur la partie $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$. Je tiens aussi à remercier toutes les personnes qui ont participé à mon expérience de thèse et qui se sont investies jours et nuits, de l'IPN, du CSNSM, des autres laboratoires en France et à l'étranger, et toute l'équipe d'ALTO. Je remercie en particulier ici Hakim, Alain S., Christophe, Robert, Guillaume, Luc, Marin, Karine, Alain C., Jürgen, Vincent et François pour leur disponibilité et leur aide, Beyhan pour ses conseils et son enthousiasme, Nadia pour son soutien et ses prises de nouvelles régulières, Simon pour son aide avec MIDAS et Jos pour ses figures qui m'ont été bien utiles.

J'ai découvert le monde de la recherche à l'occasion de mon stage de M1 dans le groupe NESTER, que j'ai tout de suite adopté et que je n'ai plus quitté ! Je remercie tous les membres du groupe pour leur accueil et les échanges que nous avons pu avoir au détour d'un couloir ou pendant les pauses déjeuner et café. En particulier, merci à toi Marlène de m'avoir prise son tout aile pour mon premier stage. Merci pour ta confiance, ton encadrement et tes conseils qui m'ont donné envie de continuer dans cette voie. Je remercie aussi Didier et Yorick qui m'ont accueillie à mon arrivée. Didier, entendre ta moto partir le soir était souvent d'un grand réconfort pour moi, me faisant savoir que je n'étais pas toute seule à errer parfois un peu tard dans le labo ! Et merci pour tes conseils pendant ma répétition. Un grand merci également à toi Freddy pour ton aide avec mon analyse et NPTool, et pour ta disponibilité. C'était toujours un plaisir de discuter avec toi, de physique ou d'autres choses. Iolanda, tes coucous en passant dans notre bureau et ta bonne humeur me manqueront. Iulian, merci pour ton aide précieuse pendant mon expérience et ton investissement pour animer la vie du groupe.

Je remercie aussi Marion et Jacques pour les discussions que nous avons pu avoir et les prises de nouvelles chaque fois que nous nous croisions. Merci également David pour ton soutien et tes encouragements, et ton engagement auprès des doctorants. Enrique, ce fut un plaisir de partager mon bureau avec toi un temps, puis de discuter avec toi au hasard des rencontres dans les couloirs. Et il y a finalement Céline, pilier du groupe. Merci infiniment pour ta disponibilité et ton aide pour toutes les tâches administratives même quand tu étais débordée, ta bonne humeur et tes mots réconfortants, notamment pendant la dernière ligne droite. Tu es incontestablement une personne qui a beaucoup compté pour moi dans cette aventure.

J'aimerais ensuite remercier tout le personnel de l'IPN, des services administratif, informatique, instrumentation, radioprotection, communication ou encore de la division recherche, qui facilitent grandement la vie du doctorant. Je remercie en particulier Michel Guidal et Bruno Espagnon pour leur accueil au sein du laboratoire. Merci aussi à Pascale, Élisabeth, Luc, Valérie, Laure-Amélie et Jean-Yves. Il y a sans aucun doute eu un « avant et après Pascale », je suis heureuse d'avoir connu cet « avant » et de garder le contact avec toi pendant cet « après » ! Élisabeth, tu as toujours été présente lorsque nous avons besoin d'organiser un événement pour les doctorants, merci pour ton soutien ! Valérie, tu m'as embarquée dans une aventure théâtrale et je te remercie pour cette expérience. Jean-Yves, merci pour ton aide pour les missions et ton accueil toujours chaleureux. Je pense aussi à Dominique et Xavier qui se sont investis dans le comité de suivi des thèses et avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir à de nombreuses reprises, merci pour vos conseils. Emmanuel et Jean-Jacques, je retiendrai votre accueil à mon arrivée lors de mon stage de M1, les pauses café partagées et les nombreux échanges que nous avons continué à avoir.

Parmi les personnes qui comptent particulièrement pendant la thèse, il y a bien évidemment les autres doctorants, avec lesquels on peut discuter pour se changer les idées, raconter ses petites victoires sur un code ou tout bonnement se plaindre (et ça fait du bien !). J'ai le don de devenir amie avec les premières personnes que je rencontre lorsque je débarque dans un nouvel environnement, et vous n'avez pas fait exception Claire, Louis et Benjamin ! Claire et Louis, vous m'avez accueillie dans votre bureau (sans avoir le choix certes), Benjamin tu m'as encadrée avec Marlène. Je suis ensuite régulièrement venue vous voir pendant mon année NPAC, et j'ai ressenti un grand vide quand vous êtes chacun partis pour de nouvelles aventures. Mais heureusement ce n'était que pour mieux se retrouver pour une soirée théâtre ou un après-midi jeux ! Benjamin, te voir à chacun de tes passages sur Paris est toujours un plaisir ! Claire et Louis, merci pour votre présence pendant ces quatre années, on se fait signe pour notre prochaine

raclette - gâteau choco - dominion party (on devrait breveter le concept)! Je pense également à Alice et Kane, merci pour vos encouragements, la chouette soirée d'observation partagée, et merci Kane pour tes petits mots toujours très drôles! Anastasia, Liss et Clément, vous étiez à l'étage au-dessus et c'était toujours un plaisir de vous retrouver pour le repas ou à l'occasion d'une déambulation dans les couloirs. Encore plus haut, dans les couloirs de la théorie, j'ai pu rencontrer Noël et Raphaël. Merci à vous pour les moments partagés, notamment dans D2I2. Il y a aussi les doctorants de mon année, rencontrés en NPAC ou pendant la thèse, avec en particulier Antoine B., Antoine L., Olivier et Tijani. Merci à vous deux Antoine B. et Olivier pour l'organisation de la fresher's day, on s'est bien amusés même si le « who's who » d'Antoine n'a pas forcément fait rire tout le monde... Et merci Antoine L. pour ta présence et ton implication dans tous les événements que nous avons organisés ensemble! Il y a ensuite les doctorants arrivés plus récemment, notamment Valérian, Rémy, Henri, Sizar, Damien, Guillem, Louis, Ren, Anahi et Sarah. Merci pour l'ambiance et le dynamisme que vous avez apportés, je vous souhaite de belles années au sein du tout nouveau IJCLab! Je terminerai en mentionnant D2I2 et en pensant à tous ceux avec qui j'ai partagé un bout de chemin dans cette association, j'espère qu'elle vivra encore longtemps!

Viennent ensuite les personnes extérieures à ma vie au laboratoire, mais non moins indispensables pendant cette thèse. Ulrique, merci du fond du cœur pour ta présence depuis tout ce temps et les moments partagés avec Zoé. Caroline, même si tu as quitté Caen au moment où j'allais y faire des manip (mauvais timing!) on a toujours gardé contact et merci pour ça. Charlotte, Claudia et Soa, merci pour les soirées filles qui font du bien au moral, et Charlotte je te remercie pour ton soutien en toutes circonstances, même pendant ma soutenance (avec ou sans pompons)! Mélissa et Jennifer, merci pour vos encouragements. Et comme tu le dis si bien Mélissa, que de chemin parcouru depuis nos chauffages de ballons foireux et nos errements avec deux lentilles à la main! Merci aussi à toi William d'être toujours là. Anabelle, Carole, Lucinda et Valérie, j'attends avec impatience mes prochaines vacances à La Réunion pour fêter mon diplôme avec vous! Alex et Anh-Vu, merci pour ces soirées salsa partagées, il n'y a pas mieux pour se vider la tête! Et enfin un grand merci à tous les badistes de Montrouge, toujours disponibles pour un match ou une bière à la QG! Merci en particulier pour votre présence lorsque je me suis retrouvée avec une seule jambe valide, et notamment à vous Long, David et Anouk.

Je terminerai en remerciant toute ma famille pour sa présence et ses encouragements tout au long de mon parcours, grands-parents, oncles et tantes, cousins et cousines. Un grand merci en particulier à toi Thérèse pour ton soutien et ton aide précieuse le jour

J. Comme je te l'ai dit tu es une tata en or! Mamybe, tu aurais aimé assister à ma soutenance mais la santé est bien entendu la priorité, et je sais que tu as beaucoup pensé à moi. Céline, ma chère sœur, tu as toujours été là pour moi, c'est certes naturel mais j'ai bien de la chance quand même! Merci également à Cyril pour ses encouragements, et je n'oublie pas Diane et Louis! Enfin, un énorme merci à mes parents sans qui tout cela n'aurait pas été possible. Vous m'avez à chaque fois soutenue dans mes choix, et celui-là n'était pas forcément le plus simple. Merci aussi pour les 9400 km et quelques que vous parcourez régulièrement pour venir nous voir, et votre présence à ma soutenance, en personne ou par la pensée!

Mes remerciements s'arrêtent ici, je tenais autant que possible à adresser un mot à chaque personne qui a apporté sa contribution à cette aventure, de près ou de loin, même si je n'ai bien évidemment pas pu citer tout le monde. Je vous souhaite à présent une bonne lecture.

Anne

Table des matières

1	Motivation astrophysique	1
1.1	Abondances des éléments et nucléosynthèse	3
1.1.1	Abondances des éléments dans le système solaire	3
1.1.2	Tour d'horizon de la nucléosynthèse	5
1.1.3	Apport des modèles stellaires	5
1.1.4	Apport des grains pré-solaires	6
1.2	Supernovæ à effondrement de cœur et novæ classiques	7
1.2.1	Étoiles massives et supernovæ à effondrement de cœur	7
1.2.2	Novæ classiques	11
1.3	Le mystère des grains de novæ	13
1.3.1	Différentes populations de grains pré-solaires	13
1.3.2	Grains présumés de novæ	15
1.3.3	Influence des taux de réactions	18
I	Étoiles massives et la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	19
2	Nucléosynthèse explosive dans les étoiles massives et importance de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	21
2.1	Modèles stellaires et impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	23
2.1.1	Modèles stellaires et calculs de nucléosynthèse	23
2.1.2	Impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	28
2.2	État des connaissances sur la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	31
2.2.1	Région d'intérêt	31
2.2.2	Mesure directe	32
2.2.3	Réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$	32
2.2.4	Calculs Hauser-Feshbach	37
2.2.5	Bilan	38
2.3	Méthode de détermination du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	40
2.3.1	Principe général	40
2.3.2	Propriétés spectroscopiques connues du ^{17}F	41
2.3.3	Méthode de détermination des largeurs alpha	44

3	Étude de la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{17}\text{O}$	49
3.1	Dispositif expérimental	51
3.1.1	Production du faisceau	51
3.1.2	Chambre à réaction	53
3.1.3	Spectromètre magnétique split-pole	54
3.1.4	Système de détection au plan focal	58
3.2	Étalonnage du détecteur « position » au plan focal image	60
3.2.1	Identification des particules	60
3.2.2	Résultats de l'étalonnage	61
3.3	Extraction des spectres en position et ajustement des données	64
3.3.1	Identification des particules	64
3.3.2	Extraction des spectres en position des tritons	64
3.3.3	Ajustement des données	67
3.4	Extraction des distributions angulaires	70
3.4.1	Méthode	70
3.4.2	Résultats	70
4	Analyse en DWBA des sections efficaces expérimentales relatives aux états de ^{17}O	73
4.1	Description de la DWBA	75
4.1.1	Éléments de théorie de la diffusion	75
4.1.2	Approximation de Born et ondes distordues	77
4.1.3	Généralisation aux collisions	78
4.1.4	Application au cas de la réaction de transfert	80
4.1.5	Moments angulaires et parité	81
4.1.6	Facteurs spectroscopiques	81
4.1.7	Calculs en portée finie	82
4.1.8	Potentiels optiques	84
4.1.9	Résumé	85
4.2	Ingrédients des calculs dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{17}\text{O}$	85
4.2.1	Code de calcul	85
4.2.2	Potentiel optique de la voie d'entrée	86
4.2.3	Potentiel optique de la voie de sortie	86
4.2.4	Potentiel décrivant l'interaction α -t dans le ^7Li	87
4.2.5	Facteur de forme du ^7Li	87
4.2.6	Potentiel décrivant l'interaction α - ^{13}C dans ^{17}O	89
4.2.7	Facteur de forme de ^{17}O	90
4.3	Analyse des distributions angulaires	90

4.3.1	Influence des paramètres de calculs	90
4.3.2	Extraction des facteurs spectroscopiques	92
4.3.3	Détermination des largeurs alpha des états de l' ^{17}O	95
5	Taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ et implications astrophysiques	101
5.1	Détermination des largeurs partielles des états du ^{17}F	103
5.1.1	Identification des états analogues ^{17}F - ^{17}O	103
5.1.2	Méthode pour les états avec analogue connu dans l' ^{17}O	105
5.1.3	Méthode pour les états sans analogue connu dans l' ^{17}O	106
5.1.4	Résultats	106
5.2	Analyse en matrice R et contributions des résonances	107
5.2.1	Principe	107
5.2.2	Code de calculs	109
5.2.3	Résultats	110
5.2.4	Impact des états sans information spectroscopique	111
5.2.5	Effet des interférences	112
5.3	Calcul du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ par méthode Monte Carlo	114
5.3.1	Principe	114
5.3.2	Validité de l'approximation log-normale	118
5.3.3	Taux de réaction	120
5.3.4	Sources d'incertitudes	122
5.3.5	Extrapolation pour les hautes températures	123
5.4	Implications astrophysiques	126
5.4.1	Paramètres d'entrée des calculs de post-processing	128
5.4.2	Influence du nouveau taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$	129
II	Novæ classiques et la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$	135
6	Nucléosynthèse dans les novæ classiques et importance de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$	137
6.1	Rôle de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ sur la nucléosynthèse dans les novæ ONe	139
6.1.1	Production des éléments dans la région de masse du Si au Ca dans les novæ ONe	139
6.1.2	Étude de l'impact du taux de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$	142
6.2	État des connaissances sur la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$	149
6.2.1	Mesure directe	149
6.2.2	Méthodes indirectes	149
6.2.3	Informations venant du noyau miroir ^{31}P	155

6.2.4	Calculs de modèle en couches	157
6.2.5	Bilan	157
6.3	Méthode de détermination des rapports de branchement proton	158
6.3.1	Principe de l'expérience réalisée par Wrede <i>et al.</i>	159
6.3.2	Objectifs de la mesure présentée dans ce travail	161
7	Mesure en coïncidence de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$	165
7.1	Dispositif expérimental	167
7.1.1	Production du faisceau	167
7.1.2	Cible de ^{31}P	168
7.1.3	Spectromètre split-pole et détection au plan focal	173
7.1.4	Détecteurs silicium semi-conducteurs (W1)	173
7.1.5	Traitement des données	176
7.2	Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$	181
7.2.1	Étalonnage du détecteur « position »	181
7.2.2	Correction du champ magnétique	184
7.2.3	Spectre en rigidité magnétique des tritons	186
7.3	Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$	196
7.3.1	Étalonnage en énergie des détecteurs W1	197
7.3.2	Sélection des événements dans les W1	203
7.3.3	Sélection des coïncidences t-p	207
7.3.4	Spectre en rigidité magnétique des événements en coïncidence	211
8	Analyse des corrélations angulaires	217
8.1	Extraction des corrélations angulaires	219
8.1.1	Ajustement du spectre tritons	219
8.1.2	Ajustement du spectre tritons en coïncidence avec les protons	221
8.1.3	Détermination de l'efficacité géométrique	227
8.1.4	Corrélations angulaires	229
8.2	Analyse des corrélations angulaires	229
8.2.1	Formalisme des corrélations angulaires	229
8.2.2	Ajustement des corrélations angulaires et extraction des rapports de branchement	234
	Conclusion	247

* Annexes	251
A Taux de réaction thermonucléaire	253
A.1 Section efficace	253
A.2 Taux de réaction	253
A.3 Effet de la barrière coulombienne	255
A.4 Pic de Gamow	257
A.5 Réaction inverse	258
A.6 Taux de réaction à haute température	259
B Cinématique à deux corps	262
Bibliographie	265

1

Motivation astrophysique

Table des matières

1.1	Abondances des éléments et nucléosynthèse	3
1.1.1	Abondances des éléments dans le système solaire	3
1.1.2	Tour d'horizon de la nucléosynthèse	5
1.1.3	Apport des modèles stellaires	5
1.1.4	Apport des grains pré-solaires	6
1.2	Supernovæ à effondrement de cœur et novæ classiques	7
1.2.1	Étoiles massives et supernovæ à effondrement de cœur	7
1.2.2	Novæ classiques	11
1.3	Le mystère des grains de novæ	13
1.3.1	Différentes populations de grains pré-solaires	13
1.3.2	Grains présumés de novæ	15
1.3.3	Influence des taux de réactions	18

Traditionnellement, les astronomes étudient les étoiles en utilisant les radiations électromagnétiques reçues par les télescopes. Depuis le milieu des années 1980, une nouvelle branche de l'astronomie s'est développée autour de l'étude des grains pré-solaires trouvés dans les météorites primitives. Ces grains se sont vraisemblablement formés dans les vents stellaires ou dans l'éjecta d'explosions stellaires, et n'ont pas été détruits pendant la formation du système solaire. Ils sont identifiés grâce à leurs compositions isotopiques anormales comparées à celles du système solaire. Leur étude donne des informations sur l'évolution stellaire, la nucléosynthèse et les conditions physiques et chimiques dans les vents stellaires et les explosions, sujets qui constituent les principales motivations des astrophysiciens.

Dans ce chapitre introductif, nous présentons d'abord de manière générale comment l'étude des abondances des éléments dans le système solaire ou dans différents sites stellaires permet d'en apprendre davantage sur les processus de nucléosynthèse (section 1.1). Nous détaillons ensuite deux phénomènes explosifs qui contribuent particulièrement à l'enrichissement en éléments du milieu interstellaire, les supernovæ à effondrement de cœur et les novæ classiques (section 1.2). Finalement, nous décrivons le cas des grains pré-solaires de novæ, dont l'origine est discutée, et qui constituent la motivation astrophysique de ce travail (section 1.3).

1.1 Abondances des éléments et nucléosynthèse

L'étude des abondances des éléments dans le système solaire a eu une influence considérable sur le développement de l'astrophysique nucléaire. En effet, derrière la distribution de ces abondances se cache l'histoire de la formation des éléments : où se sont-ils formés ? Par quels processus ? En 1957, Burbidge *et al.* [1], et indépendamment Cameron [2], posent les bases théoriques de la nucléosynthèse stellaire et identifient les sites responsables de la production des éléments à l'aide de la distribution des abondances disponibles à l'époque.

1.1.1 Abondances des éléments dans le système solaire

Il est communément accepté que le système solaire s'est formé à la suite de l'effondrement d'une partie d'un nuage moléculaire constitué de gaz et de poussières, suivi de la formation d'une proto-étoile entourée d'un disque d'accrétion où se sont condensés les premiers solides. Selon les connaissances actuelles, en raison des conditions de température élevée et d'un mélange très efficace, la composition chimique de la matière de la nébuleuse proto-solaire a été remarquablement homogène [3]. C'est cette

composition que l'on retrouve aujourd'hui à la surface du Soleil (à quelques exceptions près, notamment pour les éléments fragiles comme le deuterium et lithium), qui n'est pas affectée par les réactions nucléaires ayant lieu dans son cœur. On la retrouve également dans les météorites primitives, ou chondrites, qui sont les roches les plus anciennes connues : leurs constituants se sont formés à la naissance du système solaire il y a 4.57 milliards d'années, et n'ont pas subi de transformation (fusion, différenciation) depuis [4]. La combinaison des mesures spectroscopiques de la surface du soleil et de l'analyse des météorites primitives permet d'établir la composition du système solaire [5,6] (figure 1.1), qui reflète très probablement celle de la nébuleuse proto-solaire.

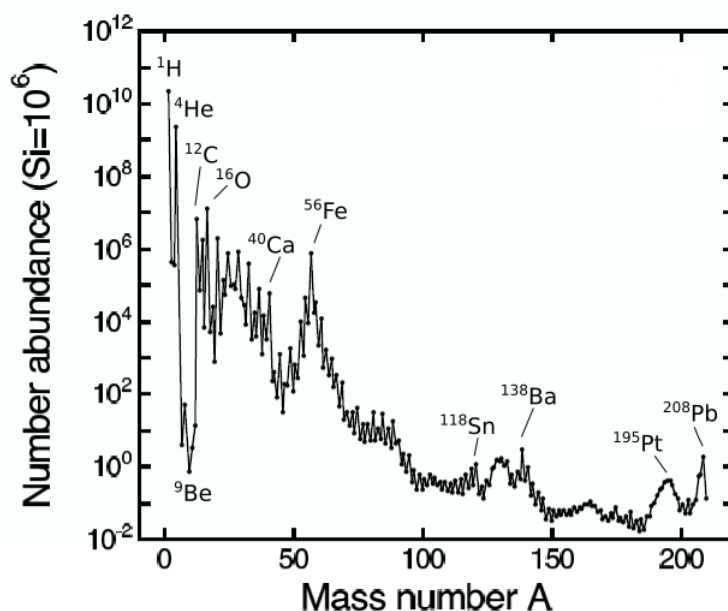


FIGURE 1.1 – Abondances relatives des éléments dans le système solaire (normalisées à 10^6 pour le Si) en fonction du nombre de masse A . Les données viennent de Lodders *et al.* (2003) [6]. *Figure adaptée de [7].*

La distribution des abondances révèle de grandes variations entre les différents éléments mais également des caractéristiques particulières. L'hydrogène et l'hélium sont de loin les plus abondants, représentant à eux seuls environ 98.5 % de la masse. Un minimum est observé dans la région de masse $A = 5 - 11$ pour le lithium, le béryllium et le bore. Plus de la moitié de la masse restante est sous forme de ^{12}C et d' ^{16}O . La courbe des abondances décroît ensuite progressivement avec le nombre de masse croissant, avec toutefois un pic d'abondance marqué dans la région du fer et quelques maxima dans les régions $A = 110 - 150$ et $A = 180 - 210$.

1.1.2 Tour d’horizon de la nucléosynthèse

En se basant sur les abondances observées et sur les connaissances de l’époque sur les propriétés nucléaires, les réactions et la structure et l’évolution des étoiles, Burbidge *et al.* [1] et Cameron [2] ont identifié les principaux processus de nucléosynthèse à l’origine des éléments.

Tout l’hydrogène (^1H et ^2H), la plupart de l’hélium (^3He et ^4He) et une partie du ^7Li ont été produits lors des premiers instants de l’Univers primordial par des réactions thermonucléaires entre neutrons et protons [7]. Les éléments légers Li-Be-B, qui apparaissent en très faible proportion, sont facilement détruits lors de réactions de fusion avec des protons. Ainsi, les abondances observées pour ces éléments ne résultent pas de processus ayant lieu à l’intérieur des étoiles mais plutôt de réactions de spallation induites par l’action des rayons cosmiques sur la matière interstellaire. Tous les éléments de masse $A \geq 12$ sont produits dans les étoiles. Les éléments entre le carbone et le pic du fer sont produits par des réactions thermonucléaires à l’intérieur des étoiles, soit pendant leurs stades évolutifs hydrostatiques, soit lors de violentes explosions comme les supernovæ. Les réactions entre particules chargées étant soumises à la répulsion coulombienne, la probabilité d’interaction diminue lorsque la charge des noyaux interagissants augmente : cela explique la décroissance progressive des abondances. Le pic d’abondance dans la région du fer vient du fait que ces noyaux représentent les espèces énergétiquement les plus stables. Au-delà du pic du fer, les réactions deviennent endo-énergétiques, les éléments sont à la place produits par des réactions de capture de neutrons. Les maxima observés dans la région de masse $A > 80$ correspondent à l’existence de différents processus de capture de neutrons, que l’on appelle processus *s* (pour « slow », les captures de neutrons étant lentes par rapport aux décroissances β) et processus *r* (pour « rapid »).

1.1.3 Apport des modèles stellaires

Les observations permettent de comprendre un certain nombre d’éléments concernant l’évolution stellaire et la nucléosynthèse. Cependant, certains processus ne peuvent être décrits que grâce à des simulations numériques, notamment ceux qui se passent à l’intérieur des étoiles ou au cours des explosions violentes (convection, mécanisme de l’explosion, etc.). La comparaison entre les observations et les prédictions des modèles stellaires permet de valider ou d’infirmier les théories et/ou de contraindre certaines caractéristiques stellaires (températures atteintes, composition initiale, etc.).

Les codes d'évolution stellaire reposent sur un ensemble d'équations régissant la structure de l'étoile (conservation de la masse, équilibre hydrostatique, conservation de l'énergie thermique, transport de l'énergie par radiation, conduction ou convection), complétées par des relations qui prennent en compte la production d'énergie (via les réactions nucléaires) et une équation d'état qui décrit la thermodynamique [8].

Différents outils numériques sont utilisés pour modéliser l'évolution d'une étoile, l'explosion éventuelle et la nucléosynthèse associée. L'idéal est l'emploi de modèles hydrodynamiques multidimensionnels, qui permettent notamment de décrire correctement la convection, un mécanisme clé du transport d'énergie au sein d'une étoile. Cependant, les calculs avec ce type de modèles sont très coûteux en temps, ce qui limite leur utilisation. Avec le développement ces dernières années des capacités de calculs informatiques, ils deviennent de plus en plus utilisés, mais les modèles hydrodynamiques à une dimension sont encore les plus courants. Ces derniers reposent sur l'hypothèse simplifiée d'une symétrie sphérique.

La prise en compte de l'ensemble des réactions nucléaires intervenant dans les processus de nucléosynthèse ajoute encore du temps de calcul. Souvent, des techniques dites de post-processing sont utilisées pour étudier en détail la production des éléments. Cela consiste à effectuer les calculs de nucléosynthèse avec en entrée simplement l'évolution avec le temps de la température et de la densité d'une zone donnée (calculs sur une zone) ou de plusieurs zones consécutives (calculs multi-zones). Ces quantités thermodynamiques sont soit calculées avec des modèles semi-analytiques, soit extraites de simulations hydrodynamiques. Cette approche représente une simplification extrême des conditions physiques gouvernant l'étoile, mais elle permet de limiter le temps de calcul lorsque beaucoup de réactions sont impliquées ou quand un grand nombre de tests doivent être effectués, par exemple pour étudier l'impact des incertitudes nucléaires sur les abondances finales.

1.1.4 Apport des grains pré-solaires

Nous venons de voir que la compréhension de l'évolution stellaire et de la nucléosynthèse passe par les observations et la comparaison avec les prédictions de modèles. Nous avons parlé des mesures des abondances dans le système solaire, mais les observations des spectres des étoiles ou de la matière éjectée (par les vents stellaires ou des explosions) permettent également d'obtenir des informations sur les éléments produits dans ces sites. Cependant, les mesures spectroscopiques ne fournissent dans la plupart des cas que des données sur les abondances élémentaires, c'est-à-dire la contribution

de tous les isotopes d'un élément, ce qui limite la comparaison avec les prédictions et ainsi les possibilités de contraindre les modèles avec les données expérimentales. L'analyse des météorites primitives donne au contraire accès aux abondances isotopiques, et constitue une source importante d'information pour les astrophysiciens nucléaires.

En particulier, on retrouve dans les météorites primitives des grains qui présentent des compositions isotopiques très différentes de celles des autres échantillons prélevés, représentatifs des valeurs solaires (section 1.1.1). La présence de ces anomalies suggère qu'ils étaient déjà présents avant la formation du système solaire et ont échappé à la destruction au cours de l'effondrement du nuage moléculaire, de la formation du corps parent de la météorite et de l'entrée de cette dernière dans l'atmosphère. Ces grains pré-solaires sont supposés s'être condensés dans les vents stellaires ou l'éjecta accompagnant l'explosion d'une étoile plus ancienne que le Soleil. Ils fournissent ainsi directement des informations sur la nucléosynthèse dans les différents sites stellaires.

Pour identifier les sites d'origine des grains pré-solaires, des comparaisons sont effectuées entre les abondances isotopiques mesurées dans les grains et celles prédites par les modèles. Nous nous intéressons dans ce travail aux grains qui sont supposés s'être formés dans les novæ. Cette origine fait cependant débat car certains grains classés comme grains de novæ selon les critères actuels portent en même temps la signature d'une formation dans les supernovæ à effondrement de cœur [9–11]. Avant d'étudier plus en détails cette catégorie de grains, nous allons décrire les deux sites astrophysiques impliqués.

1.2 Supernovæ à effondrement de cœur et novæ classiques

1.2.1 Étoiles massives et supernovæ à effondrement de cœur

Il existe différents types de supernovæ, classées selon leurs propriétés spectroscopiques [8]. Par exemple, les supernovæ de types I se distinguent par l'absence de raies caractéristiques de l'hydrogène dans leurs spectres, contrairement aux supernovæ de types II. Cette classification ne renseigne cependant pas sur le mécanisme d'explosion. Les supernovæ de type Ia résultent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche¹, tandis que les autres types de supernovæ (II, Ib, Ic) sont dues à l'effon-

1. Ce type d'explosion a lieu dans un système binaire impliquant une naine blanche. Le compagnon peut soit être une deuxième naine blanche, soit une étoile dont la matière est accrétée par la naine blanche.

drement gravitationnel du cœur d'une étoile massive. Nous développons ici le cas des supernovæ à effondrement de cœur de type II, que l'on appellera souvent simplement supernovæ à effondrement de cœur ou CCSN (pour « Core Collapse Supernova »).

a/ Évolution des étoiles massives

Comme nous l'avons déjà évoqué, une étoile se forme à la suite de l'effondrement gravitationnel d'une partie d'un nuage moléculaire, composé principalement d'hydrogène et d'hélium, et en très faible proportion d'éléments plus lourds synthétisés dans une génération précédente d'étoiles [7,8]. L'évolution de l'étoile dépend essentiellement de sa masse initiale M (on parle de la masse du progéniteur) et de sa métallicité Z ². Avec la contraction, la température de la proto-étoile augmente progressivement, mais si la masse est trop faible ($M \lesssim 0.08 M_{\odot}$ ³) la température n'atteint jamais le seuil permettant d'entamer les réactions de fusion nucléaire. Dans le cas contraire, la fusion de l'hydrogène en hélium s'amorce. L'énergie libérée permet de contrebalancer l'effet d'effondrement gravitationnel. L'appauvrissement progressif en hydrogène dans le cœur entraîne une diminution de l'énergie dégagée, l'étoile se contracte et la température augmente à nouveau, enclenchant la combustion de l'hélium en son centre si la masse initiale est suffisante.

Les étoiles massives ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) connaissent une succession de phases de combustion nucléaire en leur centre (combustion de l'hydrogène, de l'hélium, du carbone, du néon, de l'oxygène, et du silicium), entrecoupées par des phases de contraction gravitationnelle. À la fin de la combustion du silicium, l'étoile est constituée d'un cœur de fer, ce qui entraîne l'arrêt des phases de combustion, les réactions de fusion devenant endo-énergétiques. L'étoile en phase de pré-supernova consiste en plusieurs couches de différentes compositions, séparées par des régions actives de combustion, comme on peut le voir sur la figure 1.2 qui correspond à une représentation de l'étoile supposant une symétrie sphérique.

La couche entourant le cœur de fer, supporté par la pression de dégénérescence des électrons, continue à produire du fer et du nickel à la surface du cœur. Ce dernier grossit alors jusqu'à atteindre la masse de Chandrasekhar⁴. À ce moment, la pression

2. La métallicité Z correspond à l'abondance de tous les métaux, c'est-à-dire l'ensemble des éléments plus lourds que l'hélium, tel que $X + Y + Z = 1$, avec X et Y les abondances de l'hydrogène et de l'hélium, respectivement.

3. On note $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{30}$ kg pour la masse du Soleil. De manière générale, en astrophysique, les grandeurs indicées « \odot » correspondent aux valeurs solaires.

4. $M_{chan} \approx 1.4 M_{\odot}$.

de dégénérescence des électrons n'est plus capable de contrebalancer la gravité, le cœur s'effondre sur lui-même. Lorsque sa densité atteint la densité de saturation nucléaire⁵, le cœur se transforme en une étoile à neutrons. S'en suit une chaîne complexe de phénomènes physiques, dont l'étude sort du cadre de ce travail, et qui ne sont par ailleurs pas encore tous compris [7,8]. Ces phénomènes entraînent l'explosion de l'étoile. La propagation d'une onde de choc, du centre jusqu'à la surface de l'étoile, comprime et chauffe la matière, engendrant de nouvelles transformations nucléaires. On parle de nucléosynthèse explosive. Les couches externes sont éjectées dans le milieu interstellaire et contribuent à son enrichissement en éléments. Notons qu'en plus du mécanisme de l'explosion loin d'être compris, le devenir de l'étoile est également débattu : il n'est pas clair à l'heure actuelle si une étoile à neutron ou, après l'effondrement de la matière sur le cœur, un trou noir est laissé comme résidu central [7].

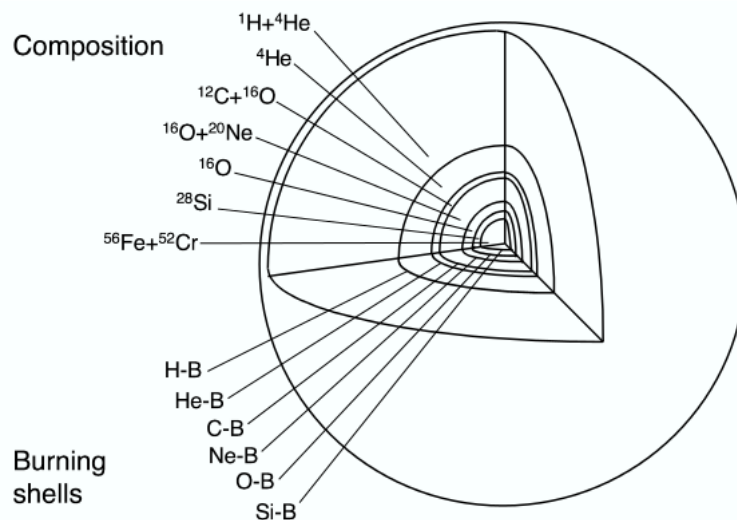


FIGURE 1.2 – Schéma de la structure d'une étoile en phase de pré-supernova, supposant une symétrie sphérique (l'échelle n'est pas respectée). Les zones de combustion (« Burning shells ») correspondent à des régions relativement étroites à l'interface entre les couches de différentes compositions. La partie « Composition » donne le ou les isotopes les plus abondants dans chaque région selon la référence [12]. La partie « Burning shells » indique les différentes zones de combustion (par exemple H-B correspond à la zone de combustion de l'hydrogène). *Figure issue de [7].*

5. $\rho \approx 2 \times 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$.

b/ Caractéristiques des supernovæ à effondrement de cœur

Quelques supernovæ ont été observées à l’œil nu dans notre Galaxie au cours de l’histoire (par exemple en 1054 dans la constellation du Crabe par des astronomes chinois ou en 1572 par Tycho Brahe), mais aucune au cours des quatre derniers siècles [3]. Des douzaines de supernovæ sont en revanche observées chaque année en dehors de la Voie lactée, la plupart situées à des dizaines de millions d’années-lumière. Les statistiques sur les supernovæ dans les autres galaxies permettent d’estimer leur fréquence à environ 1.5 – 2 par siècle et par galaxie. Si aucune supernova n’a été observée dans la Voie lactée au cours des quatre derniers siècles, cela vient sans doute du fait que les étoiles massives naissent et meurent principalement dans les régions internes du disque galactique, soustraites aux observations en optique à cause de la grande densité de gaz et de poussières absorbant leur lumière et empêchant ainsi leur détection. Leur luminosité est de l’ordre de $10^{10} L_{\odot}$ ⁶, comparable à celle d’une galaxie entière. La matière éjectée est expulsée à des vitesses supérieures à 10^4 km.s^{-1} [8], et correspond en moyenne à $10 M_{\odot}$.

Les CCSN produisent la plupart des éléments plus lourds que le lithium, et jouent ainsi un rôle central dans l’évolution de la composition chimique de la galaxie. Les éléments sont synthétisés au cours des différentes phases de combustion avant l’explosion, et pendant la propagation de l’onde de choc au travers des différentes couches, conduisant à la combustion explosive de l’hélium jusqu’au silicium. Les éléments produits pendant l’explosion dépendent de la composition des différentes couches traversées par l’onde de choc, de la température maximale atteinte au passage de cette dernière et de la durée pendant laquelle la matière reste à cette température. Par exemple, avec un modèle stellaire impliquant un progéniteur de $25 M_{\odot}$, la température atteint des valeurs typiques $T_{pic} \geq 5 \text{ GK}$ dans la première couche traversée par l’onde de choc, riche en silicium, alors qu’elle est en dessous de 2 GK dans les dernières couches traversées riches en hélium et en hydrogène [8]. Les éléments plus lourds que le fer sont principalement synthétisés par capture lente de neutron (processus *s* faible) pendant la phase calme de l’évolution de l’étoile⁷.

6. $L_{\odot} = 3.828 \times 10^{33} \text{ erg.s}^{-1}$ ($1 \text{ erg.s}^{-1} = 10^{-7} \text{ W}$).

7. Les supernovæ à effondrement de cœur sont aussi proposées comme site astrophysique possible où se produit le processus *r*, en plus de la coalescence de deux étoiles à neutrons comme observé récemment.

1.2.2 Novæ classiques

a/ Description du phénomène

Les novæ classiques sont des explosions qui ont lieu dans des systèmes binaires d'étoiles, où une naine blanche⁸ accrète de la matière de type solaire, riche en hydrogène, venant de son étoile compagnon [13, 14]. Le scénario communément accepté est le suivant. Pendant la phase d'accrétion, qui dure environ 10^5 ans et se fait à un taux typique $\dot{M} \approx 10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$, l'hydrogène s'accumule à la surface de la naine blanche et est lentement brûlé par les réactions de la chaîne proton-proton (voir la référence [7] pour plus de détails sur les différents cycles de combustion de l'hydrogène). La température à la base de l'enveloppe accrétée augmente progressivement jusqu'à environ 2×10^7 K, température à partir de laquelle le cycle CNO devient le mode principal de combustion de l'hydrogène. Les éléments du groupe CNO proviennent des couches externes de la naine blanche qui se sont mélangées avec la matière accrétée. La production d'énergie nucléaire par le cycle CNO augmente fortement avec la température, qui atteint une valeur de l'ordre de 2×10^8 K. À ce moment, l'enveloppe est complètement convective, amenant les noyaux émetteurs β^+ à la surface avant de décroître, où ils libèrent une énergie qui peut excéder 10^{13} à 10^{15} erg.g⁻¹.s⁻¹ [13]. Les couches externes de l'enveloppe commencent alors à être éjectées à de faibles vitesses (≈ 10 km.s⁻¹). L'augmentation de la température est stoppée par cette expansion des couches, le pic de température atteint varie entre 0.1 et 0.4 GK en fonction de la masse de la naine blanche [15]. La production d'énergie continue avec la décroissance des émetteurs β^+ . L'énergie libérée atteint finalement des valeurs de l'ordre de 10^{45} ergs et contribue à l'éjection finale de l'enveloppe à des vitesses de l'ordre de 10^3 km.s⁻¹ [14]. L'explosion s'accompagne d'une brusque augmentation de la luminosité, qui peut atteindre jusqu'à $10^5 L_{\odot}$, avant de retrouver la luminosité initiale ($10^{-3} - 10^{-2} L_{\odot}$).

Les novæ classiques sont beaucoup plus fréquentes que les supernovæ : on estime qu'il y en a une trentaine par an dans notre Galaxie [14]. Cependant, seulement 3 ou 5 novæ sont découvertes chaque année, souvent par les astronomes amateurs, à cause de l'absorption du rayonnement par les poussières interstellaires. Contrairement aux supernovæ de type Ia, pour lesquelles la naine blanche est totalement désintégrée par l'explosion, les novæ classiques sont supposées se répéter avec une périodicité de l'ordre de $10^4 - 10^5$ an. La quantité de matière éjectée est beaucoup plus faible, de l'ordre de $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}$ pour un événement. Les éléments produits dépendent de la composition de la naine blanche.

8. Une naine blanche est le dernier stade d'évolution d'une étoile de masse $M \lesssim 10 M_{\odot}$ qui a épuisé tout son combustible nucléaire.

b/ Différents types de novæ classiques

Des observations astronomiques (en spectroscopie optique, ultraviolet ou infrarouge) ont révélé la présence de différents éléments dans l'éjecta des novæ classiques [16], en surabondance par rapport aux valeurs dans le système solaire (section 1.1.1). L'excès de carbone et d'oxygène observé montre qu'à un moment donné, un mélange a eu lieu entre la matière accrétée et la matière de la naine blanche. Ce type de novæ, qui implique une naine blanche riche en carbone et en oxygène résultant de l'évolution d'une étoile de masse initiale de $6 - 8 M_{\odot}$ [17], est appelé pour simplifier novæ CO. L'observation dans certains cas de néon montre que certaines novæ classiques impliquent des naines blanches plus massives riches en néon ($M \gtrsim 1.1 M_{\odot}$), issues de l'évolution d'une étoile de masse initiale de $8 - 10 M_{\odot}$. On parlera dans la suite de novæ ONe. La présence d'autres éléments en surabondance, comme l'azote, le silicium ou le soufre, sont le résultat des réactions qui se sont produites pendant la combustion explosive de l'hydrogène. Davantage de grains de poussières ont été observés dans l'éjecta des novæ CO que dans les novæ ONe, probablement à cause de la quantité de matière éjectée plus importante, mais à vitesse plus faible.

c/ Comparaison avec les modèles stellaires

Des modèles hydrodynamiques à une dimension [15] ont montré que les novæ CO produisent principalement des noyaux du groupe CNO, en large quantité par rapport aux abondances solaires, conformément aux observations. Les novæ ONe accrètent davantage de matière, engendrant une explosion plus violente. Les pics de température atteints sont alors plus élevés et l'activité nucléaire s'étend vers des noyaux plus lourds, jusqu'au calcium. Ainsi, en plus des noyaux du groupe CNO, un large excès de néon, sodium, aluminium, silicium et d'autres éléments de masses intermédiaires est prédit. Les novæ classiques sont les sites privilégiés pour la synthèse de la majorité du ^{13}C , de ^{17}O et de ^{15}N observés dans la galaxie.

Les modèles reproduisent dans l'ensemble correctement les caractéristiques des novæ observées, cependant quelques problèmes sont encore irrésolus [13]. Le mécanisme responsable du mélange entre la matière accrétée et les couches externes de la naine blanche n'est notamment pas connu, et le degré de mélange est mal contraint. Les masses éjectées observées sont quant à elles beaucoup plus importantes que ne le prédisent les modèles, d'un ordre de grandeur ou plus.

1.3 Le mystère des grains de novæ

Nous venons de voir que les supernovæ à effondrement de cœur et les novæ sont deux phénomènes bien distincts, autant au niveau du processus stellaire que de la nucléosynthèse engendrée. Il existe cependant des grains pré-solaires qui portent des caractéristiques isotopiques typiques des deux phénomènes, comme nous l'avons évoqué au début de ce chapitre. Nous allons maintenant les étudier plus en détails, en commençant d'abord par décrire les caractéristiques utilisées pour identifier les différentes populations de grains.

1.3.1 Différentes populations de grains pré-solaires

Les nano-diamants sont les premiers grains à avoir été isolés des météorites primitives, suivis des carbures de silicium (SiC) et des graphites, sur la base de leurs compositions isotopiques anormales en gaz nobles (Ne, Xe) [8]. D'autres types de grains ont ensuite été découverts au fur et à mesure, incluant des nitrures de silicium (Si_3N_4), des silicates et des oxydes.

Les carbures de silicium (SiC) sont les types de grains pré-solaires les plus étudiés [8, 18]. Leur taille varie entre quelques nm et quelques dizaine de μm . Plus de 20 000 grains ont été analysés et classifiés sur la base de leurs rapports isotopiques en carbone, azote et silicium. Sur les figures 1.3 et 1.4 sont représentées les différentes populations de grains en fonction de leurs rapports isotopiques $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ et des déviations comparées aux rapports solaires $\delta^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ et $\delta^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ ⁹, respectivement. Les rapports solaires sont indiqués par les lignes en pointillés. Les différentes couleurs et formes correspondent aux familles de grains qui partagent les mêmes caractéristiques isotopiques particulières.

Les grains « mainstream » représentent environ 93 % du total des grains observés. Ils sont supposés s'être condensés dans les vents accompagnant les étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB) de métallicité proche de la métallicité solaire ($Z_{\odot} = 0.02$). L'origine des grains A+B, qui constituent la deuxième famille la plus abondante (4 – 5 %), n'est pas encore définie, différents sites ont été proposés (étoiles de type J¹⁰, étoiles AGB renaissantes ou autres types d'étoiles riches en carbone). Les

9. $\delta^i\text{Si}/^{28}\text{Si} = \left[\frac{(^i\text{Si}/^{28}\text{Si})_{\text{grain}}}{(^i\text{Si}/^{28}\text{Si})_{\odot}} - 1 \right] \times 1000$.

10. Une étoile de type J est un type d'étoile riche en carbone, dont le spectre d'absorption révèle une forte abondance en ^{13}C , ce qui implique un rapport isotopique $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ très faible. Leur origine n'est pas claire et fait toujours l'objet de recherches.

caractéristiques des grains X ($\approx 1\%$) suggèrent une origine dans les supernovæ à effondrement de cœur (de même que pour les grains C non présents sur les figures). Les grains Y ($\approx 1\%$) et Z ($\approx 1\%$) se sont probablement formés dans les étoiles AGB de faible métallicité. Une dernière catégorie rassemble des grains qui portent les signatures isotopiques caractéristiques de la nucléosynthèse dans les novæ, et qui sont ainsi reportés comme des grains de novæ ($< 0.1\%$). On remarque que parmi eux figure un point d'interrogation. Il s'agit d'un grain qui porte à la fois la signature d'une formation dans les novæ et les supernovæ.

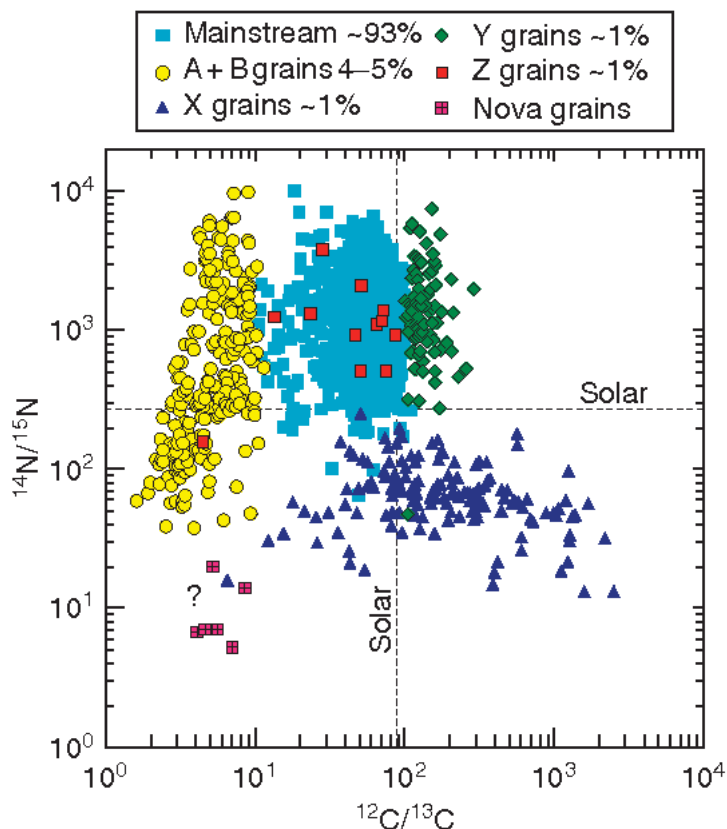


FIGURE 1.3 – Rapports isotopiques en azote et en carbone de différents grains pré-solaires SiC. Les différentes couleurs et formes correspondent à différentes familles de grains, indiquées dans la légende avec les abondances correspondantes dans les météorites. Le point d'interrogation sur la figure correspond à un grain portant à la fois la signature des novæ et des supernovæ. Les lignes en pointillés horizontale et verticale correspondent aux rapports solaires. *Figure issue de [18]*

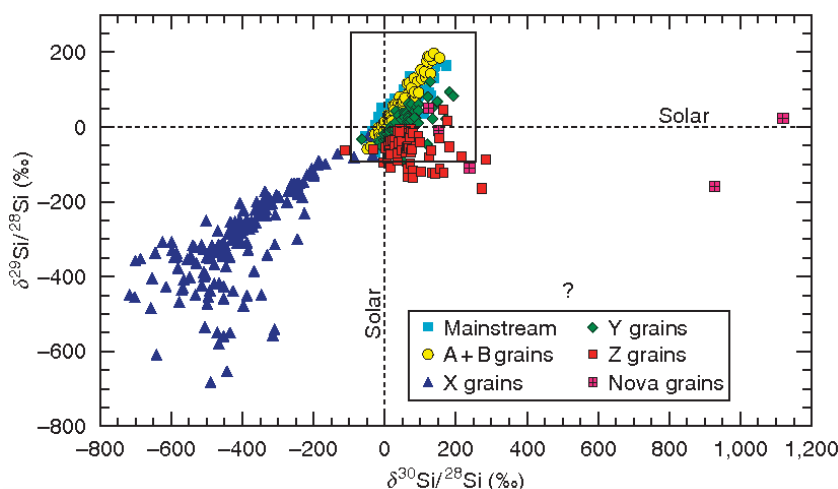


FIGURE 1.4 – Rapports isotopiques en silicium de différents grains pré-solaires, représentés sous forme de δ -value, c'est-à-dire de déviation (en ‰) par rapport aux rapports solaires : $\delta^i\text{Si}/^{28}\text{Si} = [(^i\text{Si}/^{28}\text{Si})_{\text{grain}} / (^i\text{Si}/^{28}\text{Si})_{\odot} - 1] \times 1000$. Le point d'interrogation sur la figure correspond à un grain portant à la fois la signature des novæ et des supernovæ. *Figure issue de [18].*

1.3.2 Grains présumés de novæ

a/ Caractéristiques

Amari *et al.* [19] sont les premiers à avoir mis en évidence l'existence de grains pré-solaires SiC pouvant venir des novæ. Ces grains sont caractérisés par des rapports isotopiques $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ très faibles par rapport aux valeurs solaires et d'autres grains pré-solaires (figure 1.3). Les rapports $\delta^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ (figure 1.4) et $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ sont quant à eux en large excès. Ces signatures sont caractéristiques de la combustion explosive de l'hydrogène dans les novæ classiques [15–17]. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné (section 1.2.2), les modèles stellaires montrent que les novæ classiques produisent principalement des noyaux du groupe CNO, avec notamment un large excès de ^{13}C et d' ^{15}N , ce qui induit des rapports isotopiques $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ très faibles. Les rapports des abondances des isotopes du silicium sont particulièrement intéressants car ils fournissent des informations sur la nature de la nova où se sont formés les grains. En effet, les modèles de novæ CO ne prédisent pas les excès de ^{30}Si observés, contrairement aux modèles de novæ ONe. La production d'isotopes plus lourds dans les novæ ONe s'explique par les températures plus importantes atteintes au cours des explosions et le fait que la naine blanche impliquée est composée d'isotopes plus lourds comme le ^{20}Ne , le ^{23}Na et les $^{25,26}\text{Mg}$. Les observations indiquent donc que les grains de novæ se sont condensés dans l'éjecta des novæ ONe.

b/ Problèmes rencontrés par les modèles de novæ

Les modèles de novæ rencontrent cependant plusieurs difficultés pour expliquer certaines observations [19].

Premièrement, les compositions isotopiques observées sont moins extrêmes que les valeurs prédites par les modèles. Pour reproduire les rapports mesurés, il faut inclure un mélange entre la matière synthétisée dans les novæ et de la matière qui n'a pas subi de transformation, dont la composition isotopique est proche de la composition solaire. Une possibilité est que cette matière vienne de l'étoile compagnon. Une autre option est que les couches externes de l'enveloppe soient éjectées juste après le démarrage de l'explosion, faisant ainsi qu'elles contiennent moins de matière synthétisée.

Un second problème est que les modèles prédisent une abondance en oxygène supérieure à celle du carbone dans l'éjecta des novæ CO et ONe, alors qu'il est communément supposé que la condition $C > O$ doit être satisfaite pour que les grains SiC se condensent. Les observations spectroscopiques ont également montré que les éjecta des deux types de novæ sont riches en oxygène, mais des poussières riches en carbone ont bien été observées dans l'environnement des novæ [16]. Des calculs d'équilibre thermodynamique [17] prédisent cependant que les grains SiC peuvent se condenser dans les couches éjectées les plus profondes des novæ ONe, mais la nécessité d'un mélange avec de la matière type solaire ($C < O$) diminue fortement le rapport C/O dans l'éjecta et ainsi la possibilité pour les grains SiC de se condenser.

Enfin, la comparaison entre les rapports isotopiques en silicium observés et les prédictions des modèles impose que les grains aient comme origines les novæ ONe. Or, ce type de novæ ne représente que 20 % – 30 % des novæ classiques, et les observations ont révélé que les poussières se condensent principalement dans l'éjecta des novæ CO [16]. On s'attend donc à trouver plus de grains pré-solaires venant des novæ CO que ONe, contrairement aux prédictions des modèles.

c/ Ambiguïté sur l'origine des grains

Des doutes sur l'origine des grains de novæ ont été émis par Nittler & Hoppe [9] après la découverte de grains SiC possédant les excès en ^{13}C et ^{15}N utilisés pour identifier ce type de grains, avec d'autres signatures isotopiques suggérant une origine dans les supernovæ. En particulier, les abondances mesurées pour les isotopes du titane (figure 1.5 droite) ne peuvent pas être expliquées par les modèles de novæ, la nucléosynthèse s'arrêtant au calcium (section 1.2.2) [15, 17]. De plus, l'excès mesuré de ^{44}Ca ne peut

venir que de la décroissance β de ^{44}Ti initialement présent, qui ne peut également être synthétisé que dans les supernovæ (section 1.2.1).

Cette origine alternative des grains de novæ implique que les modèles de supernovæ doivent reproduire les excès observés en ^{13}C et ^{15}N , associés aux captures de proton caractéristiques de la nucléosynthèse dans les novæ. Récemment, Pignatari *et al.* [20] ont présenté de nouveaux modèles de supernovæ à effondrement de cœur, incluant l’ingestion de l’hydrogène dans la couche d’hélium avant l’explosion, qui sont capables de reproduire ces excès (ces modèles seront détaillés dans la section 2.1.1). Une comparaison entre de nouvelles mesures d’abondances isotopiques dans des grains SiC et les prédictions de modèles de novæ et des modèles de CCSN de Pignatari *et al.* a été effectuée [10,11]. Elle confirme que les nouveaux modèles de CCSN permettent de reproduire les observations dans certains grains, là où les modèles de novæ échouent, notamment pour les larges excès en ^{32}S [21] (figure 1.5 gauche). Les auteurs soulignent cependant que les calculs de nucléosynthèse des novæ et des CCSN sont faits avec des codes hydrodynamiques à une dimension, alors que des calculs multi-dimensionnels sont nécessaires pour prendre en compte tous les effets (section 1.1.3) et confirmer le désaccord entre les prédictions et certaines observations.

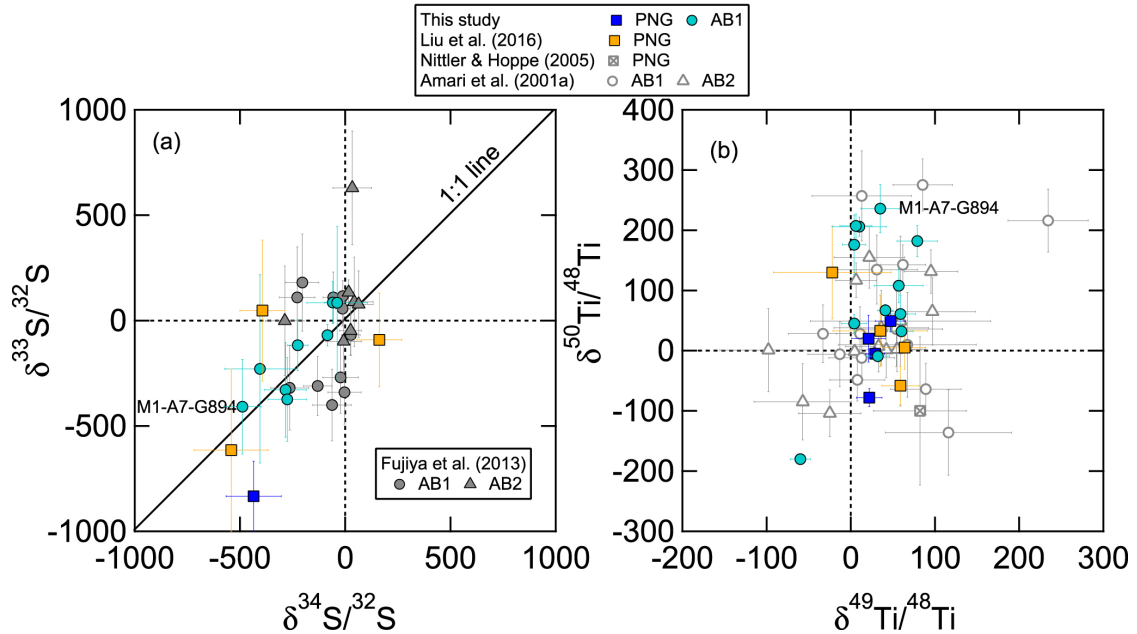


FIGURE 1.5 – Rapports isotopiques en soufre et en titane mesurés dans différents grains pré-solaires de type AB et de novæ (notés PNG pour « Putative Nova Grains »), représentés sous forme de δ -value (voir la légende de la figure 1.4). *Figure issue de [11]*.

Dans tous les cas, il est clair qu'il est actuellement difficile de statuer sur une origine unique des grains de novæ et qu'il y a des arguments en faveur des deux sites stellaires, novæ et CCSN. Nous parlerons dans la suite de grains présumés de novæ.

1.3.3 Influence des taux de réactions

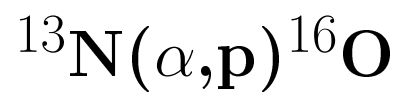
L'identification des sites d'origine des grains présumés de novæ, et des grains présolaires de manière générale, repose principalement sur la comparaison entre les observations et les prédictions des modèles. Nous avons déjà évoqué le fait que ces derniers sont soumis aux incertitudes dues aux hypothèses plus ou moins simplifiées utilisées pour décrire les processus physiques (section 1.1.3). Les incertitudes sur les données nucléaires (masses, durée de vie des noyaux radioactifs, taux de réactions) peuvent également avoir un impact important sur les abondances prédites, notamment celles utilisées pour identifier l'origine des grains. Une bonne connaissance de ces paramètres est donc indispensable pour valider les modèles et leur utilisation. Une partie du travail des astrophysiciens nucléaires consiste ainsi à déterminer quelles sont les réactions importantes au cours des différents processus et à les étudier afin de réduire les incertitudes associées.

La physique nucléaire des novæ est actuellement relativement bien comprise, mais il reste encore quelques réactions clés dans les novæ ONe qui ont un impact significatif sur les abondances prédites, à cause des incertitudes importantes sur leur taux de réaction : $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$ et $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ [14]. En particulier, comme nous le verrons plus tard, la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ a une influence sur les abondances finales des isotopes des éléments de masses intermédiaires et notamment du silicium, utilisés pour identifier les grains présumés de novæ (section 1.3.2.a). Les nouveaux modèles de CCSN de Pignatari *et al.* [20], développés pour expliquer à la fois les signatures caractéristiques de la nucléosynthèse dans les novæ et les supernovæ dans certains grains présumés de novæ (section 1.3.2.c), sont également soumis aux incertitudes nucléaires, mais très peu d'études de sensibilités aux taux de réactions ont été réalisées jusqu'à présent les concernant. La validité de ces modèles repose notamment sur la prédiction d'un large excès de ^{13}C qui, comme nous le verrons, est fortement influencé par le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$.

Ce travail est divisé en deux parties distinctes. La première partie consiste à étudier l'impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ sur les prédictions des nouveaux modèles de supernovæ à effondrement de cœur développés par Pignatari *et al.* La deuxième partie vise à réduire les incertitudes nucléaires associées à la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, réaction clé dans la nucléosynthèse des novæ.

Première partie

Étoiles massives et la réaction



2

Nucléosynthèse explosive dans les étoiles massives et importance de la réaction

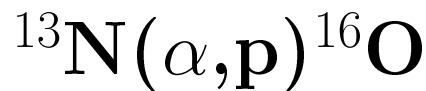


Table des matières

2.1	Modèles stellaires et impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	23
2.1.1	Modèles stellaires et calculs de nucléosynthèse	23
2.1.2	Impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	28
2.2	État des connaissances sur la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	31
2.2.1	Région d'intérêt	31
2.2.2	Mesure directe	32
2.2.3	Réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$	32
2.2.4	Calculs Hauser-Feshbach	37
2.2.5	Bilan	38
2.3	Méthode de détermination du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	40
2.3.1	Principe général	40
2.3.2	Propriétés spectroscopiques connues du ^{17}F	41
2.3.3	Méthode de détermination des largeurs alpha	44

Nous avons vu dans le chapitre introductif que certains grains pré-solaires de carbure de silicium (SiC) présentent des excès de ^{13}C et d' ^{15}N par rapport aux valeurs solaires, caractéristiques de la combustion explosive de l'hydrogène dans les novæ classiques, avec d'autres signatures isotopiques, notamment un excès de ^{44}Ca et d'isotopes du titane, suggérant une origine dans les supernovæ. Ces caractéristiques remettent en question l'origine de certains grains classés initialement comme grains de novæ. Afin de résoudre ce problème, Pignatari *et al.* [20] ont développé de nouveaux modèles de supernovæ à effondrement de cœur (CCSN) qui permettent de reproduire les différents excès observés. Cependant, les abondances finales prédites par les simulations dépendent, entre autres, des taux des réactions intervenant dans le réseau de nucléosynthèse. Il est donc important d'étudier l'influence sur les prédictions des réactions clés conduisant à la production des isotopes utilisés pour identifier l'origine des grains présumés de novæ.

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord les modèles stellaires développés par Pignatari *et al.* et l'impact qu'a le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ sur les abondances prédites par ces modèles (section 2.1). Nous faisons ensuite un état des lieux des données disponibles dans la littérature concernant la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ (section 2.2). Enfin, nous présentons la méthode adoptée dans ce travail pour ré-évaluer le taux de cette réaction (section 2.3).

2.1 Modèles stellaires et impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$

2.1.1 Modèles stellaires et calculs de nucléosynthèse

a/ Caractéristiques des modèles

Pour expliquer les abondances extrêmes en ^{13}C et ^{15}N observées dans les grains présumés de novæ qui contiennent en même temps des isotopes caractéristiques de la nucléosynthèse dans les supernovæ (section 1.3), Pignatari *et al.* [20] ont développé un ensemble de modèles de CCSN pour la couche d'hélium. Ces modèles prennent en compte l'ingestion d'hydrogène dans la région riche en hélium avant l'explosion en supernova. En l'absence de modèles hydrodynamiques multidimensionnels réalistes pour étudier quantitativement la structure de l'étoile et la nucléosynthèse suite à l'ingestion d'hydrogène¹, une analyse qualitative de l'effet de l'hydrogène résiduel pendant la

1. Les premiers modèles hydrodynamiques multidimensionnels étudiant l'ingestion d'H dans la couche d'He dans le cas des étoiles massives viennent seulement d'être récemment développés [22].

combustion explosive de l'hélium a été réalisée.

Les modèles utilisés proviennent d'un ensemble de modèles stellaires considérant différents progéniteurs (de 15 à 60 M_{\odot} pour les modèles d'étoiles massives et de métallicité $Z = 0.01$ ou $Z = 0.02$) et différentes caractéristiques d'explosion [23]. Dans le cas des étoiles massives, les calculs sont réalisés avec le code d'évolution stellaire GENE (Geneva stellar evolution code) [24] jusqu'à la fin de la combustion du silicium. Les principaux paramètres d'entrées (composition initiale, opacités, réactions nucléaires et taux de réactions, pertes de masse, limites de convection) sont détaillés dans la référence [23]. L'explosion est simulée en utilisant une description semi-analytique. La limite entre la matière éjectée et celle retombant sur le cœur (appelée « mass cut ») est déterminée en suivant la prescription de Fryer *et al.* [25], qui fournit une relation analytique entre la masse de l'objet compact final et la masse initiale pour une métallicité et un type d'explosion (rapide ou lent) donné. La vitesse initiale du choc utilisée est de $2 \times 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$, ce qui correspond à une énergie totale d'explosion de $4 - 7 \times 10^{51} \text{ erg}$. La densité et la température dans chaque zone de l'étoile sont supposées augmenter soudainement au passage de l'onde de choc puis décroissent de manière exponentielle. Les pics de température et de densité dépendent des conditions avant le choc (densité, indice adiabatique) et de la vitesse du choc. La nucléosynthèse complète est calculée en utilisant le code de post-processing multi-zones MPPNP de NuGrid [23, 26]. Afin de minimiser le temps de calcul, la taille du réseau nucléaire change de manière dynamique selon les conditions stellaires, ajoutant ou supprimant des isotopes au réseau, jusqu'à un maximum de 5234 isotopes et 74313 réactions. Les mêmes taux de réactions de base que pour les calculs d'évolution stellaire sont utilisés. Les données additionnelles sont également détaillées dans la référence [23].

Parmi les modèles calculés, celui utilisant un progéniteur de 25 M_{\odot} et de métallicité $Z = 0.02$ est le seul pour lequel il est observé que de l'hydrogène est ingéré dans la couche d'hélium plus chaude et n'est pas entièrement consommé avant l'explosion. L'étude détaillée de la simulation [20] montre qu'après la fin de la combustion du carbone, la couche convective d'hélium devient instable et l'hydrogène de la couche supérieure est ingéré dans la région riche en hélium. Le déclenchement de la combustion de l'oxygène désactive ensuite la zone de convection. La matière composant la couche d'hélium se retrouve, avant l'explosion, avec environ 1.2 % d'hydrogène. Cependant, comme mentionné précédemment, l'ingestion d'hydrogène ne peut pas être correctement décrite par des modèles hydrodynamiques à une dimension comme ceux employés dans cette étude. Pignatari *et al.* ont donc fait varier la quantité d'hydrogène restant avant l'explosion afin d'explorer son impact pendant la combustion explosive

de l'hélium. Six modèles ont ainsi été considérés : le modèle initial avec 1.2 % d'hydrogène restant (noté 25d) et cinq autres modèles, partageant la structure stellaire et les conditions d'explosion du modèle 25d, mais avec une quantité d'hydrogène réduite par un facteur 5, 10, 20, 50 et 500 (notés 25d-H5, 25d-H10, 25d-H20, 25d-H50 et 25d-H500, respectivement).

L'influence des conditions d'explosion a également été étudiée. Parmi les modèles d'étoiles massives de la référence [23], celui avec les conditions les plus extrêmes est le modèle utilisant un progéniteur de $15 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$, avec une explosion rapide. Dans ce cas, lorsque l'onde de choc traverse la base de la couche d'hélium, la température atteint un pic 3.3 fois plus grand qu'avec le modèle 25d (2.3×10^9 K comparé à 0.7×10^9 K) et le pic de densité est 100 fois plus important. Pignatari *et al.* ont produit de nouveaux modèles, considérant toujours un progéniteur de $25 M_{\odot}$ pour simuler l'ingestion d'hydrogène, mais augmentant artificiellement la température et la densité pour que l'explosion dans la couche d'hélium soit similaire à celle du modèle de $15 M_{\odot}$. Cet artifice est possible car la structure de la couche d'hélium à la fin de l'évolution stellaire, en terme de stratification de la densité, est très similaire pour les deux modèles ($15 M_{\odot}$ et $25 M_{\odot}$). Ainsi, l'onde de choc se propagera de la même façon dans la couche d'hélium que l'explosion ait les caractéristiques d'un modèle de $15 M_{\odot}$ ou de $25 M_{\odot}$, quelque soit le progéniteur. Cela n'est par contre pas le cas si on considère les couches plus profondes car leurs structures dépendent fortement de la masse initiale. Pignatari *et al.* ont donc pris comme point de référence pour effectuer leurs calculs la base de la région riche en hélium. Six modèles ont été calculés avec ces conditions d'explosion extrême (modèles 25T), explorant la même gamme de concentration en hydrogène avant l'explosion que les modèles 25d (notés 25T-H, 25T-H5, 25T-H10, 25T-H20, 25T-H50 et 25T-H500).

b/ Abondances après l'explosion

Les abondances après l'explosion en CCSN des isotopes stables ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O , ^{28}Si et ^{30}Si , et des espèces à relativement courte durée de vie ^{14}C , ^{22}Na , ^{26}Al , ^{44}Ti et ^{60}Fe sont reportées sur la figure 2.1 pour les modèles 25T-H (modèle 25T avec une concentration d'hydrogène de 1.2 %, courbes épaisses) et 25T-H50 (concentration divisée par un facteur 50, courbes fines). Les abondances sont données en fractions massiques X_i , définies par :

$$X_i = \frac{m_i}{M} \quad \text{tel que} \quad \sum X_i = 1 \quad (2.1)$$

2. $T_{1/2} \lesssim 2.6 \times 10^6$ ans, comparé à l'âge du système solaire de 4.6×10^9 ans.

avec m_i la masse de l'isotope i et M la masse totale. En abscisse est portée la coordonnée de masse M/M_\odot . Elle correspond à la fraction de masse M contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon donné, rapportée à la masse solaire M_\odot . Ainsi, le centre de l'étoile est à l'origine des abscisses. Cette coordonnée est souvent utilisée pour suivre l'évolution de la composition d'une couche à l'intérieur de l'étoile car, alors que le rayon de la couche se dilate ou se contracte lorsque l'étoile évolue, la masse qu'elle contient reste constante.

Quelques remarques peuvent être faites en observant les profils des abondances des isotopes stables d'abord (figure du haut). À la base de la couche d'hélium, soit à environ $6.8 M_\odot$, le ^{28}Si est produit par capture d'alpha sur l' ^{16}O , formant une zone riche en carbone et en silicium appelée zone C/Si. Entre 6.83 et $7.04 M_\odot$ l'abondance en ^{12}C chute, formant une zone riche en oxygène (zone grise), appelée zone O/nova car elle présente des caractéristiques similaires à celles de la nucléosynthèse explosive dans les novæ (à part dans la région la plus profonde de la zone) : elle a un rapport C/O < 1 et les abondances portent la signature de la combustion explosive de l'hydrogène. En particulier, la réaction $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$ appauvrit la quantité de ^{12}C tandis que l' ^{13}N produit de l' ^{14}O et de l' ^{16}O via les réactions $^{13}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{O}$ et $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$. L' ^{13}N formé contribue par ailleurs à la production de ^{13}C par décroissance β^+ . Le modèle 25T-H ayant la concentration en proton pré-supernova la plus importante, on comprend que les abondances en ^{12}C soient plus faibles avec ce modèle, comparé au modèle 25T-H50, et que les abondances en ^{13}C soient plus importantes à cause de la contribution du ^{13}C radiogénique venant de la décroissance de l' ^{13}N . Lors du passage de l'onde de choc dans la couche d'hélium, la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, \text{n})^{25}\text{Mg}$ est activée et génère un pic de production de neutrons. Avec le modèle 25T-H, cette réaction est en compétition avec la réaction $^{22}\text{Ne}(\text{p}, \gamma)^{23}\text{Na}$, qui réduit la quantité de ^{22}Ne et donc la production de neutron. La présence de ^{13}C dans la matière avant l'explosion fournit une source alternative de neutron via la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, \text{n})^{16}\text{O}$, mais cette source est atténuée par la réaction $^{14}\text{N}(\text{n}, \text{p})^{14}\text{C}$ et la compétition avec la réaction $^{13}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{C}$. Ainsi, comme on peut l'observer sur la figure du bas, la production des isotopes ^{22}Na , ^{26}Al et ^{44}Ti issus de captures de protons est favorisée avec le modèle 25T-H, alors que la production de ^{60}Fe venant de captures successives de neutrons sur le ^{56}Fe est réduite. Des abondances similaires ont été obtenues avec les modèles 25d (progéniteur de $25 M_\odot$ et conditions d'explosion du modèle de $25 M_\odot$) mais la zone O/nova est restreinte à une région beaucoup plus petite (< $0.1 M_\odot$).

Avec ces modèles de CCSN prenant en compte l'ingestion d'hydrogène dans la région riche en hélium, les abondances prédites dans la couche d'hélium portent la signature de la combustion explosive de l'hydrogène et de l'hélium.

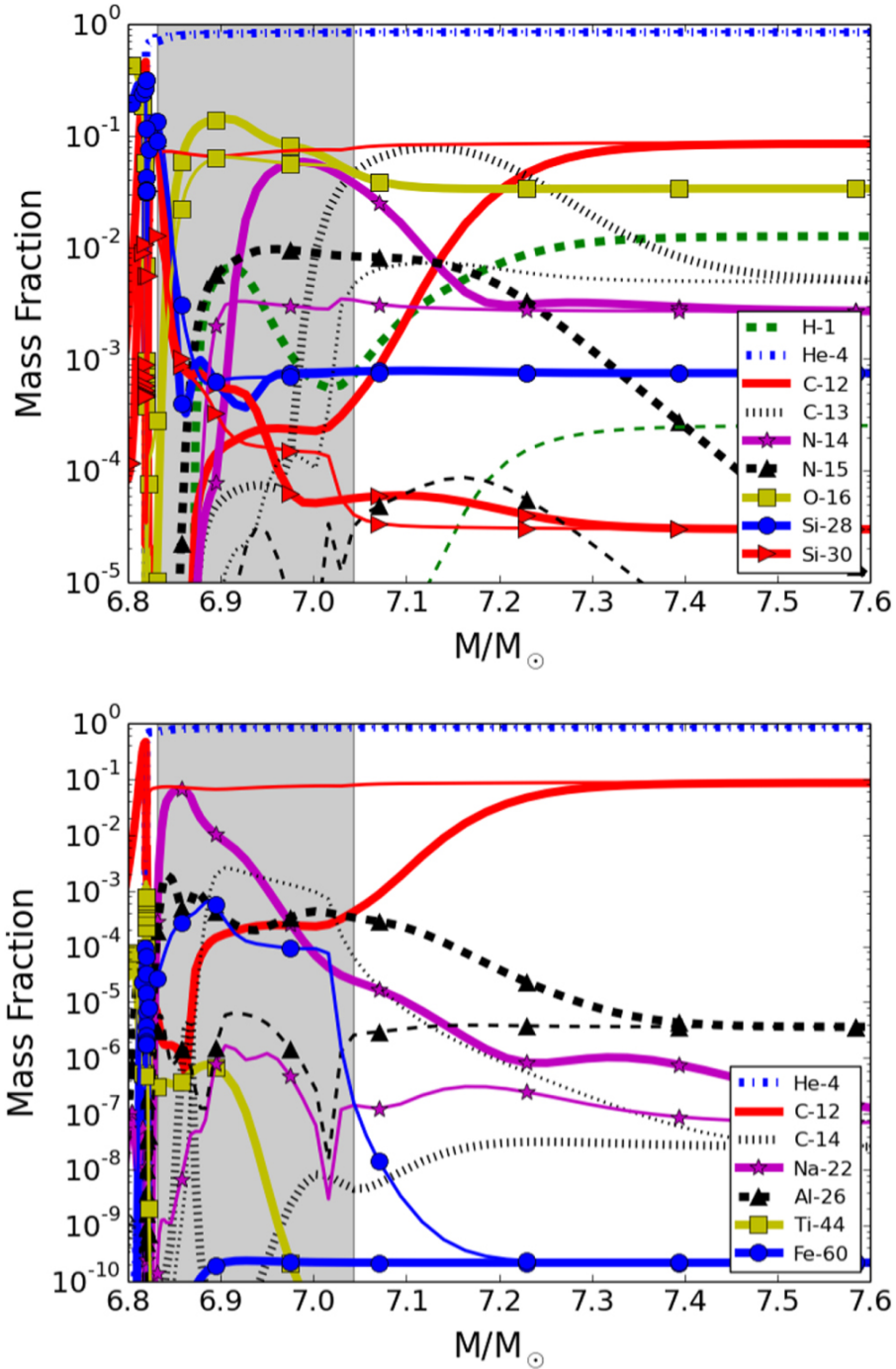


FIGURE 2.1 – Abondances isotopiques dans l'éjecta de la couche d'hélium des modèles de supernovæ de $25 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$ 25T-H (courbes épaisses) et 25T-H50 (courbes fines). Figure du haut : profils pour les isotopes stables ^1H , ^4He , $^{12,13}\text{C}$, $^{14,15}\text{N}$, ^{16}O et $^{28,30}\text{Si}$. Figure du bas : profils pour les isotopes à relativement courte durée de vie ^{14}C , ^{22}Na , ^{26}Al , ^{44}Ti et ^{60}Fe . La zone grise représente la région riche en oxygène (zone O/nova) formée dans le modèle 25T-H. *Figure issue de [20].*

c/ Comparaison avec les grains pré-solaires

Les rapports isotopiques $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ et $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ prédits par les différents modèles dans la couche d'hélium ont ensuite été comparés [20] avec les mesures effectuées pour différents types de grains riches en carbone venant de la base de données de grains pré-solaires de l'université de Washington. La comparaison avec les résultats des simulations utilisant les modèles de type 25T et 25d est montrée sur la figure 2.2, haut et bas respectivement. Les différents rapports isotopiques le long des courbes associées à chaque modèle ont été calculés à différentes coordonnées de masse de la figure 2.1. Les lignes noires horizontale et verticale en trait plein indiquent les rapports isotopiques solaires pour l'azote et le carbone, respectivement. La ligne noire horizontale en pointillés représente le rapport isotopique terrestre pour l'azote.

On observe que les courbes théoriques des différents modèles reproduisent les rapports observés dans les grains présumés de nova (SiC nova sur les figures), à l'exception de celles des modèles où les concentrations d'hydrogène sont les plus faibles (division par 50 et 500). Le modèle 25T-H produit les plus faibles rapports $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ à cause de l'importante contribution du ^{13}C radiogénique venant de l' ^{13}N , comme expliqué précédemment.

Même si des simulations hydrodynamiques multi-dimensionnelles sont nécessaires pour obtenir une conclusion définitive, Pignatari *et al.* montrent que les excès de ^{13}C et d' ^{15}N observés dans les grains présumés de novæ peuvent être reproduits avec des modèles de CCSN prenant en compte différentes concentrations d'hydrogène dans la couche d'hélium avant le passage de l'onde de choc et différentes énergies d'explosion.

2.1.2 Impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$

Dans les modèles stellaires présentés, l'excès de ^{13}C observé dans les grains présumés de novæ est expliqué par l'accumulation d' ^{13}N dans la couche d'hélium pendant l'explosion en CCSN, qui produit du ^{13}C par désintégration β^+ . L' ^{13}N est produit par la capture de proton sur le ^{12}C . Cependant, la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ est également activée pendant l'explosion et détruit une partie de l' ^{13}N formé. Ces réactions en compétition ont ainsi un impact direct sur la quantité de ^{13}C prédite par les modèles et donc sur la comparaison avec les grains pré-solaires.

Afin d'étudier l'impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ sur la production de ^{13}C dans la couche d'hélium, nous avons fait varier de manière arbitraire le taux uti-

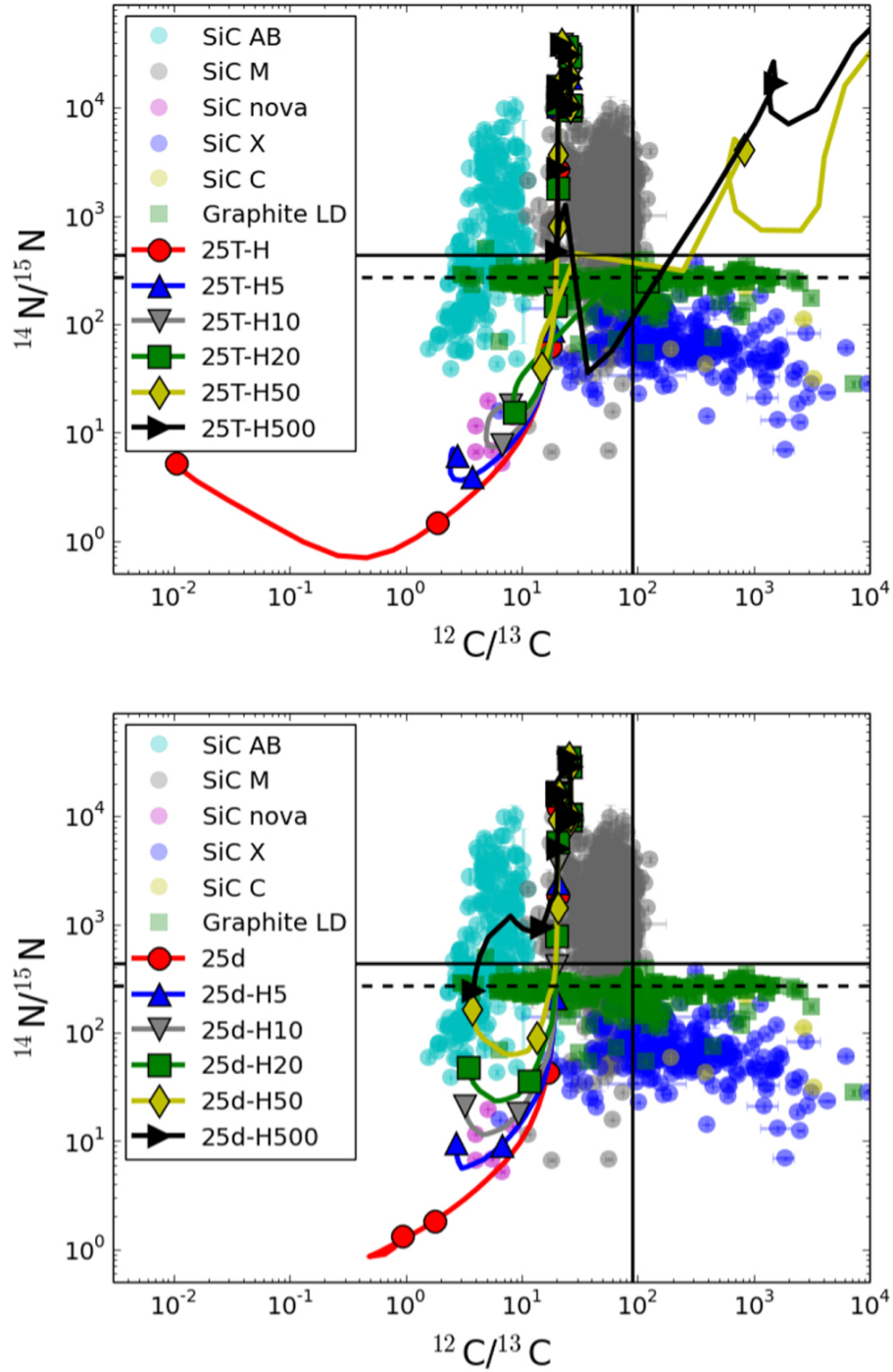


FIGURE 2.2 – Rapports isotopiques $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ et $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ dans l'éjecta de la couche d'hélium prédits par l'ensemble des modèles 25T (figure du haut) et 25d (figure du bas) et comparés aux données mesurées pour différents grains riches en carbone. Les différents rapports isotopiques le long des courbes associées à chaque modèle ont été calculés à différentes coordonnées de masse de la figure 2.1. Les lignes noires en trait plein horizontale et verticale indiquent les rapports isotopiques solaires pour N et C, respectivement. La ligne noire horizontale en pointillés représente le rapport isotopique terrestre pour N. *Figure issue de [20].*

lisé dans le modèle 25T-H par un facteur 5³. Ce taux est issu de la compilation de Caughlan & Fowler [27], noté CF88 dans la suite. Les résultats obtenus pour les isotopes stables ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O sont présentés sur la figure 2.3, où les courbes fines et épaisses correspondent à la simulation avec le taux divisé et multiplié par 5, respectivement. Les zones grises représentent les régions O/nova riches en oxygène ($\text{C}/\text{O} < 1$) pour les deux simulations : zone gris foncé entre $6.83 M_{\odot}$ et $7.01 M_{\odot}$ quand le taux est divisé par 5, zone gris clair entre $6.83 M_{\odot}$ et $7.08 M_{\odot}$ lorsque le taux est multiplié par 5.

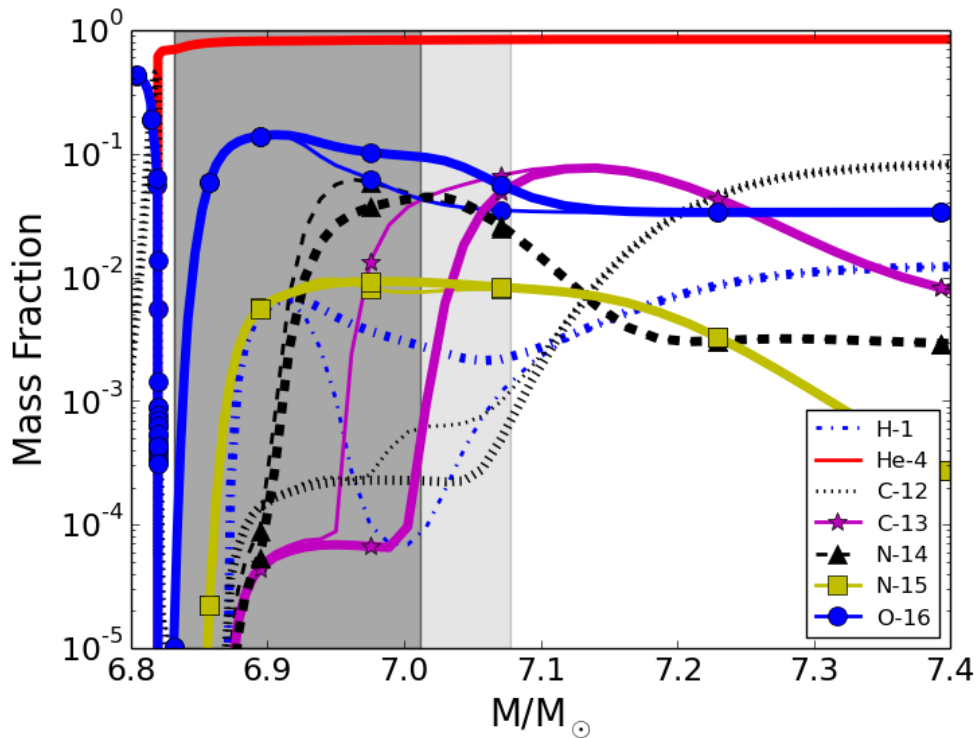


FIGURE 2.3 – Abondances isotopiques dans l'éjecta de la couche d'hélium du modèle de supernova de $25 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$ 25T-H pour les isotopes stables ^1H , ^4He , $^{12,13}\text{C}$, $^{14,15}\text{N}$ et ^{16}O . Les courbes épaisses (fines) sont obtenues lorsque le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ issu de CF88 [27] est multiplié (divisé) par un facteur 5. La zone grise représente la région riche en oxygène (zone O/nova) pour la simulation avec le taux divisé par 5 (gris foncé) et multiplié par 5 (gris clair).

3. M. Pignatari, communication privée.

L'impact le plus important est observé entre environ $6.95 M_{\odot}$ et $7.05 M_{\odot}$ pour les abondances du ^{13}C , qui peuvent varier de plus de deux ordres de grandeur selon le taux utilisé dans la simulation. On note également une variation des abondances de l' ^1H , du ^{12}C et de l' ^{16}O . Ces variations s'expliquent en examinant le rôle de chacune des réactions impliquées. Un plus grand taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ détruit davantage d' ^{13}N et produit plus d' ^{16}O . L'abondance du ^{13}C venant de la décroissance de l' ^{13}N diminue alors également. L'abondance plus importante pour l' ^1H est aussi due à une plus forte activation de la voie (α,p) et détruit davantage de ^{12}C via la réaction $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$. Le réservoir de protons étant affecté, le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ peut potentiellement avoir un impact sur l'efficacité d'autres réactions de capture de proton comme cela sera montré dans la section 5.4.2.

Le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ a donc un impact important sur les abondances prédites par le modèle de CCSN développé par Pignatari *et al.* et en particulier sur la quantité de ^{13}C qui est comparée avec les mesures dans les grains pré-solaires.

2.2 État des connaissances sur la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$

Comme mentionné précédemment, le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ utilisé dans les modèles stellaires de Pignatari *et al.* [20] est issu de CF88 [27]. Il a été varié arbitrairement d'un facteur 5 car aucune incertitude n'est donnée dans cette compilation. Il apparaît par conséquent nécessaire de comprendre l'origine des valeurs utilisées et de chercher quelles sont les autres données expérimentales disponibles dans la littérature dans la gamme d'énergie d'intérêt de notre étude.

2.2.1 Région d'intérêt

Le calcul du taux de réaction à une température donnée nécessite de connaître la dépendance en énergie de la section efficace (Annexe A.2). Dans l'étude présentée dans la section 2.1.2, la température dans la couche d'hélium atteint un pic entre 0.4 et 1 GK environ quand l'onde de choc de la supernova traverse la région où le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ a un impact. Le pic de Gamow (Annexe A.4), correspondant au domaine en énergie dans le centre de masse où les réactions ont le plus de probabilité d'avoir lieu, est situé à $E_0 = 0.560 \pm 0.160$ MeV pour $T_9 = 0.4$ ⁴ et $E_0 = 1.030 \pm 0.345$ MeV pour $T_9 = 1$. La région en énergie où la section efficace doit être connue est donc $E_{^{13}\text{N}+\alpha} = 0.400 - 1.375$ MeV.

4. $T_9 \equiv T$ en GK.

La réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ passe par la formation du noyau composé excité $^{17}\text{F}^*$, dont le schéma de niveaux est présenté sur la figure 2.4. Si l'énergie incidente dans la voie d'entrée additionnée de l'énergie de séparation alpha, $E_{^{13}\text{N}+\alpha} + S_\alpha$ ⁵, correspond à l'énergie d'excitation E_{ex} d'un des états du noyau composé, on observe une augmentation de la section efficace à cette énergie, correspondant à une résonance. Chaque résonance située dans le pic de Gamow contribue potentiellement au taux de la réaction. Les états d'intérêt du noyau composé sont donc situés dans la gamme en énergie d'excitation $E_{ex} = 6.219 - 7.194$ MeV. On observe sur la figure 2.4 qu'il y a quatre états du ^{17}F dans cette région. Cependant, comme nous le verrons plus tard, des états larges se trouvant en dehors du pic de Gamow peuvent aussi contribuer par leur queue de résonance.

2.2.2 Mesure directe

Aux températures dans la gamme d'intérêt $T_9 = 0.4-1$, les énergies du pic de Gamow sont bien inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne du système $^{13}\text{N}+\alpha$, qui vaut $V_C = 4.3$ MeV (Annexe A.3). La section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ est donc très faible dans cette gamme en énergie (de l'ordre du μb). Aucune mesure directe n'a à l'heure actuelle été réalisée à cause de la complexité du dispositif expérimental à mettre en œuvre : il nécessite d'utiliser une cible d' ^4He gazeux et un faisceau radioactif d' ^{13}N d'intensité suffisamment élevée et de basse énergie pour réaliser la mesure dans un temps raisonnable, ce qui n'a jamais été fait (une intensité de l'ordre de 10^7 pps pour des énergies inférieures au MeV par nucléon serait nécessaire).

2.2.3 Réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$

a/ Compilation de CF88

La compilation de CF88 [27] donne sous une forme analytique les taux de réaction $N_A \langle \sigma v \rangle$ pour un grand nombre de réactions importantes pour l'astrophysique, impliquant des noyaux de faibles masses ($1 \leq Z \leq 14$). Ces expressions ont été déterminées à partir de mesures expérimentales de sections efficaces dans le référentiel du laboratoire, les méthodes utilisées sont détaillées dans les compilations antérieures [29, 30]. Le facteur multiplicatif « REV RATIO » permettant de calculer le taux de la réaction inverse (Annexe A.5) est également fourni. Dans notre cas, c'est l'expression du taux de la réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ qui est utilisée pour obtenir une expression analytique du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$.

5. $S_\alpha = 5818.7(4)$ keV [28].

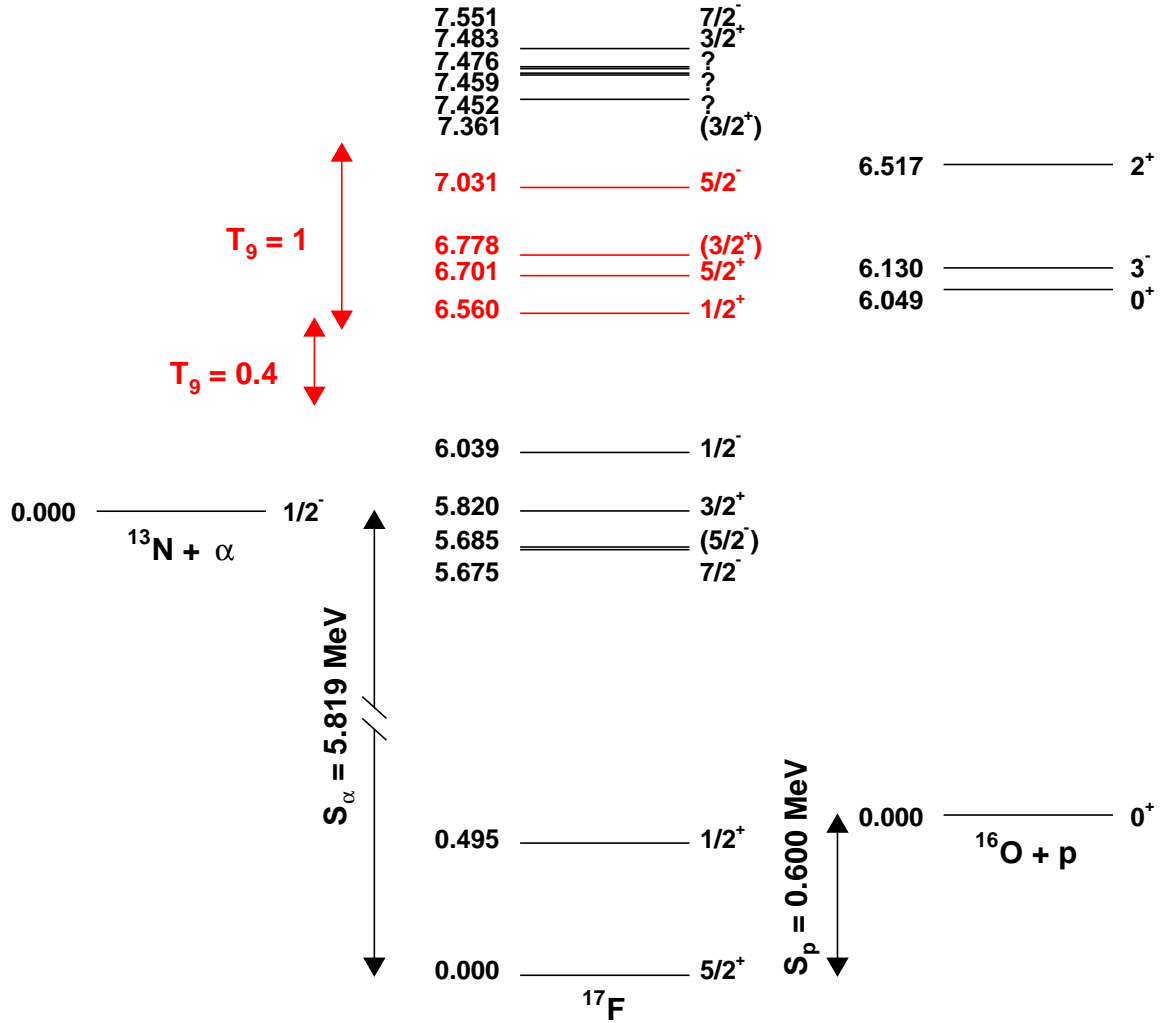


FIGURE 2.4 – Schéma de niveaux du noyau composé ^{17}F . Sont représentés uniquement le premier état excité puis les états peuplés par la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ dans la gamme d'intérêt astrophysique $T_9 = 0.4 - 1$ (en rouge) et autour. Les énergies, données en MeV, et les spins-parités sont issus de la dernière compilation de NNDC [28]. Les énergies d'excitation du ^{17}F ont été corrigées quand nécessaire (voir section 2.3.2).

On trouve dans CF88 la forme suivante pour la réaction $^{16}\text{O}(p, \alpha)^{13}\text{N}$, basée sur le formalisme utilisé pour les réactions non résonantes [30] :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 1.88 \times 10^{18} \times \frac{T_{9A}^{5/6}}{T_9^{3/2}} \times \exp \left(\frac{-35.829}{T_{9A}^{1/3}} - \frac{60.557}{T_9} \right) \quad (2.2)$$

avec
$$T_{9A} = \frac{T_9}{1 + 7.76 \times 10^{-2} \times T_9 + \frac{2.64 \times 10^{-2} \times T_9^{5/3}}{(1 + 7.76 \times 10^{-2} \times T_9)^{2/3}}}$$

Le facteur multiplicatif fourni pour déduire le taux de la réaction inverse $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ est :

$$\text{REV RATIO} = 1.72 \times 10^{-1} \times \exp \left(\frac{60.557}{T_9} \right) \quad (2.3)$$

Ce dernier se retrouve à partir de l'équation (A.19) qui suppose que tous les noyaux interagissant sont dans leur état fondamental :

$$\begin{aligned} \text{REV RATIO} &= \frac{N_A \langle \sigma v \rangle_{^{13}\text{N} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O} + p}}{N_A \langle \sigma v \rangle_{^{16}\text{O} + p \rightarrow ^{13}\text{N} + \alpha}} \\ &= \frac{(2j_{^{16}\text{O}} + 1)(2j_p + 1)}{(2j_{^{13}\text{N}} + 1)(2j_\alpha + 1)} \left(\frac{m_{^{16}\text{O} + p}}{m_{^{13}\text{N} + \alpha}} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{-Q}{kT} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

avec $j_{^{16}\text{O}} = 0$, $j_p = 1/2$, $j_{^{13}\text{N}} = 1/2$, $j_\alpha = 0$, $m_{^{16}\text{O} + p} = 16/17$, $m_{^{13}\text{N} + \alpha} = 52/17$, $Q = -5.218$ MeV et $kT = 0.0862 \times T_9$ MeV.

Le facteur donné dans la compilation ne prend pas en compte les états excités thermiquement à haute température qui peuvent contribuer au taux de réaction stellaire (Annexe A.6). Il faut donc le corriger avec les fonctions de partition normalisées G_i^{norm} comme indiqué dans l'équation (A.27). Les fonctions de partition G_i des noyaux i de nombre de masse $A \leq 40$ sont tabulées dans Bahcall & Fowler [31] en fonction de la température. Elles ont été calculées en incluant tous les états μ connus d'énergies d'excitation inférieures à 2 MeV, ce qui les rend valides pour des températures allant jusqu'à au moins 10 GK. Les températures maximales au-dessus desquelles il faut prendre en compte les états excités d'énergies supérieures à 2 MeV sont également données.

Dans le tableau 2.1 sont reportés les paramètres correspondant aux noyaux qui nous intéressent. On constate qu'aux températures d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$, seuls les états fondamentaux des noyaux peuvent être pris en compte dans le calcul de la fonction de partition. Ainsi, les fonctions de partitions normalisées valent toutes 1 et le facteur REV RATIO n'a pas besoin d'être corrigé.

TABLEAU 2.1 – Tableau donnant, pour chaque noyau i de la réaction d'intérêt $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ dans un état μ (fondamental ou excité), les valeurs des énergies $E_{i\mu}$ et des spins $j_{i\mu}$ de l'état fondamental et du premier état excité, de la fonction de partition G_i , du poids statistique de l'état fondamental $g_{ig.s.}$ et de la fonction de partition normalisée G_i^{norm} . Seuls les états excités d'énergies inférieures à 2 MeV sont pris en compte dans le calcul de G_i , la température $T_9(\text{max})$ indique la limite de validité dans ce cas.

Noyau i	$E_{i\mu}$ (MeV)	$j_{i\mu}$	G_i^a	$g_{ig.s.}^b$	$G_i^{norm}{}^c$	$T_9(\text{max})$
^{16}O	0	0^+	1	1	1	30
	6.049	0^+				
p	0	$1/2^+$	2	2	1	10^3
^{13}N	0	$1/2^-$	2	2	1	10
	2.365	$1/2^+$				
α	0	0^+	1	1	1	10^2
	20.210	0^+				

$$^a G_i = \sum_{\mu} g_{i\mu} e^{-E_{i\mu}/kT}.$$

$$^b g_{ig.s.} = 2j_{ig.s.} + 1.$$

$$^c G_i^{norm} = G_i / g_{ig.s.}$$

b/ Origine des données

L'origine des données expérimentales utilisées pour déterminer l'expression analytique du taux de la réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ (équation (2.2)) n'est pas claire. Une référence est faite aux compilations de Ajzenberg-Selove [30]. Dans la compilation la plus récente pour les noyaux de masse $A = 16 - 17$ [32], un certain nombre de références sont données concernant des expériences où des fonctions d'excitation ont été mesurées avec des énergies proton E_p dans le laboratoire allant du seuil⁶ ($E_{seuil} = 5.547$ MeV) jusqu'à $E_p = 44$ MeV. Dans notre cas, nous avons vu que nous sommes intéressés par des énergies d'excitation du noyau composé ^{17}F entre 6.219 et 7.194 MeV, ce qui correspond à des énergies proton dans le laboratoire entre 5.970 et 7.006 MeV⁷. Parmi les travaux cités dans les compilations de Ajzenberg-Selove, certains sont dans la gamme d'intérêt en énergie proton. En effet, Woosley *et al.* [34] ont montré que le taux de la réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ joue un rôle important pendant la combustion explosive de l'oxygène pour des températures autour de 4 GK. Plusieurs expériences de mesures de sections efficaces ont ainsi été réalisées dans la gamme d'énergie correspondant à ces températures ($5.6 \lesssim E_p \lesssim 10$ MeV) [35–38].

6. La réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ est endothermique avec $Q = -5.218$ MeV

7. $E_p = (E_{ex} - S_p)(A_{16\text{O}} + A_p) / A_{16\text{O}}$ avec $S_p = 600.27$ keV [33].

Tous les travaux cités ont utilisé la même méthode expérimentale : une cible contenant de ^{16}O a été bombardée avec un faisceau de protons pendant environ 30 min (2-3 fois la demi-vie de ^{13}N , $\tau_{1/2} = 10$ min), puis l'activité du noyau résiduel ^{13}N a été mesurée avec des scintillateurs NaI en comptant les γ d'annihilation à 0.511 MeV venant des particules β^+ émises. Cette méthode d'activation permet d'obtenir la section efficace totale. Dans Whitehead *et al.* [35] sont fournies les fonctions d'excitation $\sigma = f(E_p)$ dans la gamme $E_p \approx 6 - 15.5$ MeV. McCamis *et al.* [36] donnent des valeurs des sections efficaces σ pour $E_p = 6.51 - 7.71$ MeV et une valeur du taux de réaction pour $T_9 = 3.5$. Nero *et al.* [37] ont effectué leurs mesures dans la gamme $E_p = 5.7 - 10.5$ MeV mais ne fournissent des valeurs de sections efficaces que pour des énergies $E_p > 6.6$ MeV (pour les énergies inférieures ils n'ont pu obtenir que des limites supérieures). Ils ont ensuite utilisé leurs données pour calculer le taux de réaction pour des températures entre $T_9 = 3 - 4$. Ils ne fournissent pas de valeurs pour de plus basses températures par extrapolation car cela nécessite de connaître les sections efficaces à plus basses énergies que celles qu'ils ont pu mesurer. Enfin, Gruhle *et al.* [38] donnent les fonctions d'excitation pour $E_p = 6.7 - 9.2$ MeV, qui sont comparables à celles des références [36,37], et des taux de réaction pour $T_9 = 1.5 - 5$. Dans tous les cas, les taux donnés sont pour des températures supérieures à la gamme d'intérêt de notre étude ($T_9 = 0.4 - 1$).

Une compilation de fonctions d'excitation a été faite par Takács *et al.* [39] en 2003 pour mettre à jour les sections efficaces recommandées pour la production de radioisotopes pour la tomographie par émission de positron. La figure 2.5 montre l'évaluation pour la réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$. On y retrouve les travaux cités précédemment.

Les travaux fournissant des taux de la réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ [36–38] comparent leurs calculs aux valeurs obtenues à partir de l'expression donnée par Wagoner [40]. Cette dernière est basée sur le formalisme utilisé pour les réactions non résonantes [41]. La formule donnée dans la référence [40] est pour la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ et les paramètres apparaissant sont estimés à partir d'un modèle statistique pour décrire le noyau composé. Le facteur multiplicatif permettant de calculer le taux de la réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ est celui défini dans la section 2.2.3.a. Les taux de la réaction $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ estimés avec l'expression de Wagoner [40] sont systématiquement supérieurs d'un facteur 5 à 10 aux taux calculés à partir des mesures de sections efficaces [36–38]. Cela vient de la faible densité de niveaux du noyau composé aux énergies considérées, qui fait que l'approche statistique n'est pas une approximation appropriée. Notons que Wagoner *et al.* [40, 42] sont les premiers à fournir une estimation des taux des réactions $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ et $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$.

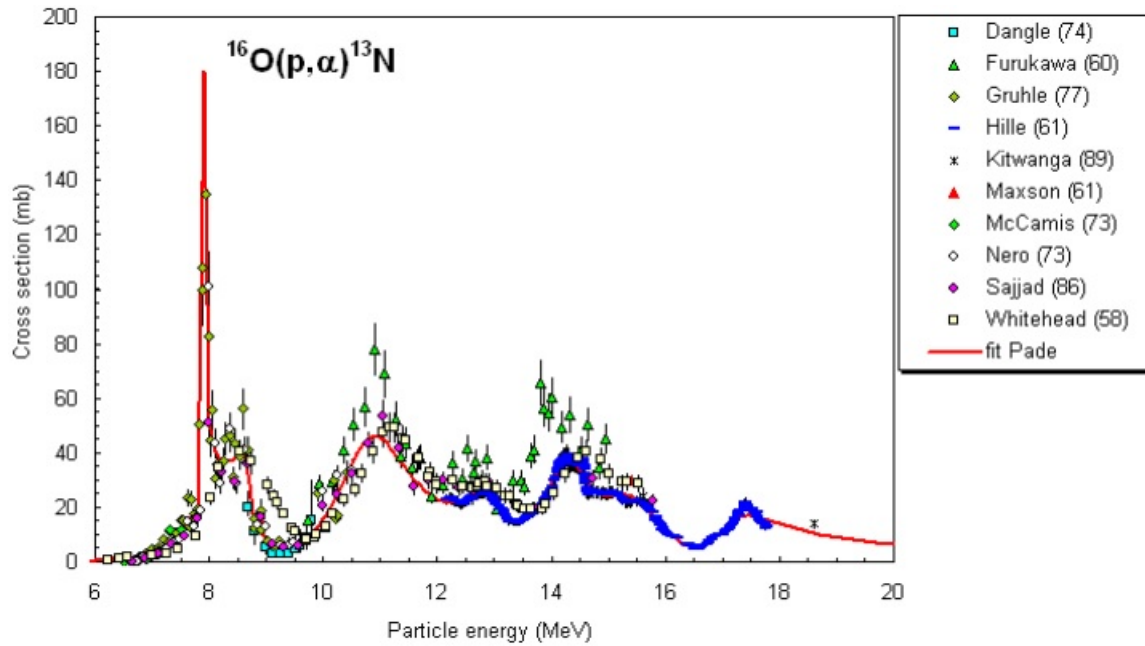


FIGURE 2.5 – Évaluation effectuée en 2003 par Takács *et al.* [39] de la section efficace de la réaction $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ en fonction de l'énergie proton dans le laboratoire. On retrouve les travaux cités en références dans CF88 dans la gamme d'intérêt $E_p = 5.970 - 7.006$ MeV. Figure en couleur issue de <https://www-nds.iaea.org/medical/o6p13n0.html>.

2.2.4 Calculs Hauser-Feshbach

Une autre estimation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ peut être trouvée dans la librairie STARLIB [43]. Dans cette librairie sont tabulés les taux de réaction stellaire pour tout type de particule incidente (incluant les neutrons, protons, particules alpha et rayons gamma) et pour des noyaux cibles de numéros atomiques dans la gamme $Z = 1 - 83$. Si des données expérimentales sont disponibles elles sont utilisées, sinon un modèle théorique est considéré. Des incertitudes sur les taux de réaction sont également données.

Dans le cas où les informations expérimentales sont utilisées, la détermination du taux et de l'incertitude associée est basée sur la méthode Monte Carlo décrite dans Longland *et al.* [44], qui est expliquée en détail dans la section 5.3. Dans la majorité des cas étudiés, la densité de probabilité obtenue pour le taux de réaction est bien approximée par une distribution log-normale (définition section 5.3.1.b). Cette observation est utilisée pour supposer également une densité de probabilité log-normale pour tous les autres taux de réaction qui n'ont pas pu être calculés avec la méthode Monte Carlo.

Dans le cas de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$, le calcul est basé sur le modèle statistique de Hauser-Feshbach [45] et a été réalisé avec le code de simulation TALYS [46, 47]. Ce modèle théorique repose sur l'hypothèse que la réaction nucléaire passe par la production intermédiaire d'un noyau composé, dont la formation et la désexcitation sont totalement indépendantes. Il suppose également qu'à l'énergie d'excitation correspondant à l'énergie incidente du projectile, la densité de niveaux du noyau composé est suffisamment élevée pour pouvoir décrire la réaction avec un modèle statistique utilisant les propriétés moyennées des états. Étant donné la faible densité de niveaux aux énergies d'intérêt, comme on peut le voir sur la figure 2.4, l'utilisation du modèle statistique est discutable dans le cas de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ et une incertitude arbitraire d'un facteur 10 a été associée au taux donné dans STARLIB. Comme une densité de probabilité log-normale est également supposée pour les taux théoriques, les taux de réaction bas r_{bas} et haut r_{haut} sont déterminés à partir de la valeur recommandée calculée avec le modèle Hauser-Feshbach r_{rec} et du facteur d'incertitude $f.u. = 10$:

$$r_{bas} = \frac{r_{rec}}{f.u.} \quad \text{et} \quad r_{haut} = r_{rec} \cdot f.u. \quad (2.5)$$

2.2.5 Bilan

Sur la figure 2.6 sont montrés les différents taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ disponibles dans la littérature et discutés dans les sous-sections précédentes. Les taux calculés à partir du taux de la réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{13}\text{N}$ sont en bleu. Les incertitudes données dans Gruhle *et al.* sont autour de 10 %, sauf pour la plus basse température $T_9 = 1.5$ où elle vaut 26 %. Le taux fournit dans Nero *et al.* est associé à une incertitude de 20 %. Le taux de réaction issu du calcul Hauser-Feshbach (STARLIB) est en rouge et le facteur d'incertitude de 10 associé est représenté par la zone hachurée. Les taux normalisés par rapport au taux de CF88 sont montrés sur la figure du bas. On constate que le taux issu de la librairie STARLIB est compatible avec les taux basés sur la réaction inverse sur toute la gamme de température présentée. Dans la gamme d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$, seuls les taux de CF88 et de STARLIB sont disponibles, ce dernier est plus bas d'environ un facteur 2 par rapport aux résultats de CF88.

Bien que les taux disponibles dans la gamme d'intérêt pour notre étude soient compatibles, celui de CF88 est calculé à partir du taux de la réaction inverse pour lequel l'origine des données utilisées pour déduire la forme analytique n'est pas claire, et celui de STARLIB est basé sur un modèle statistique dont l'utilisation est discutable pour le noyau étudié et auquel une grande incertitude a par conséquent été associée arbitrairement. Au vu de la situation, une ré-évaluation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$,

incluant une incertitude ayant un sens d'un point de vue statistique, est donc nécessaire pour contraindre l'abondance finale en ^{13}C .

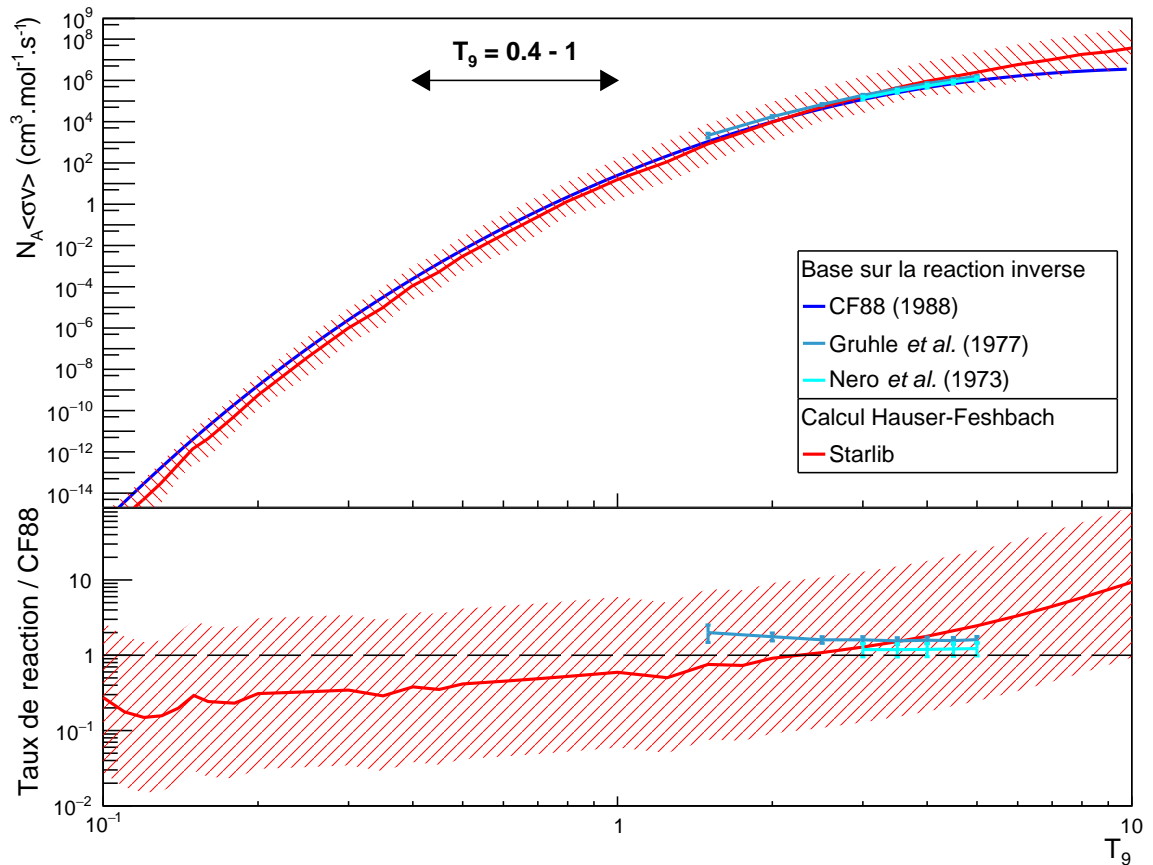


FIGURE 2.6 – Taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ disponibles dans la littérature en fonction de la température en GK. Les taux calculés à partir de la réaction inverse $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ sont en bleu. Le taux issu du calcul Hauser-Feshbach est en rouge et la zone hachurée correspond au facteur d'incertitude de 10 associé. La figure du bas montre les taux de réaction normalisés par rapport à celui de CF88. Le taux issu de la librairie STARLIB est compatible avec les taux basés sur la réaction inverse sur toute la gamme de température et en particulier sur la gamme d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$.

2.3 Méthode de détermination du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$

2.3.1 Principe général

Une alternative aux méthodes citées dans la section précédente pour déterminer la section efficace est l'utilisation de méthodes indirectes. Ces dernières consistent à utiliser une réaction alternative pour produire le noyau composé formé au cours de la réaction d'intérêt (^{17}F dans notre cas), afin d'étudier les propriétés spectroscopiques des états qui contribuent au taux de réaction. En effet, le taux de réaction défini par l'équation (A.7) est calculé en sommant les contributions isolées des résonances dans le noyau composé. La section efficace associée à une résonance est décrite de manière générale par la formule de Breit-Wigner à un niveau [7] :

$$\sigma(E) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{(2J+1)}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E+Q)}{(E-E_r)^2 + \Gamma_{tot}^2(E)/4} \quad (2.6)$$

où λ est la longueur d'onde de de Broglie, J , J_a et J_A sont les spins de la résonance et des particules interagissant, E_r est l'énergie de résonance, Q est la chaleur de réaction, Γ_i sont les largeurs partielles dépendant de l'énergie et Γ_{tot} est la largeur totale.

Dans notre cas, les particules interagissant sont $a \equiv \alpha$ et $A \equiv ^{13}\text{N}$. Une résonance dans le ^{17}F est caractérisée par son spin et sa parité (J^π), son énergie de résonance dans le centre de masse du système $^{13}\text{N}+\alpha$ ($E_r = E_{ex}(^{17}\text{F}) - S_\alpha$), la largeur partielle alpha dans la voie d'entrée (Γ_α) et proton dans la voie de sortie (Γ_p) et sa largeur totale ($\Gamma_{tot} = \Gamma_\alpha + \Gamma_p$ ⁸). La largeur totale est liée à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance observé dans la fonction d'excitation. Elle est reliée à la durée de vie τ de l'état excité par la relation $\Gamma_{tot} \approx \hbar/\tau$. Le noyau composé résultant de l'interaction entre un grand nombre de nucléons du projectile et de la cible, l'énergie incidente est dispersée entre tous les nucléons et la probabilité qu'un nucléon ait assez d'énergie pour s'échapper est faible, ce qui entraîne une durée de vie du noyau composé plus ou moins longue. Une résonance étroite correspond ainsi à une durée de vie plus grande de l'état qu'une résonance large. On considère qu'une résonance est étroite quand $\Gamma_{tot} \ll E_r$. La largeur partielle représente la probabilité de décroissance de l'état peuplé du noyau composé par une voie donnée, ici $^{13}\text{N}+\alpha$ ou $^{16}\text{O}+\text{p}$.

Nous avons vu qu'il y a quatre états du ^{17}F dans la région d'intérêt astrophysique $E_{ex} = 6.219 - 7.194$ MeV (section 2.2.1), mais que les états larges se trouvant en

8. Γ_γ est négligeable car très inférieure à Γ_p .

dehors du pic de Gamow peuvent également contribuer au taux de réaction par leur queue de résonance. Nous commençons donc par faire un état des lieux des propriétés spectroscopiques disponibles dans la littérature des états du ^{17}F ayant des énergies d'excitation entre 5.820 et 8.224 MeV.

2.3.2 Propriétés spectroscopiques connues du ^{17}F

On trouve dans la dernière compilation de NNDC [28] les informations spectroscopiques connues concernant les états du ^{17}F . Les états au-dessus du seuil $^{13}\text{N}+\alpha$ ont été principalement étudiés avec la réaction $^{16}\text{O}(\text{p},\text{p})^{16}\text{O}$ [48,49] et les réactions $^{16}\text{O}(\text{p},\text{p}')^{16}\text{O}$ et $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$ [50]. Ces expériences, mesurant les fonctions d'excitation, ont été réalisées par le même groupe avec le tandem Van de Graaff de l'Université du Wisconsin. Les spins, parités, largeurs totales et énergies d'excitation ont été déterminés. Ces informations sont reportées dans le tableau 2.2 mais un certain nombre de modifications ont été prises en compte, comme expliqué ci-dessous.

a/ Énergies d'excitation

Dans les expériences citées, les énergies d'excitation ont été calculées à partir de l'énergie du faisceau incident de protons avec une énergie de séparation proton $S_p = 596$ keV, qui est maintenant réévaluée à 600.27(25) keV [33]. Cette information n'a pas été mise à jour dans la dernière compilation de NNDC mais elle est prise en compte dans cette étude : les énergies d'excitation des états du ^{17}F issues des références [48–50] sont recalculées avec la nouvelle énergie de séparation proton. Les larges incertitudes reportées (de l'ordre de 20 keV) associées à ces énergies viennent d'une possible erreur dans la calibration d'un des aimants de la ligne faisceau [32]. Ces incertitudes doivent donc plutôt être considérées comme une erreur systématique que statistique. Il n'y a pas d'incertitude reportée pour l'état à 8.224 MeV alors qu'il a été observé en même temps que les états à 7.753 et 8.073 MeV [50] pour lesquels les incertitudes sont données (40 et 30 keV respectivement). En considérant la grande largeur de cet état ($\Gamma_{tot} = 706(225)$ keV) et en se basant sur les incertitudes reportées dans cette région en énergie d'excitation, nous avons associé une erreur de 40 keV à l'énergie d'excitation de l'état à 8.224 MeV. Les énergies d'excitation E_{ex} adoptées dans ce travail sont utilisées pour calculer les énergies de résonance E_r reportées dans le tableau 2.2 avec la relation :

$$E_r = E_{ex} - S_\alpha \quad (2.7)$$

Les incertitudes associées aux énergies de résonance sont dominées par celles sur les énergies d'excitation.

b/ Spins-parités

Les spins-parités J^π sont pour la plupart connus dans la gamme d'intérêt astrophysique. À partir de $E_{ex} = 7.361$ MeV, les attributions sont soit manquantes soit incertaines, sauf pour les états à 7.483 et 7.551 MeV [49].

c/ Largeurs totales

Les largeurs totales sont toutes connues sauf pour l'état à 8.075 MeV. Ce dernier n'a pas été observé avec les réactions citées précédemment mais avec des expériences étudiant la décroissance β^+ du ^{17}Ne vers le ^{17}F , dont le but était de mesurer les forces de transition Gamow-Teller [51,52]. Il est à noter que les largeurs totales reportées dans NNDC n'ont pas été systématiquement transformées dans le centre de masse lorsque la valeur d'origine était donnée dans le laboratoire [49,50]. Dans ce travail, le passage du référentiel du laboratoire vers le centre de masse a été effectué quand nécessaire.

d/ Largeurs partielles

Il n'y a pas de détermination expérimentale ou d'estimation théorique des largeurs partielles proton Γ_p et alpha Γ_α pour les états étudiés, sauf pour les trois états larges à 7.753, 8.073 et 8.224 MeV. Pour ces états, ce sont les largeurs réduites γ^2 qui sont reportées [50] pour les voies p_0 , p_1 et α_0 . Ces informations sont utilisées pour calculer les largeurs partielles correspondantes Γ_{p_0} , Γ_{p_1} et Γ_α présentées dans le tableau 2.2. Dans le cas de l'état à 7.753 MeV, deux ensembles de données sont disponibles : $(\Gamma_\alpha, \Gamma_{p_0}, \Gamma_{p_1}) = (11 \text{ keV}, 135 \text{ keV}, 34 \text{ keV})$ et $(34 \text{ keV}, 41 \text{ keV}, 109 \text{ keV})$. Nous avons vérifié que ces deux ensembles donnent des résultats similaires concernant la contribution au taux de réaction de l'état à 7.753 MeV (section 5.2). Cela s'explique par le fait que dans ces deux cas les valeurs des largeurs totales et leurs dépendances en énergie sont très similaires. Nous avons choisi arbitrairement le premier ensemble.

e/ Informations manquantes

Les informations manquantes pour pouvoir calculer le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ sont donc les spins-parités pour quelques états étroits en dehors du pic de Gamow et les largeurs partielles alpha et proton pour la majorité des cas et en particulier dans la région d'intérêt.

Étant donné que le seuil $^{13}\text{N} + \alpha$ est beaucoup plus haut que le seuil $^{16}\text{O}+p$, les états d'intérêt décroissent principalement par émission de proton, de telle sorte que $\Gamma_{tot} \approx \Gamma_p$. Leurs forces de résonance $\omega\gamma$, qui interviennent dans le calcul du taux de réaction, sont

donc directement proportionnelles aux largeurs alpha inconnues. En effet, la force de résonance est définie par [7] :

$$\omega\gamma \equiv \frac{(2J+1)}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \frac{\Gamma_a(E_r)\Gamma_b(E_r+Q)}{\Gamma_{tot}(E_r)} \quad (2.8)$$

On a alors $\omega\gamma \propto \Gamma_\alpha\Gamma_p/\Gamma_{tot} \propto \Gamma_\alpha$. Il est donc nécessaire de connaître les largeurs partielles alpha des états du ^{17}F pour pouvoir calculer le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$.

TABLEAU 2.2 – Paramètres de résonance disponibles dans la littérature [28] pour les états du ^{17}F étudiés dans ce travail.

E_{ex}^a (MeV)	E_r (keV)	J^π	Γ_α (keV)	Γ_{p_0} (keV)	Γ_{p_1} (keV)	Γ_{tot}^b (keV)
5.820 (20)	1.3	3/2 ⁺				180
6.039 (9) [†]	221	1/2 ⁻				28*
6.560 (20)	741	1/2 ⁺				200
6.701 (7) [†]	882	5/2 ⁺				≤ 1.6 (2)
6.778 (20) [†]	959	(3/2 ⁺)				4.5
7.031 (20) [†]	1213	5/2 ⁻				3.8
7.361 (20) [†]	1542	(3/2 ⁺)				9.4 (19)*
7.452 (20) [†]	1633					≤ 4.7*
7.459 (20) [†]	1640					6.6 (19)*
7.476 (20) [†]	1657					4.7 (19)*
7.483 (20) [†]	1664	3/2 ⁺				795
7.551 (20) [†]	1732	7/2 ⁻				30
7.753 (40) [†]	1935	(1/2 ⁺)	11 ^c	135 ^c	34 ^c	180 (28)*
7.951 (30) [†]	2132					9.4 (28)*
8.017 (40) [†]	2198					47 (19)*
8.073 (30) [†]	2255	5/2(+)	14 ^c	79 ^c	11 ^c	104 (19)*
8.075 (10)	2256	(1/2, 3/2) ⁻				
8.224 (40) [†]	2405	3/2(-)	25 ^c	636 ^c	45 ^c	706 (235)*

^a Les énergies d'excitation qui ont été corrigées quand nécessaire avec la valeur la plus récente du seuil $^{16}\text{O}+\text{p}$ ($S_p = 600.27$ keV [33]) sont marquées d'une croix (†). Les incertitudes viennent de la dernière compilation de NNDC [28], celle de l'état à 8.224 MeV a été assignée pour ce travail.

^b Les largeurs totales qui ont été transformées dans le centre de masse lorsque la valeur indiquée dans NNDC est celle d'origine donnée dans le laboratoire sont marquées d'une étoile (*).

^c Les largeurs partielles sont déduites des largeurs réduites venant de [50].

Le but de ce travail est ainsi d'utiliser une méthode indirecte pour évaluer les largeurs partielles alpha.

2.3.3 Méthode de détermination des largeurs alpha

La largeur partielle d'émission d'une particule $\Gamma_{\lambda c}$, correspondant à la probabilité de décroissance de l'état λ par la voie de réaction c , est définie par [7] :

$$\Gamma_{\lambda c} = 2P_c \gamma_{\lambda c}^2 \quad (2.9)$$

avec P_c la pénétrabilité et $\gamma_{\lambda c}^2$ la largeur réduite. La pénétrabilité correspond à la probabilité que la particule pénètre les barrières coulombienne et centrifuge pour un moment angulaire orbital et une énergie donnés. La largeur réduite ne tient compte que des effets nucléaires et est définie par :

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \frac{\hbar^2 r}{2\mu} |R_c(r)|^2 \quad (2.10)$$

où r est le rayon d'interaction, μ est la masse réduite et $R_c(r)$ est la fonction d'onde radiale de la voie de réaction c . La fonction d'onde radiale peut s'exprimer en fonction de la fonction d'onde radiale à une particule $R_{pc}(r)$:

$$R_c(r) = \sqrt{C^2 S} R_{pc}(r) \quad (2.11)$$

où C^2 est le carré du coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin et S est le facteur spectroscopique, qui est une mesure de la probabilité que l'état λ puisse être décrit par un état à une particule. En remplaçant l'expression de $R_c(r)$ dans l'équation (2.10) on obtient :

$$\gamma_{\lambda c}^2 = \frac{\hbar^2 r}{2\mu} C^2 S |R_{pc}(r)|^2 \quad (2.12)$$

$|R_{pc}(r)|^2$ représente la probabilité que la particule émise apparaisse à la frontière du noyau, elle est calculée avec un modèle nucléaire.

La détermination de la largeur partielle réduite alpha d'un état du ^{17}F , et ainsi de la largeur partielle alpha, nécessite donc de connaître le facteur spectroscopique alpha et la fonction d'onde radiale à une particule dans le ^{17}F . Ces informations peuvent être déterminées avec une réaction de transfert alpha. Ce type de réaction consiste à déposer un ou plusieurs nucléons du projectile sur le noyau cible et permet d'accéder, grâce à des modèles, aux informations sur la structure des noyaux. Dans le cas du ^{17}F , la réaction de transfert alpha nécessite d'utiliser un faisceau radioactif d' ^{13}N qui est difficile à produire avec une intensité suffisante (c'est-à-dire supérieure à 10^7 pps), raison pour laquelle la mesure n'a jamais été effectuée.

Une méthode alternative est d'utiliser les propriétés des états analogues du noyau miroir ^{17}O . L' ^{17}O et le ^{17}F ont le même nombre de nucléons et un nombre inversé de protons et de neutrons : on les appelle des noyaux miroirs. Du fait de leur structure nucléaire très similaire (si l'on s'affranchit de l'interaction coulombienne), ils possèdent des états dits analogues qui ont des propriétés spectroscopiques très proches. Il est en particulier usuel de supposer l'égalité des facteurs spectroscopiques et des fonctions d'onde des niveaux analogues, ce qui entraîne une égalité des largeurs réduites :

$$\gamma_{\lambda c}^2(^{17}\text{F}) = \gamma_{\lambda c}^2(^{17}\text{O}) \quad (2.13)$$

La figure 2.7 présente le schéma de niveaux pour le ^{17}F au-dessus du seuil $^{13}\text{N} + \alpha$ et la comparaison avec son noyau miroir l' ^{17}O . Les états analogues ^{17}F - ^{17}O sont établis en se basant sur leurs spins-parités et la cohérence entre leurs largeurs totales. L'identification des paires est détaillée dans la section 5.1.1, elles sont reliées avec des lignes pointillées sur la figure.

Pour déterminer les propriétés spectroscopiques des états de l' ^{17}O dans la gamme en énergie d'intérêt, nous avons choisi d'analyser les données de la réaction de transfert alpha $^{13}\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{17}\text{O}$ (chapitre 3). Le ^7Li est bien décrit dans un modèle de cluster alpha, la particule alpha est transférée sur le noyau cible ^{13}C et la réaction peuple les états du noyau d'intérêt ^{17}O . La comparaison entre les distributions angulaires expérimentales obtenues et les distributions angulaires théoriques calculées avec un modèle nucléaire permet d'extraire les facteurs spectroscopiques alpha des états peuplés. Le facteur spectroscopique représente ici la probabilité que l'état excité soit décrit comme un cœur de ^{13}C plus un cluster alpha. Le modèle théorique utilisé est celui de l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA pour « Distorted Wave Born Approximation »). Les états de l' ^{17}O étudiés avec cette méthode sont en rouge sur la figure 2.7.

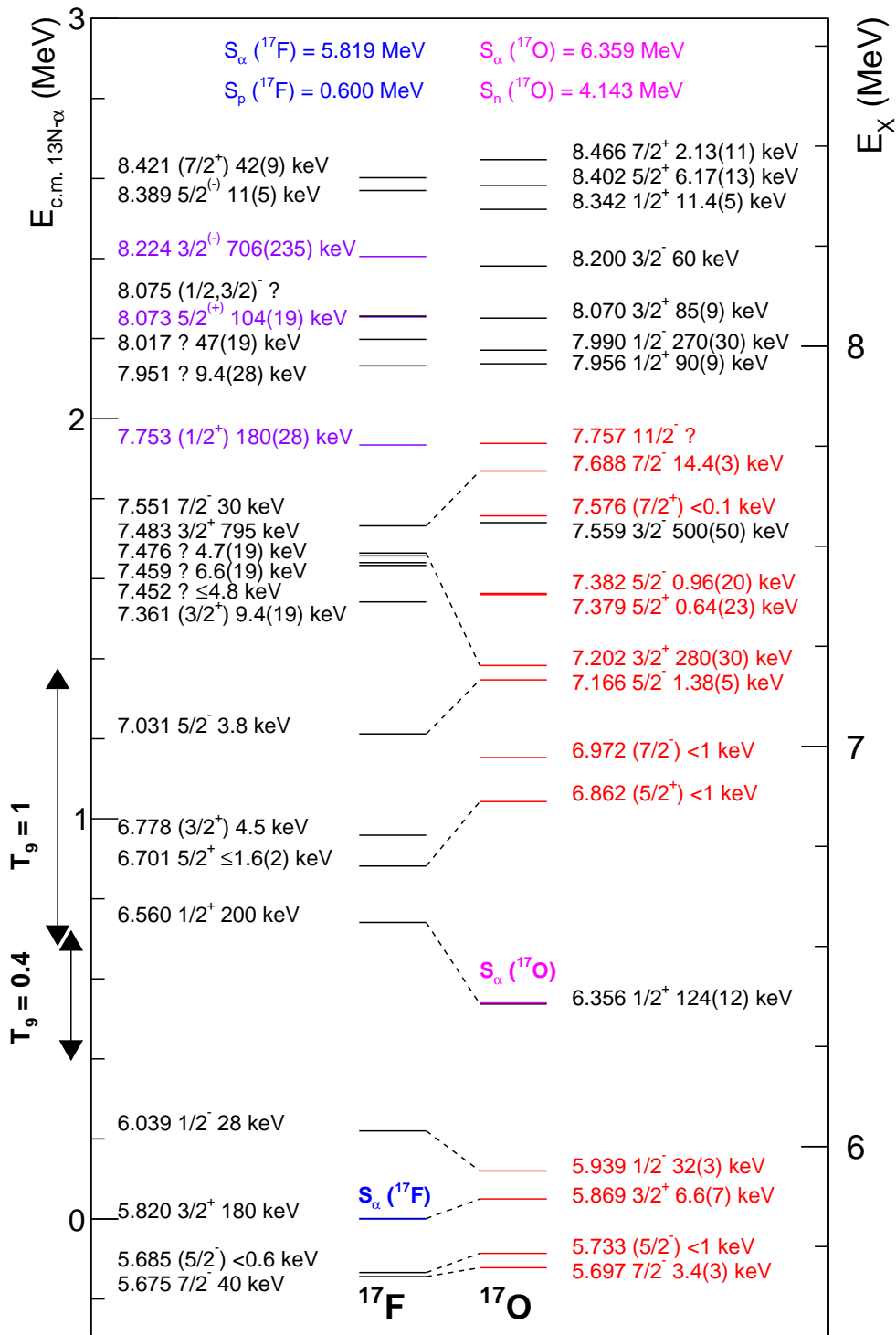


FIGURE 2.7 – Schéma de niveaux du ^{17}F au-dessus du seuil $^{13}\text{N}+\alpha$ et comparaison avec son noyau miroir ^{17}O . Les états du ^{17}F pour lesquels les largeurs partielles alpha et proton ont déjà été déterminées expérimentalement [50] sont en mauve. Les états de ^{17}O étudiés dans ce travail avec la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ sont en rouge. Les flèches verticales indiquent la gamme en énergie du pic de Gamow pour les deux températures extrêmes d'intérêt. Les états analogues identifiés dans ce travail sont reliés avec des lignes pointillées.

Les nouveaux modèles de CCSN développés par Pignatari *et al.*, prenant en compte l'ingestion de l'hydrogène dans la couche d'hélium avant l'explosion, permettent de reproduire les excès de ^{13}C et ^{15}N observés dans les grains présumés de nova. Cependant, le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ utilisé dans ces modèles peut avoir un impact de plusieurs ordres de grandeur sur les abondances en ^{13}C prédites par les simulations. Un état des lieux montre que seuls deux taux sont disponibles dans la littérature dans la gamme d'intérêt de cette étude ($T_9 = 0.4 - 1$). Le premier peut être calculé à partir du taux de la réaction inverse $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$ venant de la compilation de CF88, mais l'origine des données utilisées n'est pas claire et aucune incertitude n'est fournie. Le deuxième est donné dans la librairie STARLIB et est basé sur un calcul Hauser-Feshbach dont l'utilisation est discutable pour le noyau et la région en énergie étudiés et auquel une grande incertitude a été associée. Il est donc nécessaire de procéder à une ré-évaluation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ et de calculer une incertitude ayant un sens d'un point de vue statistique. Devant l'absence de détermination de la section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ et de certaines propriétés spectroscopiques du noyau composé ^{17}F dans la gamme d'énergie d'intérêt astrophysique (spins-parités pour quelques états en dehors du pic de Gamow et largeurs partielles pour la majorité des états), nous proposons dans ce travail de déterminer les largeurs partielles alpha en se basant sur les propriétés des états analogues du noyau miroir ^{17}O . Dans ce but, nous allons étudier la réaction de transfert alpha $^{13}\text{C}({}^7\text{Li},\text{t})^{17}\text{O}$ qui peuple les états d'intérêt de ^{17}O (chapitre 3). L'analyse en DWBA des distributions angulaires expérimentales obtenues va ensuite permettre d'accéder aux facteurs spectroscopiques alpha et de calculer les largeurs réduites alpha des états de ^{17}O (chapitre 4). Nous pourrons ensuite déduire les largeurs réduites alpha des états du ^{17}F et calculer un nouveau taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ en appliquant la formule de Breit-Wigner avec une méthode Monte Carlo pour obtenir des incertitudes statistiques (chapitre 5).

3

Étude de la réaction

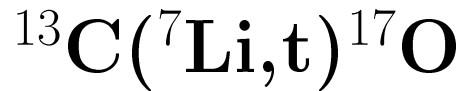


Table des matières

3.1	Dispositif expérimental	51
3.1.1	Production du faisceau	51
3.1.2	Chambre à réaction	53
3.1.3	Spectromètre magnétique split-pole	54
3.1.4	Système de détection au plan focal	58
3.2	Étalonnage du détecteur « position » au plan focal image	60
3.2.1	Identification des particules	60
3.2.2	Résultats de l'étalonnage	61
3.3	Extraction des spectres en position et ajustement des données	64
3.3.1	Identification des particules	64
3.3.2	Extraction des spectres en position des tritons	64
3.3.3	Ajustement des données	67
3.4	Extraction des distributions angulaires	70
3.4.1	Méthode	70
3.4.2	Résultats	70

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il est possible d'extraire les informations spectroscopiques des états du ^{17}F (facteur spectroscopique alpha et fonction d'onde radiale à une particule) à partir de celles des états analogues du noyau miroir ^{17}O . Pour accéder aux caractéristiques de ces états, nous avons choisi d'analyser les données de la réaction de transfert alpha $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ étudiée par Pellegriti *et al.* [53]. Le but de l'étude effectuée par Pellegriti *et al.* était de déterminer la contribution de l'état à 6.356 MeV de ^{17}O à la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$, considérée comme la principale source de neutron pour le processus *s* dans les étoiles géantes de la branche asymptotique de faible masse (AGB). Dans cette thèse, l'analyse a été étendue aux états de ^{17}O d'énergies d'excitation comprises entre 5.697 et 7.757 MeV, analogues des états d'intérêt du ^{17}F présentés précédemment (section 2.3.2).

L'expérience a été réalisée à l'installation ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay) en France. Le faisceau de $^7\text{Li}^{3+}$, accéléré jusqu'à des énergies de 28 et 34 MeV par l'accélérateur Tandem, a été envoyé sur une cible enrichie de ^{13}C (90 %). Les produits de la réaction ont été analysés en impulsion avec un spectromètre magnétique Enge split-pole et détectés et identifiés en utilisant le système de détection au plan focal. Les tritons ont été détectés à onze angles entre 0° et 33° dans le référentiel du laboratoire afin d'extraire les distributions angulaires relatives aux différents états peuplés de ^{17}O . Dans le cadre de notre étude, nous avons fait le choix d'analyser les données obtenues avec une énergie de 34 MeV.

Ce chapitre débute par une présentation détaillée du dispositif expérimental utilisé (section 3.1). Sont ensuite présentées les méthodes d'analyse pour étalonner le détecteur « position » au plan focal (section 3.2), extraire les spectres en rigidité magnétique triton et ajuster les données (section 3.3) et enfin extraire les distributions angulaires expérimentales (section 3.4).

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Production du faisceau

Pour produire le faisceau désiré, les atomes sélectionnés sont d'abord chargés négativement dans la source d'ions. Deux types de sources sont utilisées au Tandem d'Orsay [54] : la source Duoplasmatron, destinée principalement à la production de faisceaux légers (^1H , ^2H , ^3He et ^4He), et la source Ionex. C'est la source Ionex [55] qui a été utilisée pour obtenir le faisceau de ^7Li . Elle produit un faisceau d'ions monochargé négativement qui est ensuite pré-accéléré vers l'accélérateur.

L'accélérateur est un tandem électrostatique de type Van de Graaff [56]. La figure 3.1 illustre son principe. Le terminal, situé au centre de l'accélérateur, est porté à une tension positive pouvant atteindre au maximum 15 MV. Cette très haute tension est générée par un système de transport de charges appelé laddertron. Les ions négatifs produits par la source d'ions sont d'abord accélérés vers le terminal. Ils traversent ensuite, à l'intérieur de ce dernier, une couche mince de carbone ou de gaz appelée éplucheur qui permet d'arracher des électrons aux ions négatifs pour les transformer en ions positifs chargés q fois. Ils subissent alors une deuxième phase d'accélération jusqu'à l'autre extrémité de l'accélérateur qui est à la masse.

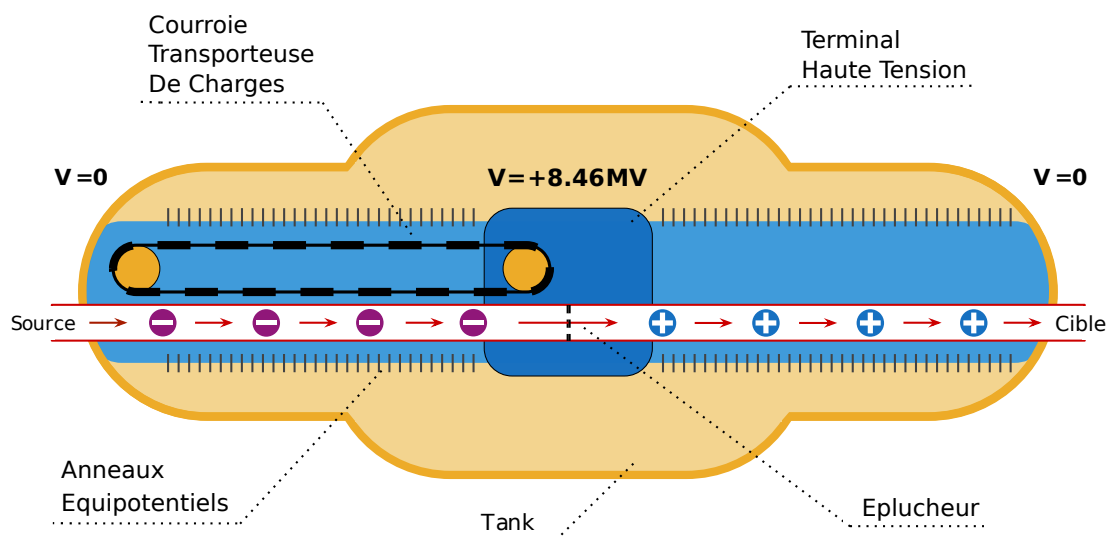


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de l'accélérateur tandem. Le faisceau est accéléré de la gauche vers la droite grâce à la très haute tension appliquée au terminal situé au centre de l'accélérateur. *Image adaptée de [57].*

L'énergie finale du faisceau est donnée par :

$$E = eV_{pre-acceleration} + (1 + q)eV_{terminal} \quad (3.1)$$

où e est la charge élémentaire et q l'état de charge des ions positifs. La résolution en énergie de l'accélérateur est de l'ordre de $\Delta E/E \approx 2 \times 10^{-4}$. Dans cette expérience, les ions totalement épluchés de $^7\text{Li}^{3+}$ ont été accélérés à des énergies finales de 28 et 34 MeV. L'intensité du courant a été maintenue en moyenne à 100 nAe. Le faisceau a été transporté sous un vide de l'ordre de 10^{-7} mbar et focalisé grâce à divers éléments optiques sur la cible située dans la chambre à réaction. La figure 3.2 montre l'organisation de l'installation ALTO actuelle et le chemin parcouru par le faisceau jusqu'à la cible.

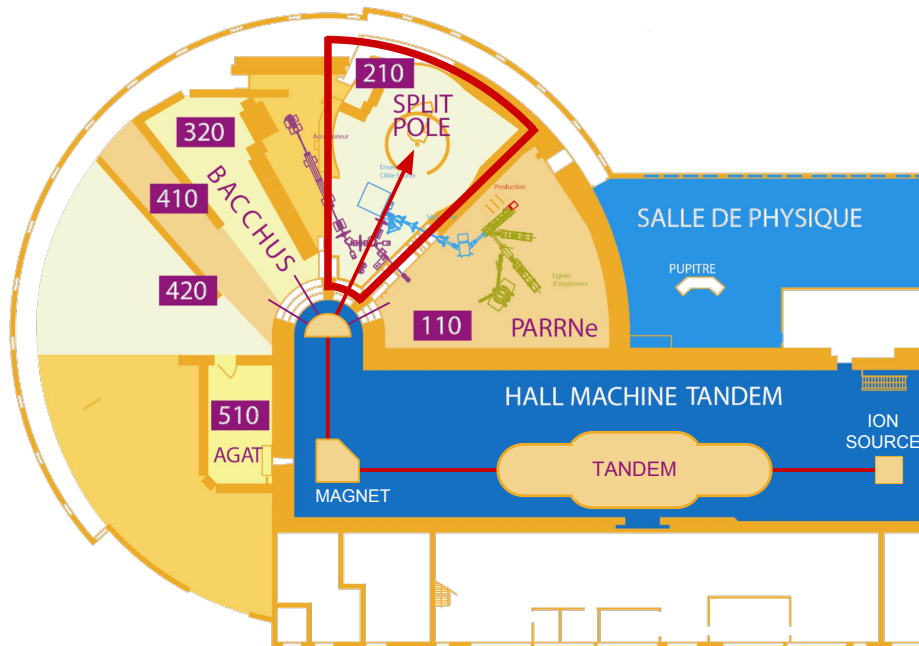


FIGURE 3.2 – Schéma des différentes aires expérimentales de l'installation ALTO. Le chemin parcouru par le faisceau jusqu'à la chambre à réaction située dans la salle 210 est représenté en rouge.

3.1.2 Chambre à réaction

La chambre à réaction est une enceinte cylindrique d'environ 50 cm de diamètre maintenue sous un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar. La cible est placée au centre de la chambre sur un support mobile permettant de contrôler la position verticale et l'orientation dans le plan horizontal. Dans cette expérience, une cible de carbone de $80(4) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, enrichie à 90 % en ^{13}C , a été utilisée. Une cible de ^{nat}C de même épaisseur a également été utilisée pour l'étalonnage et la soustraction du fond.

Après avoir traversé la cible, le faisceau est arrêté dans une cage de Faraday (figure 3.3). Cette dernière est reliée à un intégrateur de courant qui délivre une impulsion à chaque fois que la charge déposée atteint une limite fixée (10^{-10} C dans notre cas). Les impulsions sont comptées sur deux échelles de comptages : la première mesure continuellement la charge réelle délivrée par le faisceau (charge Q_{reel}), la seconde est bloquée à chaque fois que le système d'acquisition acquiert des données (charge Q_{tm}). Le rapport Q_{tm}/Q_{reel} donne le temps mort τ_m lié à l'acquisition, qui a varié entre 5 % et 10 % au cours de l'expérience. La connaissance du temps mort permet de déterminer le nombre de particules incidentes, nécessaire pour le calcul des sections efficaces

différentielles (section 3.4), donné par la relation suivante :

$$N_{inc} = \frac{Q_{reel}(1 - \tau_m) \times 10^{-10}}{qe} \quad (3.2)$$

où q est l'état de charge du faisceau d'ions incident ($q = 3$ dans notre cas) et e est la charge élémentaire.

3.1.3 Spectromètre magnétique split-pole

Les produits de la réaction ont été analysés avec un spectromètre magnétique Enge split-pole [58, 59]. Ce dernier est solidaire de la paroi latérale de la chambre à réaction par le biais d'une fenêtre coulissante, ce qui lui autorise un déplacement entre -12° et 150° par rapport à la direction du faisceau.

Le principe est, comme pour tout spectromètre magnétique, de séparer les particules chargées grâce à l'application d'un champ magnétique d'intensité B . La force appliquée à une particule de charge Q et de vitesse \vec{v} est donnée par :

$$\vec{F} = Q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.3)$$

Le champ magnétique produit une accélération centripète, causant une déflexion de la trajectoire de la particule de masse m sur une orbite de rayon ρ . En supposant que la vitesse est perpendiculaire au champ magnétique, on a :

$$\frac{mv^2}{\rho} = QvB \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) se réduit alors, en utilisant la définition non relativiste de l'impulsion $p = mv$ (dans les conditions de l'expérience, $\beta_{produits} \approx 0.14$), à :

$$B\rho = \frac{p}{Q} \quad (3.5)$$

Le produit $B\rho$ est appelé rigidité magnétique. Il mesure la résistance de la particule à la déviation dans un champ magnétique. Les particules de différentes impulsions, se déplaçant sur des trajectoires différentes, sont interceptées par un détecteur positionné à l'extrémité du spectromètre (section 3.1.4), qui permet de déterminer précisément l'énergie des particules à partir de la mesure de leur rigidité magnétique.

La valeur du champ magnétique est fixée de manière à focaliser sur le détecteur les particules avec des énergies situées dans la gamme d'énergie d'excitation d'intérêt. Le contrôle du champ est effectué avec une sonde RMN. Dans le cas du spectromètre split-pole d'Orsay, les rayons de courbure minimum et maximum des particules interceptant

le détecteur sont de $\rho_{min} = 63$ cm et $\rho_{max} = 84.1$ cm. Ces deux valeurs définissent la gamme en énergie pouvant être étudiée pour un réglage donné du champ magnétique. L'acceptance en moment $\Delta p/p$ est de ± 14 %. La rigidité magnétique maximale des particules détectées est de 1.65 Tm.

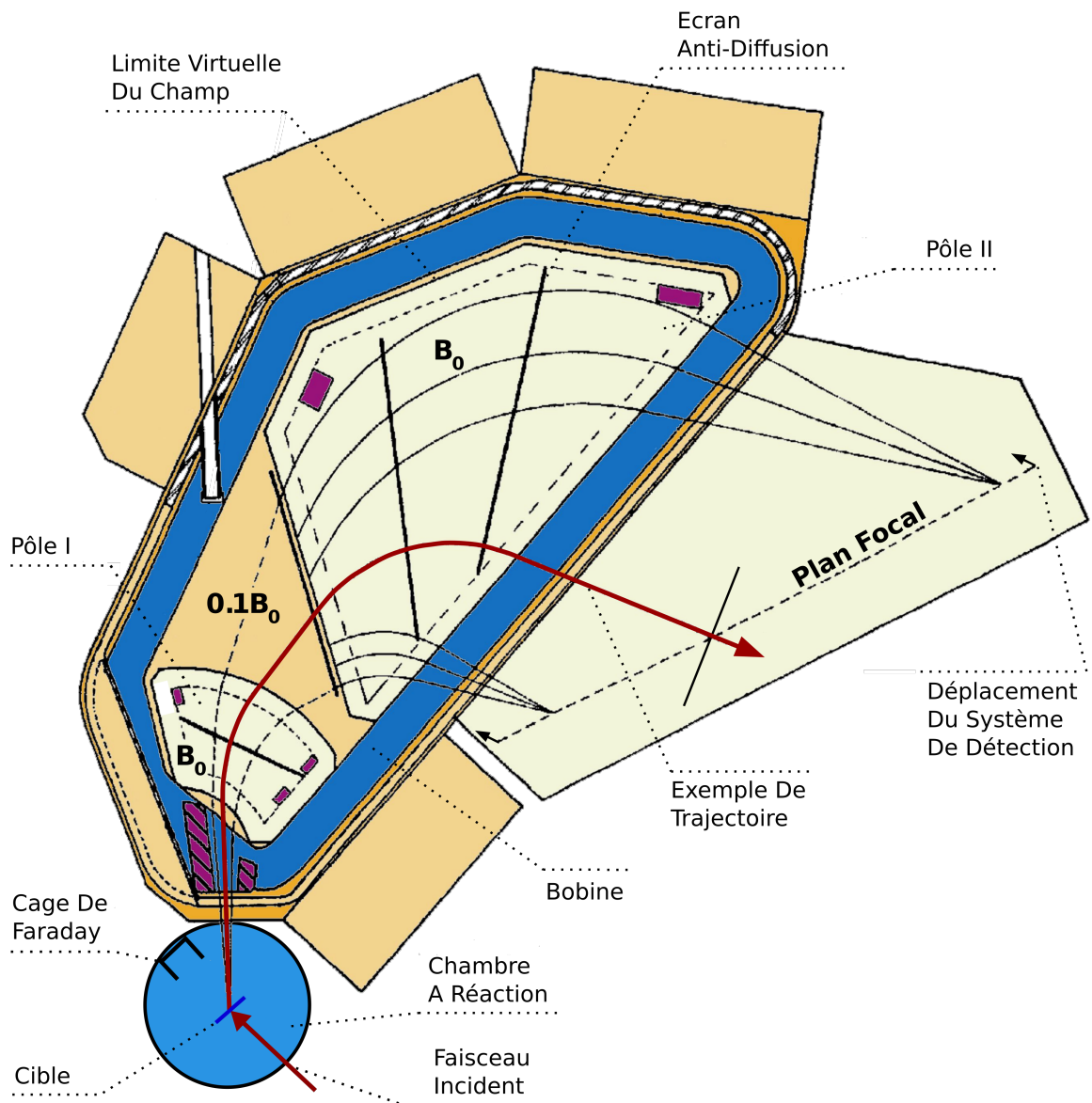


FIGURE 3.3 – Vue du dessus du spectromètre magnétique split-pole solidaire de la chambre à réaction. Le parcours d'une particule produite au cours d'une réaction, de la cible jusqu'au système de détection au plan focal, est souligné en rouge. *Image adaptée de [58].*

On peut modéliser le spectromètre par un système optique possédant un foyer objet, où est placée la cible, et un plan focal image, où est situé le détecteur. La particularité du spectromètre split-pole est de permettre une double focalisation au niveau du plan focal image, dans le plan du spectromètre et dans la direction verticale, sur une large gamme en énergie. Il est constitué de deux pôles séparés et entourés par une seule bobine, comme illustré sur la figure 3.3. La séparation des pôles crée des zones de champ périphérique aux bords de chaque pôle qui assurent la focalisation dans la direction verticale, augmentant ainsi l'acceptance du spectromètre. La forme des pôles permet quant à elle la focalisation des particules dans le plan du spectromètre, ce qui permet de minimiser les aberrations liées à l'ouverture angulaire et ainsi d'améliorer la résolution en énergie. En effet, des particules éjectées correspondant au même état peuplé du noyau résiduel vont entrer dans le spectromètre avec des angles légèrement différents $\theta \pm \Delta\theta$. Comme l'énergie des particules dépend de l'angle d'émission, elles vont suivre des trajectoires différentes. Il est donc nécessaire de focaliser ces particules au même endroit sur le détecteur, indépendamment de l'angle d'émission.

Le plan focal image du spectromètre est situé à 295 mm après le deuxième aimant. Cependant, à cause de l'ouverture angulaire, les particules ne vont pas être focalisées à cet endroit. Comme expliqué précédemment, les particules émises avec des angles différents vont suivre des trajectoires différentes. Ces trajectoires vont croiser la trajectoire centrale en un point plus proche de l'aimant que la position attendue de l'image, comme illustré sur la figure 3.4. La distance entre la position attendue du plan focal image et la position réelle où se fait la focalisation est appelée déplacement cinématique δ et vaut :

$$\delta = \left| \frac{\Delta y}{\Delta\theta_e} \right| \quad (3.6)$$

Δy correspond à la différence de position, au niveau du plan focal image attendu, entre deux particules éjectées correspondant au même état peuplé du noyau résiduel, l'une suivant la trajectoire centrale et l'autre suivant une trajectoire divergente de $\Delta\rho$ due à l'ouverture angulaire $\Delta\theta$. $\Delta\theta_e$ est l'angle entre la trajectoire centrale et la trajectoire divergente en sortie du spectromètre. Le déplacement peut se réécrire sous la forme suivante, en considérant les angles infinitésimaux :

$$\delta = DM_H \frac{d\rho}{d\theta} \quad (3.7)$$

avec $D = \Delta y / \Delta\rho$ la dispersion, qui vaut 1.9 pour le spectromètre split-pole, et $M_H = \Delta\theta / \Delta\theta_e$ la magnification, égale à 0.34. Pour tenir compte de ce déplacement cinématique et ainsi optimiser la résolution, le système de détection est monté sur un bras extensible qui le place à la bonne position. La cinématique dépendant de la

réaction étudiée et de l'angle de détection, les produits de réactions ne sont pas focalisés à la même profondeur. La position du système de détection est donc ajustée au déplacement cinématique correspondant à chaque nouvelle configuration.

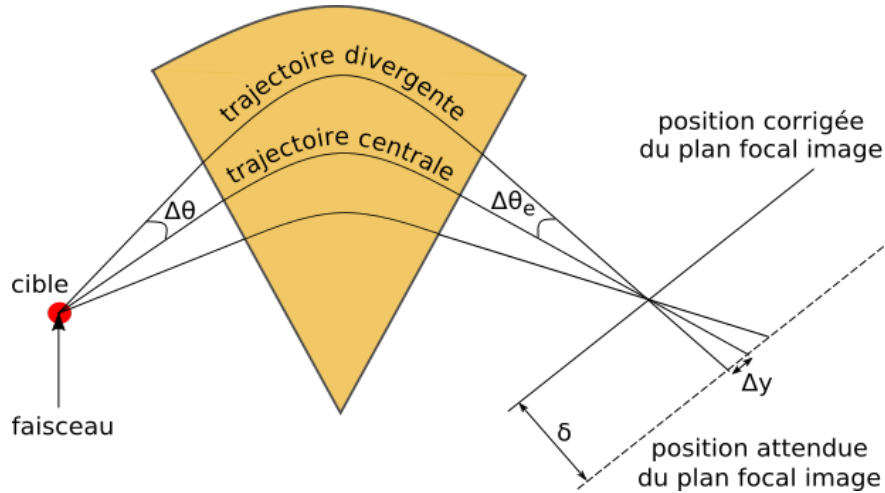


FIGURE 3.4 – Schéma illustrant le déplacement cinématique δ . À cause de l'ouverture angulaire du spectromètre, deux particules éjectées correspondant au même état peuplé du noyau résiduel vont suivre des trajectoires différentes si elles sont émises avec des angles différents. La focalisation se fait en un point plus proche de l'aimant que la position attendue de l'image. Le système de détection au plan focal est déplacé de δ afin d'optimiser la résolution.

L'ouverture angulaire est contrôlée par des fentes mobiles situées à l'entrée du spectromètre. L'angle solide dépend des ouvertures verticale L_v et horizontale L_h des fentes :

$$\Delta\Omega = \frac{L_v L_h}{R^2} \quad (3.8)$$

avec R la distance entre la cible et l'entrée des fentes, égale à 262 mm. L'angle solide nominal est de 1.7 msr, au-delà les aberrations deviennent importantes. Dans notre cas l'angle solide a varié entre 0.37 et 1.63 msr. L'ouverture des fentes a été augmentée aux grands angles afin de compenser la diminution de la statistique due à une diminution de la section efficace. Dans ces conditions, le pouvoir de résolution du spectromètre est de l'ordre de $\Delta E/E \approx 5.10^{-4}$.

3.1.4 Système de détection au plan focal

Le système de détection au plan focal, de 50 cm de long, est composé de trois détecteurs :

- un compteur à gaz proportionnel à localisation, qui permet de mesurer la position des particules le long du plan focal (section 3.1.4.a) ;
- un compteur à gaz proportionnel mesurant la perte d'énergie (section 3.1.4.b) ;
- un scintillateur plastique mesurant l'énergie résiduelle (section 3.1.4.c).

La combinaison des informations issues de ces détecteurs permet d'identifier les particules qui atteignent le plan focal (sections 3.2.1 et 7.2.3.a).

a/ Détecteur « position »

Le premier détecteur traversé est un compteur à gaz proportionnel à localisation [60]. Il comprend une anode constituée de 5 fils situés dans le plan de la trajectoire des particules (figure 3.5). Sous le plan d'anode se trouve le plan de cathode composé de pistes métalliques orientées parallèlement à la trajectoire des particules, soit à 45° par rapport à la normale. Le champ électrique appliqué est perpendiculaire aux deux plans.

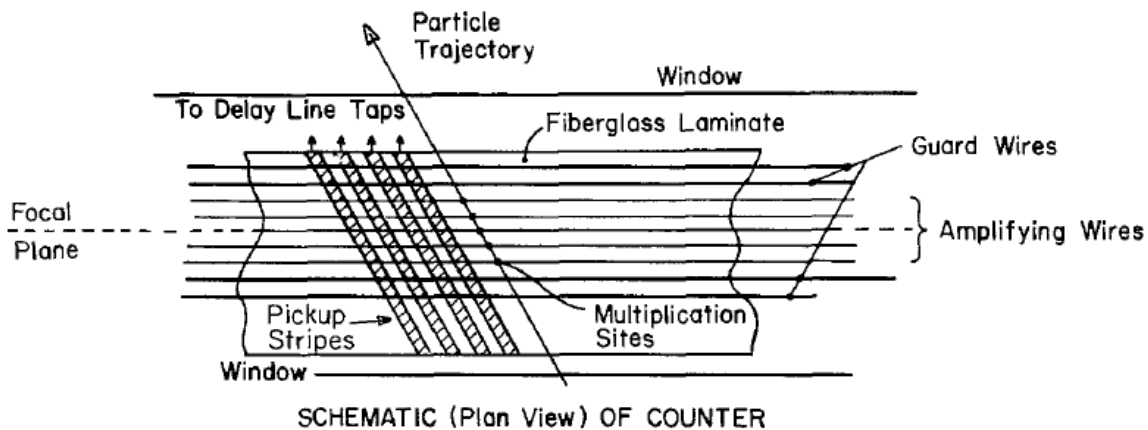


FIGURE 3.5 – Schéma du détecteur position (vue en plan) situé au plan focal du spectromètre split-pole. Image issue de [60].

Lorsqu'une particule traverse le détecteur, rempli dans notre cas de propane à une pression de 300 mbar, elle dépose une partie de son énergie en ionisant le gaz, créant alors des paires électron-ion [61]. Les paires se séparent sous l'action du champ électrique, les ions migrent vers la cathode tandis que les électrons dérivent vers l'anode. Les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser à leur tour le gaz, entraînant

une multiplication de la charge. Cette dernière reste proportionnelle à la charge créée initialement et donc à l'énergie déposée par la particule ionisante.

La géométrie est telle que la charge induite sur la cathode par les avalanches se formant près de chaque fils d'anode est toujours sur la même piste. La conversion de la charge en signal position est effectuée en connectant chaque piste de la cathode à une ligne à retard. Les extrémités de la ligne sont connectées aux entrées « start » et « stop » d'un TAC (Time-to-Amplitude Converter) qui calcule la différence de temps de propagation du signal et donne ainsi la position de la particule sur le plan focal.

Le détecteur « position » possède dans sa deuxième moitié arrière un fil d'anode central qui joue le rôle conventionnel de compteur proportionnel. Comme décrit ci-dessus, la charge collectée est proportionnelle à la charge créée initialement par le passage de la particule ionisante et donc à l'énergie déposée. La densité du gaz est telle que seule une partie de l'énergie de la particule est perdue lors de la traversée. Cela donne une information sur la perte d'énergie dans le premier détecteur, que l'on note ΔE_{Fil} .

b/ Détecteur « perte d'énergie ΔE »

Le second détecteur, placé dans le même bâti que le détecteur « position » et séparé par une feuille de mylar, est également un compteur proportionnel. La perte d'énergie dans ce second détecteur est notée ΔE .

c/ Détecteur « énergie résiduelle E »

Le dernier détecteur est un scintillateur plastique. La particule incidente y dépose le reste de son énergie en excitant les molécules du matériau scintillant, qui se dés excitent rapidement en émettant de la lumière [61]. Le scintillateur est couplé optiquement, à chacune de ses extrémités, à un photomultiplicateur via un guide de lumière. En effet, à cause de la longueur du plan focal, le signal lumineux produit par une particule arrivant à une extrémité du plan focal va perdre en intensité au cours de sa propagation jusqu'à l'extrémité opposée et ne sera pas détecté. Le signal est donc lu aux deux extrémités afin de récupérer toute l'information. Dans chacun des photomultiplicateurs, la photocathode permet la conversion des photons en électrons par effet photoélectrique. Ces-derniers sont multipliés après collisions avec une série de dynodes et collectés à l'anode. Le courant produit est alors proportionnel à l'énergie restante déposée. Les énergies résiduelles mesurées sont notées E_{PlasG} et E_{PlasP} pour les signaux lus à grandes et petites rigidités magnétiques, respectivement.

3.2 Étalonage du détecteur « position » au plan focal image

Pour reconstruire le spectre en énergie d'excitation du noyau résiduel, il est nécessaire de connaître la rigidité magnétique des particules détectées au plan focal. Il faut donc étalonner le détecteur « position » pour convertir la position, donnée en canaux, en rigidité magnétique. On utilise pour cela les états étroits et bien isolés du noyau résiduel ^{16}O peuplés par la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li,t})^{16}\text{O}$, induite avec une cible de ^{nat}C de $80(4) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. La valeur du champ magnétique a été fixée à $B = 1.717 \text{ T}$ afin de se placer dans les mêmes conditions que celles nécessaires pour focaliser les particules émises correspondant aux états d'intérêt de ^{17}O peuplés par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li,t})^{17}\text{O}$. Le spectromètre a été placé à un angle $\theta_{lab} = 12.5^\circ$.

3.2.1 Identification des particules

a/ Méthode

La mesure de la position dans le plan focal n'est pas suffisante pour déterminer si la particule est issue de la réaction d'intérêt. En effet, différentes voies de réactions peuvent être en compétition et les particules émises correspondant aux états peuplés par ces différentes réactions peuvent avoir des rigidités magnétiques similaires et donc des positions similaires. Il faut donc d'abord procéder à une identification des particules. Cette dernière se fait en combinant les informations issues des différents détecteurs au plan focal (section 3.1.4) sous la forme de spectres bidimensionnels $(\Delta E, B\rho)$, $(E, B\rho)$ ou $(\Delta E, E)$.

La perte d'énergie ΔE d'une particule est reliée à son énergie E par la relation suivante, issue de l'équation de Bethe-Bloch :

$$\Delta E \propto AZ^2 \frac{\ln(E)}{E} \quad (3.9)$$

où A est la masse de la particule et Z sa charge. Cette relation suggère que pour deux particules de même énergie, une particule de plus grande masse ou charge déposera une énergie plus importante dans le détecteur « ΔE » traversé en premier et moins importante dans le détecteur « E » final. Les particules vont alors apparaître sur des courbes différentes dans le spectre bidimensionnel $(\Delta E, E)$.

Selon le même raisonnement, le spectre $(\Delta E, B\rho)$ permettra de séparer les différentes particules mais avec une dépendance différente en fonction de la masse et de la charge.

En effet, l'équation (3.5) peut s'écrire, avec les conventions ci-dessus :

$$B\rho = \frac{Av}{Z} \quad (3.10)$$

En prenant l'expression classique de l'énergie cinétique $E = \frac{1}{2}Av^2$ on a :

$$E = \frac{Z^2}{2A}(B\rho)^2 \quad (3.11)$$

En remplaçant dans l'équation (3.9) on obtient alors :

$$\Delta E \propto \frac{2A^2}{(B\rho)^2}(2 \ln(Z) + 2 \ln(B\rho) - \ln(2A)) \quad (3.12)$$

La relation entre ΔE et $B\rho$ dépend de $\ln(Z)$ et non de Z^2 , la séparation en Z sera moins bonne qu'avec le spectre $(\Delta E, E)$. Par contre la séparation en A sera meilleure, la dépendance étant en A^2 .

b/ Cas de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li,t})^{16}\text{O}$

Dans le cas de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li,t})^{16}\text{O}$ utilisée pour l'étalonnage du détecteur « position », on observe également, dans les conditions d'utilisation du spectromètre ($E = 34$ MeV, $\theta_{lab} = 12.5^\circ$, $B = 1.717$ T), la voie de réaction ($^7\text{Li,d}$) comme illustré sur la figure 3.6.

Pour séparer les tritons des deutons on utilise le spectre bidimensionnel $(\Delta E, B\rho)$ ou son équivalent $(\Delta E, position)$ représenté sur la figure 3.7. On distingue clairement les deutons, de masse plus faible et formant donc le locus inférieur, des tritons. Les positions des cinq états peuplés par la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li,d})^{17}\text{O}$ sont par ailleurs cohérentes avec celles calculées comme le montre la figure 3.6. Au cours de cette expérience, le scintillateur plastique n'a pas pu être utilisé à cause d'un dysfonctionnement des photomultiplicateurs. Les spectres bidimensionnels $(E, B\rho)$ et $(\Delta E, E)$ n'ont par conséquent pas pu être exploités mais la séparation observée dans le spectre $(\Delta E, B\rho)$ est suffisante pour l'identification.

3.2.2 Résultats de l'étalonnage

Une sélection graphique est appliquée sur les événements tritons (sélection en rouge sur la figure 3.7) et la projection sur l'axe position permet d'obtenir le spectre en position des tritons donné sur la figure 3.8(a). Sur cette figure sont reportées, à côté des pics correspondants, les énergies d'excitation des états peuplés du noyau résiduel ^{16}O utilisés pour l'étalonnage.

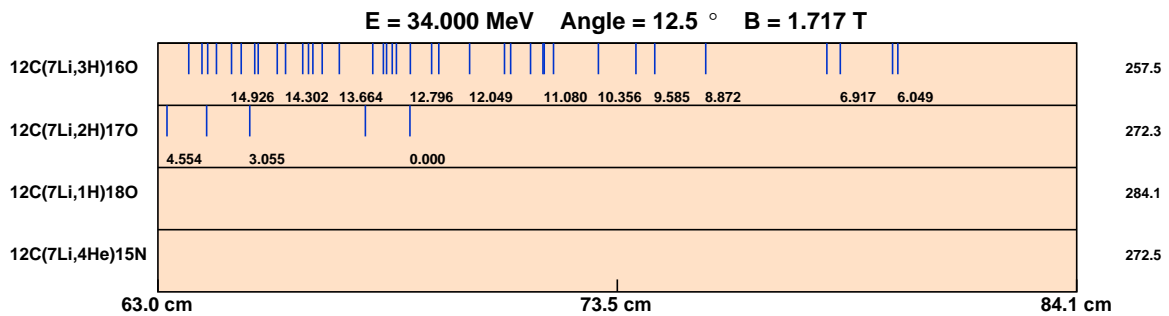


FIGURE 3.6 – Positions attendues dans le détecteur « position » au plan focal (en cm) des états peuplés par différentes voies de réactions induites avec une cible de ^{12}C dans les conditions expérimentales de l'étalonnage. Les énergies indiquées (en MeV) correspondent aux énergies d'excitation du noyau résiduel. Les valeurs sur la droite indiquent la position du système de détection (en mm) pour obtenir la meilleure résolution pour une réaction donnée, en relation avec le déplacement cinématique.

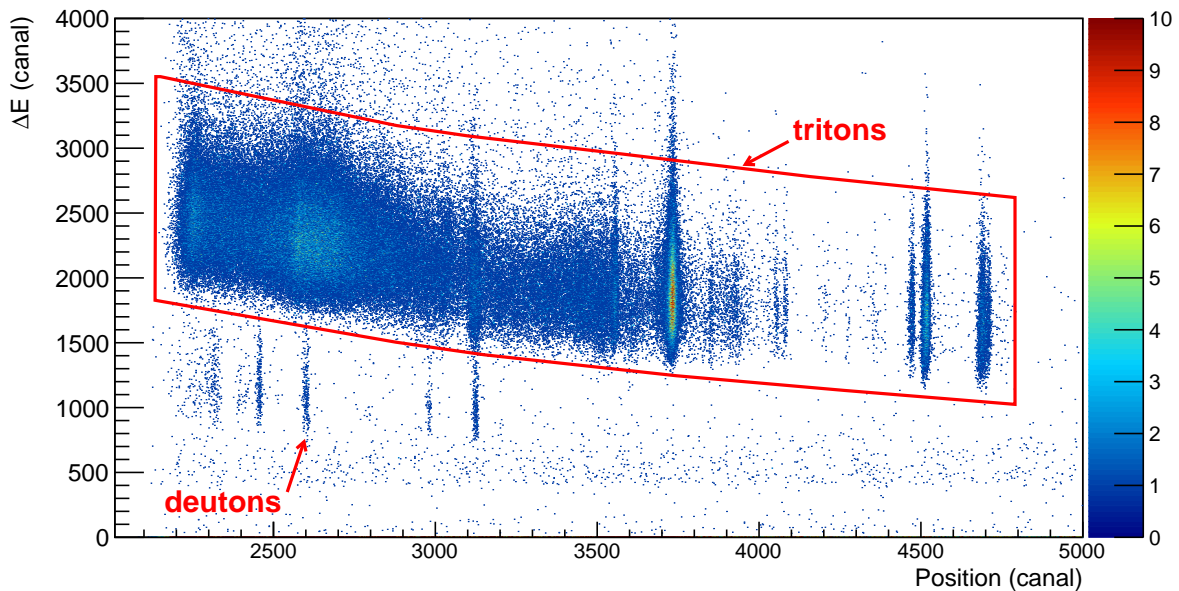


FIGURE 3.7 – Identification des particules avec le spectre bidimensionnel (ΔE , *position*) pour les données prises avec la cible de ^{nat}C . La sélection graphique représentée en rouge correspond aux événements tritons.

La rigidité magnétique attendue $B\rho$ des tritons correspondant aux états peuplés de ^{16}O est calculée en utilisant la cinématique à deux corps (Annexe B) et en prenant en compte la perte d'énergie du faisceau dans la cible avant l'interaction (considérée en milieu de cible) et celle des tritons émis vers le spectromètre (positionné à un angle de 12.5° et en tenant compte de l'ouverture asymétrique des fentes). Le champ magnétique étant resté stable au cours de l'expérience, le rayon de courbure attendu ρ des tritons est obtenu en divisant la rigidité magnétique calculée par la valeur moyenne $B = 1.717$ T. La relation entre le rayon de courbure ρ des tritons (en mètres) et la position Pos mesurée (en canaux) est montrée sur la figure 3.8(b). L'ajustement est effectué avec un polynôme du premier ordre (courbe rouge) selon l'équation suivante :

$$\rho = p_0 + p_1 Pos \quad (3.13)$$

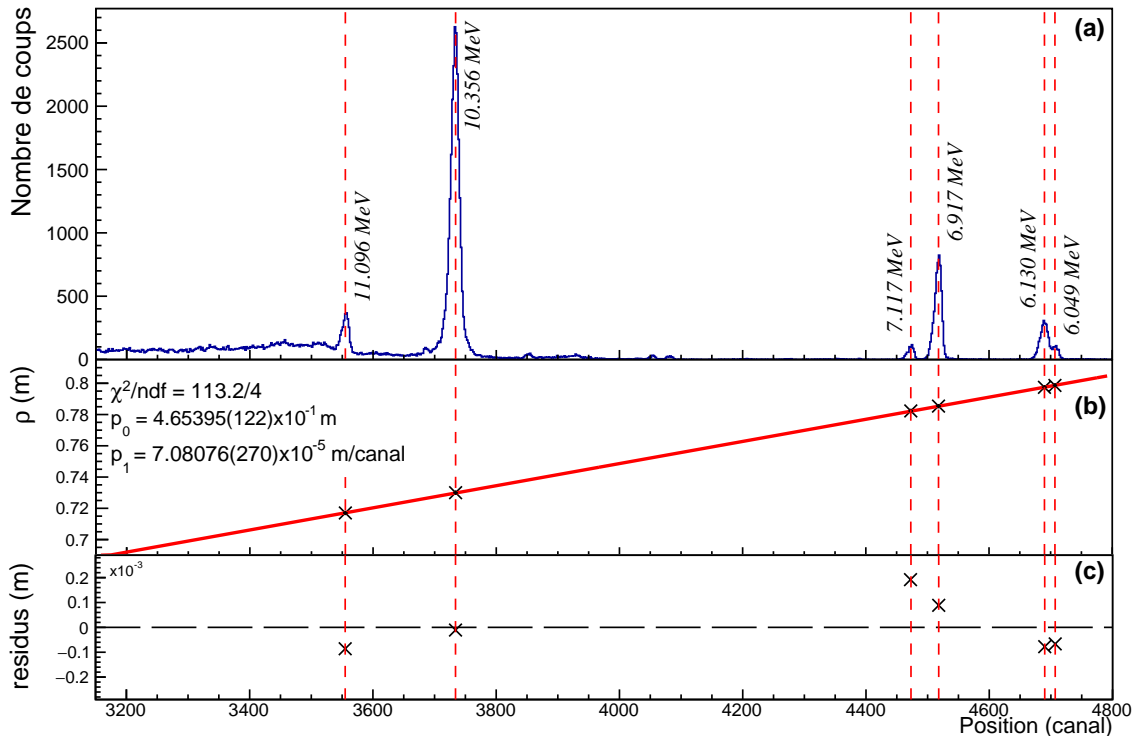


FIGURE 3.8 – Étalonnage du détecteur « position » au plan focal : (a) Spectre en position des tritons produits par la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ à l'angle de détection $\theta_{lab} = 12.5^\circ$. Sont reportées à côté des pics correspondants les énergies d'excitation des états peuplés de ^{16}O utilisés pour l'étalonnage. (b) Rayon de courbure calculé ρ des tritons en fonction de la position mesurée. L'ajustement est effectué avec un polynôme du premier ordre (courbe rouge) selon l'équation (3.13). (c) Résidus par rapport à l'ajustement.

Les résidus par rapport à l'ajustement sont représentés sur la figure 3.8(c) et sont inférieurs à $\Delta\rho = 0.2 \times 10^{-3}$ m. Cela implique une incertitude sur la détermination de l'énergie d'excitation des états d'intérêt de ^{17}O de $\Delta E_{ex} = 12$ keV, ce qui est suffisant dans le cadre de notre étude qui vise à identifier des états connus séparés en moyenne de dizaines de keV.

3.3 Extraction des spectres en position et ajustement des données

Une cible de carbone de $80(4) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, enrichie à 90 % en ^{13}C , a été utilisée afin d'étudier la réaction d'intérêt $^{13}\text{C}(^7\text{Li,t})^{17}\text{O}$. Les produits de réactions ont été détectés entre 0° et 33° dans le référentiel du laboratoire. Dans ces conditions, afin de focaliser sur le plan focal les particules émises correspondant aux états d'intérêt de ^{17}O , la valeur du champ magnétique a été réglée à $B = 1.717$ T.

3.3.1 Identification des particules

Dans les conditions d'utilisation du spectromètre, on observe les voies de réactions $(^7\text{Li,t})$ et $(^7\text{Li,d})$, comme montré sur la figure 3.9 dans le cas où le spectromètre est placé à un angle de 7° .

Pour séparer les tritons des deutons, le spectre bidimensionnel (ΔE , *position*) est utilisé comme expliqué précédemment (section 3.2.1). Cette procédure est effectuée pour chacun des angles du spectromètre auquel les tritons ont été détectés, à l'exception de l'angle 0° . Les données obtenues à cet angle n'ont pas été analysées dans cette thèse car le spectre présente un fond trop important dû aux diffusions du faisceau sur le masque placé au niveau du plan focal pour l'arrêter. Le spectre obtenu pour l'angle 7° est donné sur la figure 3.10.

3.3.2 Extraction des spectres en position des tritons

Les spectres en position des tritons sont obtenus en projetant sur l'axe position les événements correspondant aux tritons (sélection graphique en rouge sur la figure 3.10). L'erreur sur la statistique du spectre en position due à la sélection graphique est de l'ordre de 1 %. La figure 3.11 montre les spectres en position mesurés pour les angles $\theta_{lab} = 7^\circ$ et $\theta_{lab} = 27^\circ$, restreints à la zone d'intérêt. On observe une dégradation de la résolution lorsque l'angle de détection augmente. Ceci est dû d'une part à la cinématique de la réaction et à l'ouverture angulaire du spectromètre : la différence

d'énergie entre deux tritons, correspondant au même état peuplé du noyau résiduel ^{17}O , émis aux deux angles extrêmes acceptés par le spectromètre est plus importante aux angles élevés. De plus, les ouvertures angulaires ont été augmentées aux grands angles afin de compenser la diminution de la statistique, ce qui implique de plus grandes aberrations optiques et donc également une dégradation de la résolution. D'autre part, l'épaisseur de cible traversée est plus importante à grand angle, ce qui augmente la perte d'énergie dans la cible. La résolution en énergie d'excitation obtenue varie entre 35 keV à 4° et 90 keV à 33° (FWHM).

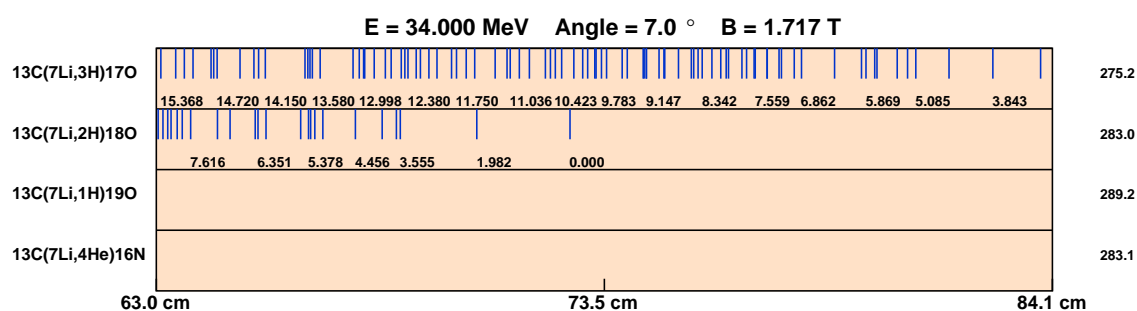


FIGURE 3.9 – Positions attendues dans le détecteur « position » au plan focal des états peuplés par différentes voies de réactions induites avec une cible de ^{13}C dans le cas où le spectromètre est placé à un angle $\theta_{lab} = 7^\circ$. Voir figure 3.6 pour la signification des différentes données.

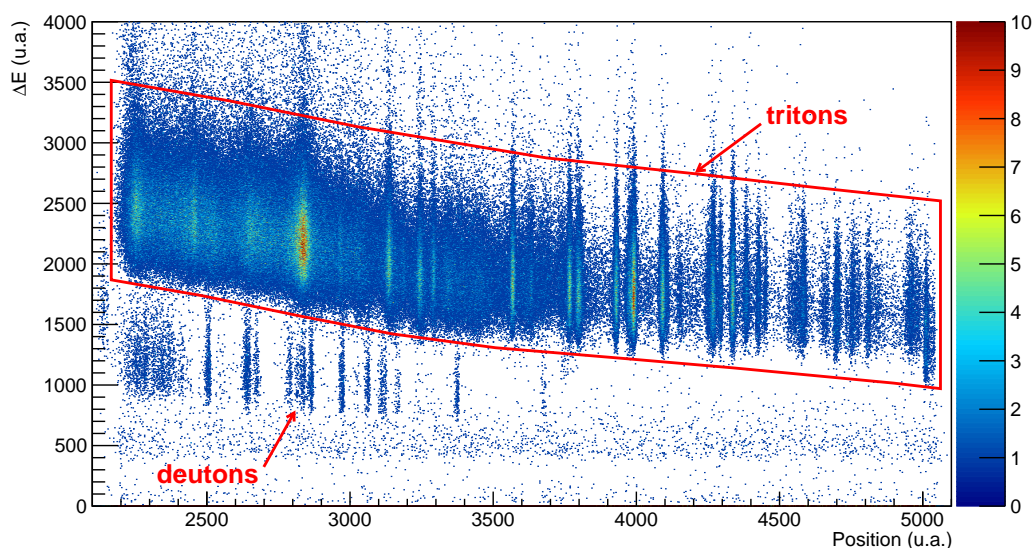


FIGURE 3.10 – Identification des particules avec le spectre bidimensionnel (ΔE , *position*) pour les données prises avec la cible de ^{13}C à l'angle du spectromètre $\theta_{lab} = 7^\circ$. On distingue clairement les tritons (sélection graphique en rouge) des deutons.

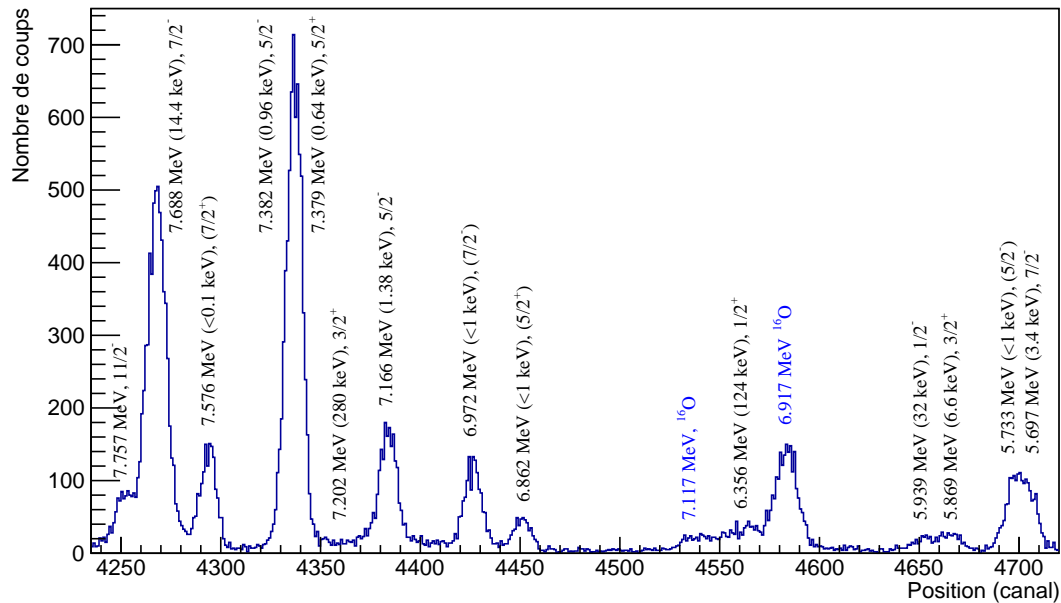
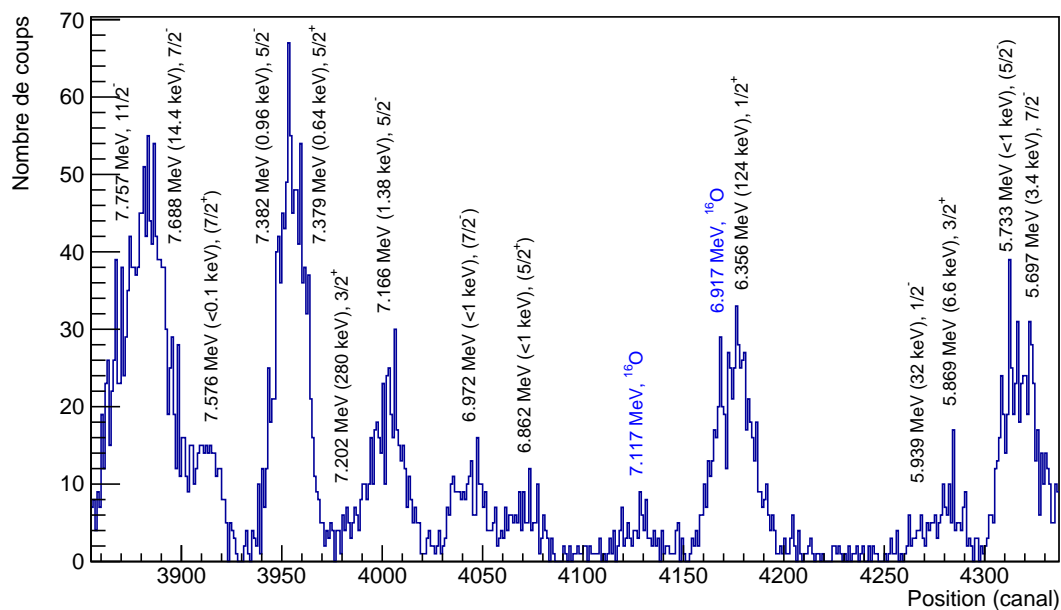

 (a) Spectre en position des tritons à l'angle de détection $\theta_{lab} = 7^\circ$.

 (b) Spectre en position des tritons à l'angle de détection $\theta_{lab} = 27^\circ$.

FIGURE 3.11 – Spectres en position des tritons produits par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li,t})^{17}\text{O}$ pour les angles de détection 7° et 27° . Tous les pics identifiés correspondent à des états connus de l' ^{17}O d'énergies d'excitation entre 5.6 et 7.8 MeV, à l'exception de deux pics associés aux états de l' ^{16}O (indiqués en bleu). Les énergies, largeurs totales et spin-parités des états de l' ^{17}O indiqués à côté des pics correspondants sont issus de la plus récente compilation de NNDC [28].

Les pics sont attribués aux divers états peuplés de l' ^{17}O en procédant selon la méthode suivante : l'étalonnage (section 3.2.2) permet d'abord de déterminer la rigidité magnétique $B\rho$ correspondant à la position du pic étudié ; la cinématique à deux corps permet ensuite de calculer l'énergie d'excitation E_{ex} du noyau résiduel ^{17}O associé au triton détecté à cette position. Tous les pics identifiés correspondent à des états connus de l' ^{17}O d'énergies d'excitation entre 5.6 et 7.8 MeV, à l'exception de deux pics associés aux états de l' ^{16}O (6.917 et 7.117 MeV). Ces derniers sont produits par la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ due à la présence de ^{12}C dans la cible utilisée. On observe que les positions relatives des pics tritons associés aux états de l' ^{17}O sont les mêmes aux deux angles de détection 7° et 27° , ce qui confirme qu'ils correspondent aux états excités du même noyau. Les deux pics associés aux états de l' ^{16}O n'ont pas la même dépendance cinématique et se déplacent vers l'état de l' ^{17}O à 6.862 MeV quand l'angle de détection augmente.

3.3.3 Ajustement des données

Après avoir obtenu les spectres en position des tritons pour chaque angle du spectromètre, on procède à l'ajustement des données afin d'extraire le nombre de coups correspondant à chaque état peuplé de l' ^{17}O en fonction de l'angle. Chaque spectre est analysé indépendamment grâce à un ajustement par la méthode des moindres carrés avec une fonction constituée d'une série de distributions gaussiennes et de fonctions de Voigt. Le résultat de l'ajustement du spectre obtenu à l'angle $\theta_{lab} = 7^\circ$ est représenté sur la figure 3.12 (courbe continue rouge). La région autour de l'état de l' ^{17}O à 6.356 MeV et des deux états contaminants de l' ^{16}O est exclue de la procédure d'ajustement car cette région en énergie a déjà été étudiée par Pellegriti *et al.* [53]. Les pics correspondant aux états à 5.697 et 5.733 MeV n'ont pas été inclus dans la procédure d'ajustement pour le dernier angle étudié ($\theta_{lab} = 33^\circ$) car à cet angle le pic correspondant à l'état contaminant de l' ^{16}O à 6.130 MeV se superpose aux deux états d'intérêt de l' ^{17}O .

Un agrandissement de la région en énergie d'excitation entre 6.8 et 7.4 MeV est montré sur la figure 3.13, où la contribution de l'état large à 7.202 MeV est représentée en pointillés bleus. L'encart de la figure correspond au cas où l'état large n'est pas pris en compte dans la procédure d'ajustement. On constate que le χ^2 réduit est bien meilleur quand l'état large est inclus ($\chi^2/\text{ndf} = 1.7$) que lorsqu'il ne l'est pas ($\chi^2/\text{ndf} = 4.2$), ce qui confirme que l'état à 7.202 MeV est bien observé dans les données.

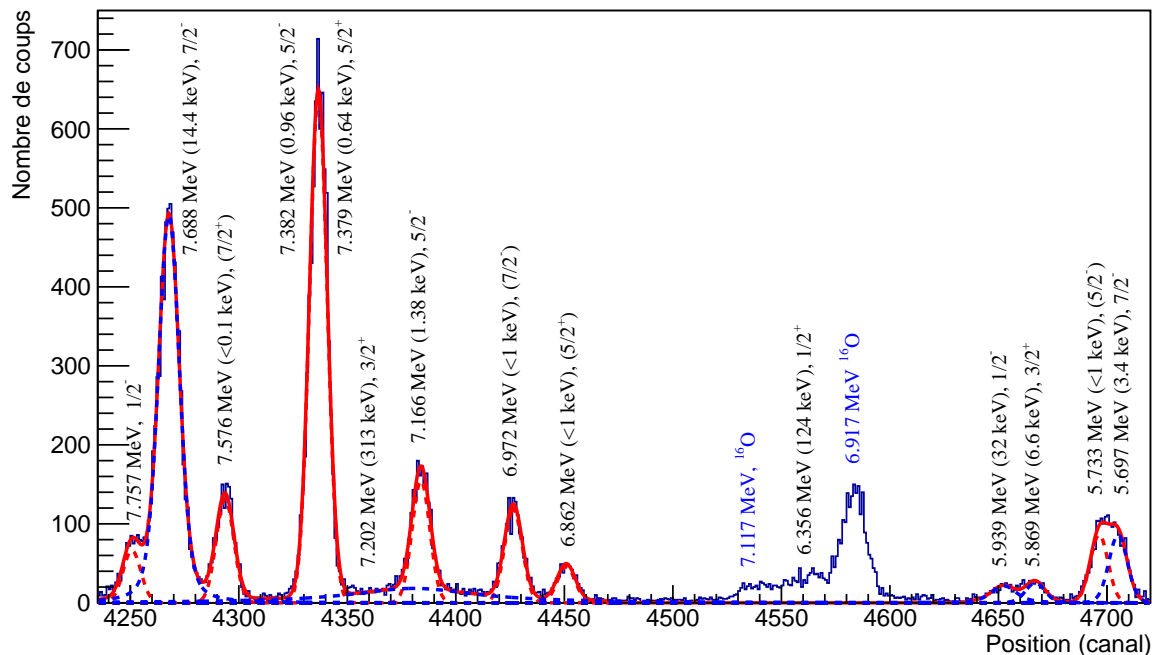


FIGURE 3.12 – Spectre en position des tritons produits par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{17}\text{O}$ à l'angle de détection $\theta_{lab} = 7^\circ$. L'ajustement des pics est réalisé avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour les états étroits (contributions individuelles en pointillés rouges) et de fonctions de Voigt pour les états ayant une largeur naturelle connue (pointillés bleus). Les énergies, largeurs totales et spin-parités des états de ^{17}O indiqués à côté des pics correspondants sont issus de la plus récente compilation de NNDC [28], à l'exception de la largeur de l'état à 7.202 MeV qui provient de l'analyse présentée ici.

La distribution gaussienne est utilisée pour décrire les pics correspondant aux états peuplés de ^{17}O ayant des largeurs naturelles très inférieures à la résolution, dont la valeur moyenne pondérée sur l'ensemble des angles vaut 50 keV (FWHM, énergie d'excitation du noyau résiduel ^{17}O). L'écart-type σ , lié à la résolution, est commun à chaque distribution individuelle et laissé libre au cours de la procédure d'ajustement. Les contributions individuelles correspondant à ces états sont représentées par les courbes en pointillés rouges sur la figure 3.12. Les états à 7.379 et 7.382 MeV n'étant séparés que de 3 keV, ils ne sont pas résolus. Le pic correspondant à ces deux états est par conséquent décrit par une unique gaussienne.

La fonction de Voigt est utilisée pour décrire les pics associés aux états de ^{17}O à 5.697, 5.869, 5.939, 7.202 et 7.688 MeV ayant des largeurs totales supérieures à 3 keV (contributions individuelles en pointillés bleus). La fonction de Voigt est le résultat de la

convolution d'une distribution gaussienne $\mathcal{G}(x)$ et d'une lorentzienne $\mathcal{L}(x)$ d'équations suivantes :

$$\mathcal{G}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.14)$$

$$\mathcal{L}(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{x^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3.15)$$

avec σ l'écart-type de la gaussienne et Γ la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne. Dans cette étude, l'écart-type est le même paramètre que celui de la gaussienne décrivant les pics associés aux états étroits. La largeur de la lorentzienne est fixée à la valeur de la largeur naturelle de l'état donnée dans la compilation la plus récente de NNDC [28], à l'exception de l'état large à 7.202 MeV dont la largeur naturelle est déterminée avec les données de l'expérience. En effet, plusieurs valeurs de la largeur totale de cet état peuvent être trouvées dans la littérature, allant de 280(30) keV [28, 62] à 400(30) keV [63], alors qu'une mesure plus récente rapporte une valeur de 262(7) keV [64]. La largeur de la lorentzienne utilisée pour décrire l'état à 7.202 MeV est ainsi d'abord laissée libre dans la procédure d'ajustement. La moyenne pondérée sur les résultats obtenus pour les huit plus petits angles mesurés donne une valeur de 313(22) keV. Ce résultat, utilisé dans l'ajustement, est en accord à 1- σ avec la valeur de [28, 62] et à 2- σ avec celles de [63, 64].

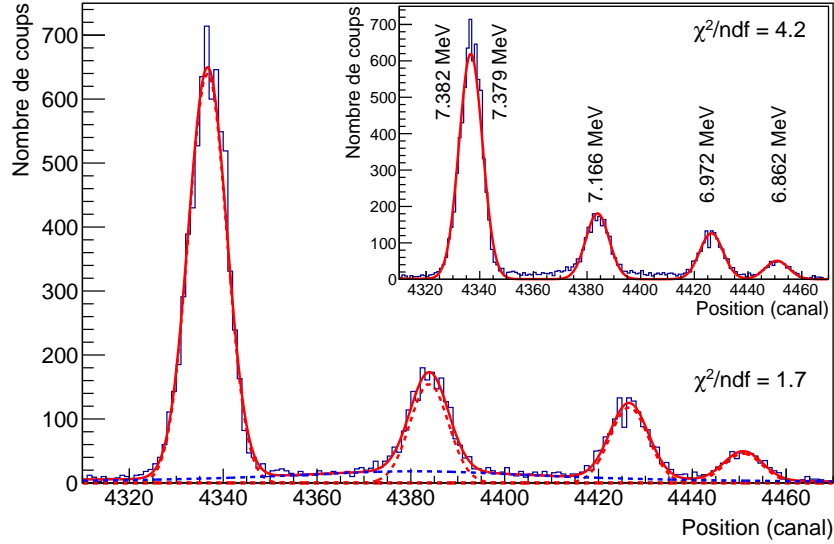


FIGURE 3.13 – Spectre en position des tritons à l'angle de détection $\theta_{lab} = 7^\circ$, focalisé sur la région en énergie d'excitation de l' ^{17}O entre 6.8 et 7.4 MeV. L'état large à 7.202 MeV est inclus dans la procédure d'ajustement et sa contribution est représentée en pointillés bleus. L'encart montre l'ajustement des mêmes données lorsque l'état large n'est pas pris en compte. Les χ^2 réduits sont donnés.

3.4 Extraction des distributions angulaires

3.4.1 Méthode

Le nombre de coups dans chacun des pics associés aux états de l' ^{17}O , noté N_{pic} , est extrait à partir de l'intégrale de chaque contribution individuelle de l'ajustement. Tandis que l'intégrale de la gaussienne peut être calculée analytiquement, celle de la fonction de Voigt n'a pas d'expression analytique et doit être calculée numériquement.

La section efficace différentielle dans le centre de masse est ensuite calculée, pour chaque état et à chaque angle de détection, en utilisant la relation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}(\theta_{c.m.}) = \frac{N_{pic}(\theta_{lab})}{N_{inc}(\theta_{lab})N_{cible}\Delta\Omega_{lab}}J(\theta_{lab}) \quad (3.16)$$

où N_{inc} est le nombre de particules incidentes mesurées (section 3.1.2), N_{cible} est le nombre d'atomes de ^{13}C par cm^2 , $\Delta\Omega$ est l'angle solide du spectromètre dans le laboratoire (section 3.1.3) et $J(\theta_{lab}) = \left|\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{c.m.}}\right|$ est le jacobien de transformation laboratoire vers le centre de masse.

L'incertitude relative sur la section efficace différentielle, notée $\frac{d\sigma}{\sigma}$, est donnée par la somme quadratique suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)^2 = \left(\frac{dN_{pic}}{N_{pic}}\right)^2 + \left(\frac{dN_{cible}}{N_{cible}}\right)^2 + \left(\frac{d\Delta\Omega}{\Delta\Omega}\right)^2 \quad (3.17)$$

$\frac{dN_{pic}}{N_{pic}} = \frac{1}{\sqrt{N_{pic}}}$ est l'erreur statistique relative à l'extraction du nombre de coups dans chaque pic et varie entre 2 % et 13 % selon l'état considéré et l'angle de détection. $\frac{dN_{cible}}{N_{cible}}$ est l'erreur relative au nombre d'atomes de ^{13}C par cm^2 dans la cible, elle provient de l'incertitude sur l'épaisseur de la cible et est évaluée à 6 %. $\frac{d\Delta\Omega}{\Delta\Omega}$ est l'erreur sur l'angle solide, qui varie entre 10 % et 20 % selon l'ouverture des fentes du spectromètre. L'incertitude sur le nombre de particules incidentes est négligeable (inférieure à 2 %). L'erreur relative sur la section efficace différentielle varie au total entre 12 % et 25 %.

3.4.2 Résultats

Les distributions angulaires expérimentales dans le centre de masse obtenues pour chacun des états peuplés de l' ^{17}O étudié sont données sur la figure 3.14.

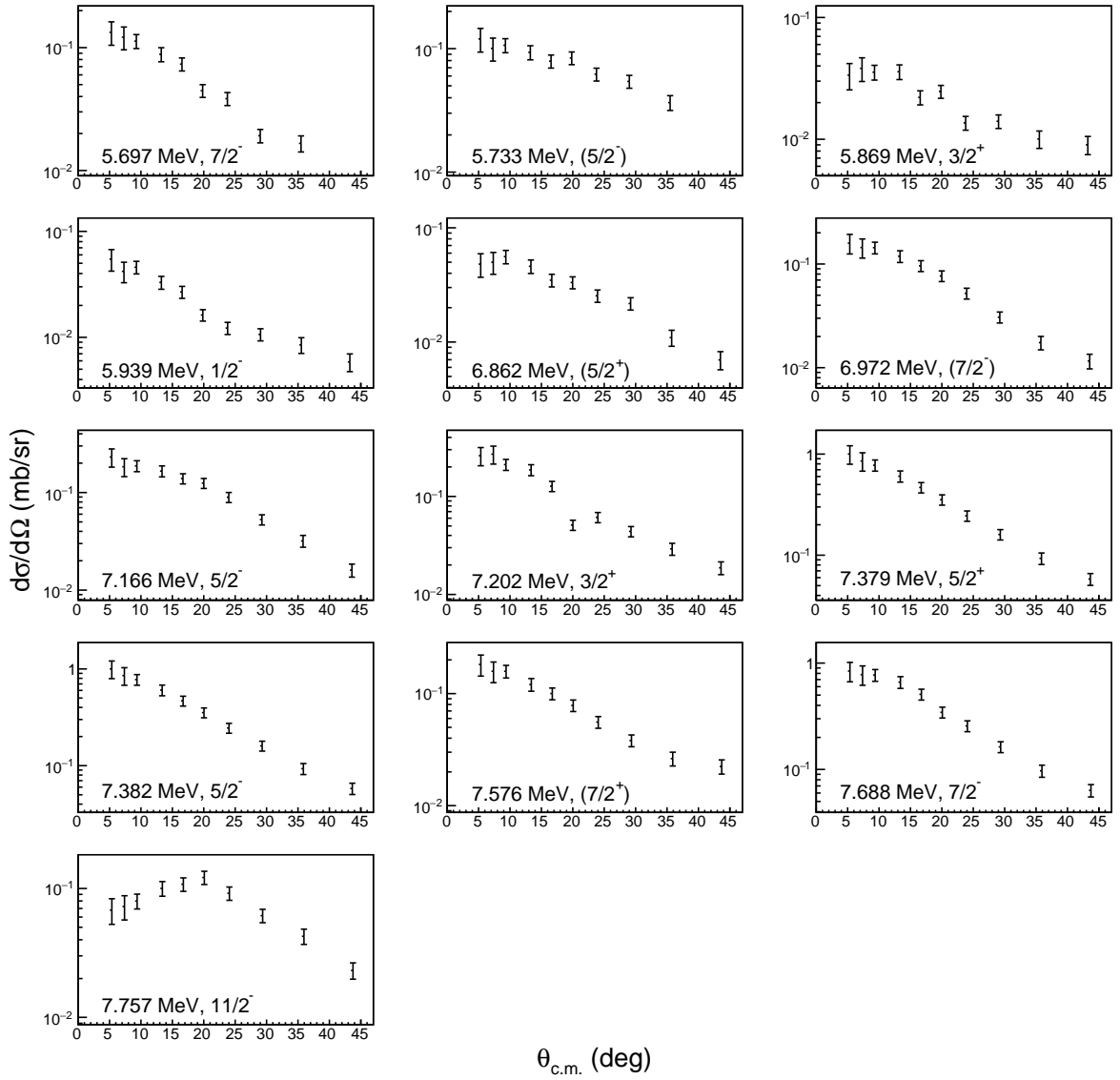


FIGURE 3.14 – Sections efficaces différentielles expérimentales pour chaque état de ^{17}O peuplé par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ à 34 MeV.

À l'exception des états à 5.733, 5.869 et 7.757 MeV, on constate que les sections efficaces différentielles présentent un maximum à l'avant de la distribution angulaire puis une chute rapide de l'ordre d'un ordre de grandeur. Ceci est caractéristique d'un mécanisme de réaction direct à une étape. Les distributions angulaires des états à 5.733, 5.869 et 7.757 MeV varient moins fortement en fonction de l'angle, ce qui suggère que ces états sont peuplés préférentiellement par la décroissance du noyau composé ou par un mécanisme de réaction direct à plusieurs étapes. Les deux états à 7.379 et 7.382 MeV n'étant pas résolus expérimentalement, ils ont la même distribution angulaire expérimentale.

La réaction de transfert $^{13}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{17}\text{O}$ permet de peupler tous les états connus de ^{17}O dans la zone analogue d'intérêt astrophysique du ^{17}F . L'utilisation du spectromètre split-pole et de son système de détection au plan focal procure une séparation claire des différentes particules atteignant le plan focal et permet de reconstruire le spectre en énergie d'excitation du noyau résiduel. L'étalonnage du détecteur « position » est effectué en utilisant les états étroits et bien isolés du noyau résiduel ^{16}O peuplés par la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{16}\text{O}$. Les spectres en énergie d'excitation du noyau d'intérêt ^{17}O sont ensuite obtenus pour chaque angle de détection du spectromètre entre 4° et 33° dans le laboratoire. L'ajustement des pics est réalisé avec une fonction de multiples distributions gaussiennes et fonctions de Voigt afin d'extraire le nombre de coups dans chacun des pics. Les sections efficaces différentielles expérimentales relatives à chaque état peuplé de ^{17}O sont enfin obtenues après normalisation de ce nombre de coups par rapport aux conditions expérimentales. L'analyse en DWBA des distributions angulaires est présentée dans le chapitre suivant.

4

Analyse en DWBA des sections efficaces expérimentales relatives aux états de l' ^{17}O

Table des matières

4.1	Description de la DWBA	75
4.1.1	Éléments de théorie de la diffusion	75
4.1.2	Approximation de Born et ondes distordues	77
4.1.3	Généralisation aux collisions	78
4.1.4	Application au cas de la réaction de transfert	80
4.1.5	Moments angulaires et parité	81
4.1.6	Facteurs spectroscopiques	81
4.1.7	Calculs en portée finie	82
4.1.8	Potentils optiques	84
4.1.9	Résumé	85
4.2	Ingrédients des calculs dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$	85
4.2.1	Code de calcul	85
4.2.2	Potentiel optique de la voie d'entrée	86
4.2.3	Potentiel optique de la voie de sortie	86
4.2.4	Potentiel décrivant l'interaction α -t dans le ^7Li	87
4.2.5	Facteur de forme du ^7Li	87
4.2.6	Potentiel décrivant l'interaction α - ^{13}C dans ^{17}O	89
4.2.7	Facteur de forme de ^{17}O	90
4.3	Analyse des distributions angulaires	90
4.3.1	Influence des paramètres de calculs	90
4.3.2	Extraction des facteurs spectroscopiques	92
4.3.3	Détermination des largeurs alpha des états de ^{17}O	95

Dans le chapitre précédent ont été extraites les sections efficaces différentielles expérimentales relatives aux différents états de l' ^{17}O dans la zone analogue d'intérêt astrophysique du ^{17}F . Afin d'extraire les informations spectroscopiques de ces états, on compare les distributions angulaires obtenues avec celles calculées en utilisant un modèle nucléaire. Nous utilisons dans ce but l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA pour « Distorted Wave Born Approximation ») qui est un modèle adapté à l'étude des réactions directes, c'est-à-dire des réactions dont le mécanisme n'implique que très peu de nucléons à la surface des noyaux et pour lesquelles il y a très peu de changement entre les fonctions d'ondes de la voie d'entrée et de sortie.

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord le modèle de la DWBA (section 4.1), puis nous détaillons les ingrédients nécessaires aux calculs dans le cas de la réaction de transfert $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ (section 4.2). Enfin, nous analysons les distributions angulaires expérimentales en les comparant aux distributions calculées afin d'extraire les facteurs spectroscopiques alpha des états d'intérêt de l' ^{17}O , ce qui permet de déterminer ensuite les largeurs partielles alpha de ces états (section 4.3).

4.1 Description de la DWBA

4.1.1 Éléments de théorie de la diffusion

La DWBA étant basée sur la théorie de la diffusion, nous allons présenter quelques résultats généraux qui seront utiles pour la suite. Une analyse rigoureuse de la diffusion d'une particule du faisceau incident sur un noyau de la cible devrait prendre en compte l'évolution au cours du temps du paquet d'ondes représentant l'état de la particule [65]. On peut cependant traiter le problème de façon simplifiée en raisonnant directement sur les états stationnaires [66, 67].

Dans ce cadre, si l'on se place dans le référentiel du centre de masse, à la limite $r \rightarrow -\infty$ (avec r la distance entre le projectile et le centre diffuseur), une particule incidente est considérée libre et est représentée par l'onde plane (figure 4.1) :

$$\varphi_{\alpha}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} \quad (4.1)$$

avec \vec{k}_{α} le vecteur d'onde de la voie d'entrée, relié à l'énergie E de la particule libre par la relation $E = \hbar^2 k_{\alpha}^2 / 2\mu$ où μ est la masse réduite du système. Lorsque cette onde est diffusée par un centre diffuseur, la fonction d'onde stationnaire de diffusion du système a, loin de l'interaction, la forme asymptotique :

$$\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_{\beta}\vec{r}}}{r} \quad (4.2)$$

Le signe (+) est utilisé pour désigner l'onde sortante à $r \rightarrow \infty$ (à l'inverse le signe (-) désigne l'onde entrante). Le terme $f(\theta)$ est appelé amplitude de diffusion, il dépend uniquement de l'angle θ entre la particule incidente et la particule diffusée du fait de la symétrie axiale du problème. Le terme $e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}}/r$ représente l'onde sphérique diffusée.

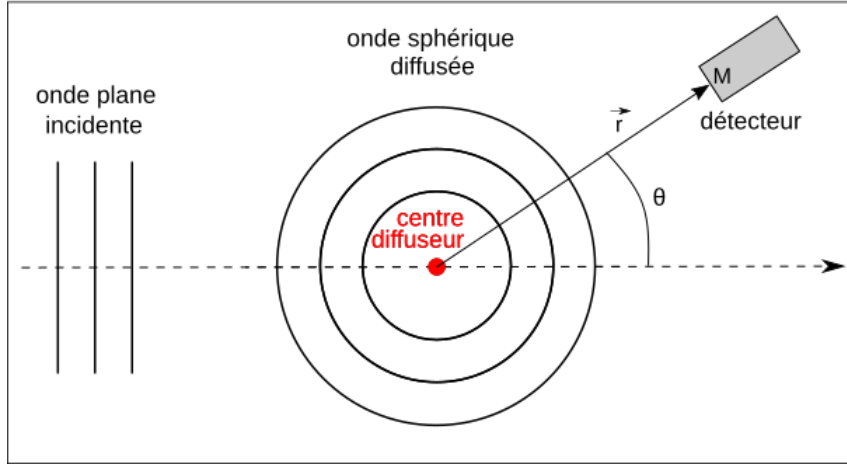


FIGURE 4.1 – Schéma représentant la diffusion d'une onde plane incidente sur un centre diffuseur.

La section efficace différentielle étant le rapport entre le flux sortant et le flux incident par unité de surface, la section efficace de diffusion vaut alors [67] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} |f(\theta)|^2 \quad (4.3)$$

avec v_α et v_β les vitesses relatives incidente et sortante, respectivement. Si les voies d'entrée et de sortie sont identiques ($\beta = \alpha$), la diffusion est élastique.

Il est usuel d'exprimer la section efficace de diffusion en fonction de l'amplitude de transition $T_{\alpha \rightarrow \beta}$ définie par :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu} f(\theta) \quad (4.4)$$

On a alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha}\right) |T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2 \quad (4.5)$$

Dans le cas de la diffusion par un potentiel $V(\vec{r})$ (supposé central ici) d'une particule libre non relativiste et sans degré de liberté interne, la fonction d'onde de diffusion doit satisfaire l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) = E\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) \quad \text{soit} \quad -\frac{\hbar^2}{2\mu} [\Delta + k_{\alpha}^2] \Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) = -V(\vec{r})\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) \quad (4.6)$$

La solution de l'équation (4.6) est donnée par l'intégrale suivante, appelée équation intégrale de la diffusion [66] :

$$\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_{\beta}|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}')\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}')d\vec{r}' \quad (4.7)$$

où $|\vec{r}-\vec{r}'|$ est la distance entre un point M (position \vec{r}) très éloigné du centre diffuseur et un point P (position \vec{r}') situé dans la zone d'action du potentiel.

Pour $\vec{r} \gg \vec{r}'$ on retrouve le comportement asymptotique (4.2) avec :

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}_{\beta}\vec{r}'} V(\vec{r}')\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}')d\vec{r}' \quad (4.8)$$

En remplaçant l'expression de $f(\theta)$ dans l'équation (4.4) on obtient :

$$T_{\alpha\rightarrow\beta} = \int e^{-i\vec{k}_{\beta}\vec{r}'} V(\vec{r}')\Psi_{\alpha}^{(+)}(\vec{r}')d\vec{r}' \quad (4.9)$$

que l'on note également :

$$T_{\alpha\rightarrow\beta} = \langle \varphi_{\beta}^{(-)} | V | \Psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (4.10)$$

La notation entre crochets indique l'intégration sur toutes les coordonnées.

4.1.2 Approximation de Born et ondes distordues

Le calcul de l'amplitude de diffusion, ou de manière équivalente de l'amplitude de transition, nécessite la connaissance de la fonction d'onde stationnaire de diffusion $\Psi_{\alpha}^{(+)}$. Ceci n'est cependant pas possible, cette dernière apparaissant dans les deux termes de l'équation intégrale de la diffusion (4.7). Il est donc nécessaire de faire des approximations. En particulier, si le potentiel d'interaction $V(\vec{r}')$ est suffisamment faible, le terme de diffusion devient négligeable devant l'onde plane incidente $e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}}$ et l'onde plane devient une bonne approximation de la solution de la fonction d'onde stationnaire de diffusion $\Psi_{\alpha}^{(+)}$. L'amplitude de transition devient alors :

$$T_{\alpha\rightarrow\beta}^{PWBA} = \int e^{-i\vec{k}_{\beta}\vec{r}'} V(\vec{r}') e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}'} d\vec{r}' = \langle \varphi_{\beta}^{(-)} | V | \varphi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (4.11)$$

Il s'agit de l'approximation de Born en ondes planes (PWBA pour « Plane Wave Born Approximation »).

Cette approximation est cependant basique et ne permet pas de décrire correctement les sections efficaces différentielles expérimentales. En effet, l'approximation en ondes planes suppose des trajectoires en ligne droite avant et après la collision alors que lors d'une diffusion élastique par exemple le champ coulombien cause une déviation de la trajectoire. Une façon d'améliorer ce modèle est de décrire la fonction d'onde stationnaire de diffusion par une onde distordue, notée χ , qui tient compte de cet effet. Pour cela, le potentiel d'interaction V est séparé en deux parties, l'une représentant l'interaction dominante et l'autre une perturbation :

$$V = U_1 + W_1 \quad \text{avec} \quad W_1 = V - U_1 \ll U_1 \quad (4.12)$$

U_1 peut par exemple représenter la diffusion élastique et W_1 un autre processus tel qu'une diffusion inélastique ou un transfert. Supposons que l'on connaisse la fonction d'onde χ associée au potentiel U_1 . On peut montrer que l'on a alors comme expression exacte pour l'amplitude de transition [66] :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} | U_1 | \varphi_{\alpha}^{(+)} \rangle + \langle \chi_{\beta}^{(-)} | W_1 | \Psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (4.13)$$

Pour une perturbation suffisamment faible devant U_1 , la fonction d'onde stationnaire exacte $\Psi_{\alpha}^{(+)}$ est très proche de $\chi_{\alpha}^{(+)}$ et peut être remplacée par cette dernière dans le terme de correction :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{DWBA} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} | U_1 | \varphi_{\alpha}^{(+)} \rangle + \langle \chi_{\beta}^{(-)} | W_1 | \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (4.14)$$

Il s'agit de l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA pour Distorted Wave Born Approximation), nommée ainsi car la fonction d'onde stationnaire de diffusion est remplacée au premier ordre par la fonction d'onde distordue χ .

4.1.3 Généralisation aux collisions

Nous allons maintenant développer les résultats précédents en prenant en compte la structure interne des particules et leur spin dans le cadre d'une réaction nucléaire du type $A(a,b)B$. On note α la voie d'entrée $A+a$ et β la voie de sortie $b+B$. L'hamiltonien total décrivant la réaction s'écrit, selon que l'on considère la voie d'entrée ou de sortie :

$$H = H_a + H_A + T_{\alpha} + V_{\alpha} \quad (\text{voie d'entrée}) \quad (4.15)$$

ou

$$H = H_b + H_B + T_{\beta} + V_{\beta} \quad (\text{voie de sortie}) \quad (4.16)$$

avec

- H_a, H_A, H_b et H_B les hamiltoniens internes des noyaux a, A, b et B ;

- T_α et T_β les énergies cinétiques relatives dans le centre de masse ;
- V_α et V_β les potentiels d'interaction dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie ;

On note ψ_a , ψ_A , ψ_b et ψ_B les fonctions d'ondes internes des noyaux a, A, b et B.

L'équation (4.9) se met alors sous la forme [68] :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \iint \psi_b^* \psi_B^* e^{-i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta} V_\beta(\vec{r}_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta \quad (4.17)$$

où le signe « * » désigne le complexe conjugué. Cette expression est appelée forme *post* de l'amplitude de transition car elle fait intervenir le potentiel d'interaction dans la voie de sortie. On peut également exprimer cette dernière en fonction du potentiel d'interaction dans la voie d'entrée et ainsi obtenir la forme équivalente *prior* :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \iint \Psi_\beta^{(-)} V_\alpha(\vec{r}_\alpha) \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta \quad (4.18)$$

Nous nous intéresserons dans la suite à la forme *post* qui est la plus utilisée.

La section efficace différentielle de diffusion pour des projectiles et cibles non polarisés est donnée, après sommation sur les projections de tous les moments angulaires, par [67] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \frac{1}{(2J_a + 1)(2J_A + 1)} \sum_{M_a M_A M_b M_B} |T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2 \quad (4.19)$$

Pour décrire la réaction dans le cadre de la DWBA, le potentiel d'interaction V_β est séparé en deux composantes :

$$V_\beta = U_\beta + W_\beta \quad \text{avec} \quad W_\beta \ll U_\beta \quad (4.20)$$

Le potentiel U_β est choisi tel qu'il ne dépend que des coordonnées relatives entre les deux noyaux dans la voie β et ne peut pas changer les états internes de ces noyaux. Il décrit donc la diffusion élastique dans la voie de sortie. Le potentiel W_β est responsable des transitions non élastiques et décrit une perturbation dans la voie de sortie. Cette condition est souvent satisfaite, la plupart des sections efficaces de réactions étant petites comparées à celle de la diffusion élastique. L'amplitude de transition dans l'approximation de la DWBA (4.14) s'écrit alors :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{DWBA} = \langle \psi_b \psi_B \chi_\beta^{(-)} | U_\beta | \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} \rangle + \langle \psi_b \psi_B \chi_\beta^{(-)} | W_\beta | \psi_a \psi_A \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (4.21)$$

χ_α et χ_β sont les fonctions d'ondes distordues décrivant la diffusion élastique A(a,a)A dans la voie d'entrée et B(b,b)B dans la voie de sortie, respectivement.

Pour toute réaction différente de la diffusion élastique ($\beta \neq \alpha$), le premier terme est nul et l'amplitude de transition s'écrit dans sa forme *post* :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{DWBA} = \iint \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \langle b, B | W_{\beta} | a, A \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \quad (4.22)$$

Le terme $\langle b, B | W_{\beta} | a, A \rangle$ est appelé facteur de forme et correspond à l'intégrale sur les coordonnées internes ξ indépendantes de \vec{r}_{α} et \vec{r}_{β} du potentiel W_{β} responsable des processus non élastiques :

$$\langle b, B | W_{\beta} | a, A \rangle = \int \psi_b^* \psi_B^* W_{\beta} \psi_a \psi_A d\xi \quad (4.23)$$

Il contient toutes les informations sur la structure nucléaire et sur les règles de sélection des moments angulaires que nous verrons par la suite.

4.1.4 Application au cas de la réaction de transfert

Dans le cas d'une réaction de transfert, un ou plusieurs nucléons du projectile a sont transférés à la cible A . Le projectile est de type $a = b + x$ avec x la particule transférée tel que le noyau lourd B soit du type $B = A + x$ (figure 4.2). Dans un transfert alpha, on fait l'approximation que les quatre nucléons transférés le sont comme une seule particule x , ou « cluster alpha ». Ce modèle en cluster a été appliqué avec succès sur les noyaux légers tels que le ⁶Li, le ⁷Li ou le ⁷Be [69, 70].

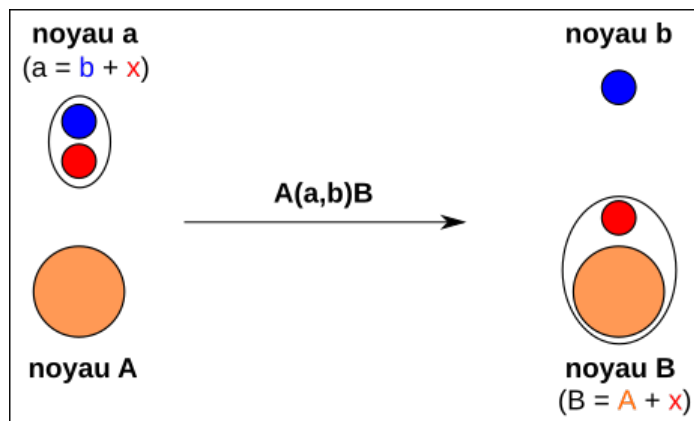


FIGURE 4.2 – Schéma représentant la réaction de transfert $A(a,b)B$ dans un modèle en « cluster » x .

Dans le cas du transfert, le potentiel d'interaction dans la représentation *post* V_β peut donc être séparé en deux parties :

$$V_\beta = V_{bA} + V_{bx} \quad (4.24)$$

Cela donne alors pour la perturbation :

$$W_\beta = V_{bx} + V_{bA} - U_\beta \quad (4.25)$$

Si x est petit devant A , la différence de potentiels $V_{bA} - U_\beta$ est négligeable devant V_{bx} et on obtient finalement :

$$W_\beta = V_{bx} \quad (4.26)$$

Le facteur de forme correspond alors à $\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle$.

4.1.5 Moments angulaires et parité

Comme mentionné précédemment, le facteur de forme contient entre autre les règles de sélection des moments angulaires. Il est développé en une série de termes qui correspondent chacun à un transfert avec un moment angulaire orbital donné [65], défini par :

$$\vec{L}_t = \vec{L}_B - \vec{L}_a \quad (4.27)$$

\vec{L}_a et \vec{L}_B sont les moments angulaires orbitaux des noyaux $a = b + x$ et $B = A + x$, dont les moments angulaires totaux sont donnés par :

$$\vec{J}_a = \vec{J}_b + \vec{J}_x + \vec{L}_a \quad \text{et} \quad \vec{J}_B = \vec{J}_A + \vec{J}_x + \vec{L}_B \quad (4.28)$$

La forme du facteur de forme est liée au moment angulaire orbital transféré. Il est donc possible de déterminer ce dernier en comparant la forme des distributions angulaires expérimentales à celles des distributions calculées avec le formalisme de la DWBA.

Les règles de conservation de la parité donnent quant à elles :

$$\pi_a = \pi_b \pi_x (-1)^{L_a} \quad \text{et} \quad \pi_B = \pi_A \pi_x (-1)^{L_B} \quad (4.29)$$

où π_i est la parité intrinsèque du noyau i .

4.1.6 Facteurs spectroscopiques

Le potentiel d'interaction V_{bx} n'étant fonction que de la coordonnée relative \vec{r}_{bx} , on peut décomposer le facteur de forme en deux termes :

$$\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle = \langle B | A \rangle \langle b | V_{bx} | a \rangle \quad (4.30)$$

Le facteur de forme contient ainsi également l'information sur les fonctions de recouvrements $\langle a|b \rangle$ des noyaux a et b et $\langle B|A \rangle$ des noyaux A et B, qui s'écrivent [68, 71] :

$$\langle a|b \rangle = \sqrt{S_{ba}} \sum_j \langle J_b j M_b m | J_a M_a \rangle \langle T_b t N_b n | T_a N_a \rangle Y_m^{lj}(r_{bx}) R_{lj}(r_{bx}) \quad (4.31)$$

$$\langle B|A \rangle = \sqrt{S_{BA}} \sum_j \langle J_A j M_A m | J_B M_B \rangle \langle T_A t N_A n | T_B N_B \rangle \mathcal{Y}_m^{lj}(r_{Ax}) \mathcal{R}_{lj}(r_{Ax}) \quad (4.32)$$

Dans ces expressions, J_i est le moment angulaire total du noyau i et M_i est sa projection, T_i est l'isospin et N_i est sa troisième composante. j , m , t et n sont les nombres quantiques du cluster transféré x. Y_m^{lj} est une harmonique sphérique et R_{lj} est la fonction d'onde radiale du cluster transféré. Les facteurs S_{ba} et S_{BA} correspondent aux facteurs spectroscopiques et mesurent les recouvrements des états initiaux et finals :

- $S_{ba} = \langle a|b \otimes x \rangle^2$ représente la probabilité que le noyau composite a soit composé d'une particule x autour d'un cœur b ;
- $S_{BA} = \langle B|A \otimes x \rangle^2$ donne la probabilité que le noyau composite B soit décrit comme une particule x autour d'un cœur A.

On retrouve également souvent la définition suivante pour les facteurs spectroscopiques, qui utilise le coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin :

$$\tilde{S}_{ba} = \langle T_b t N_b n | T_a N_a \rangle S_{ba} = C_{ba}^2 S_{ba} \quad (4.33)$$

$$\tilde{S}_{BA} = \langle T_A t N_A n | T_B N_B \rangle S_{BA} = C_{BA}^2 S_{BA} \quad (4.34)$$

Les facteurs spectroscopiques peuvent être déduits de la normalisation de la section efficace différentielle mesurée expérimentalement par rapport à celle calculée par le formalisme de la DWBA :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = C_{ba}^2 S_{ba} C_{BA}^2 S_{BA} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} \quad (4.35)$$

Nous remarquons la nécessité de connaître un des deux facteurs spectroscopiques pour déterminer l'autre. Dans le cas de la réaction de transfert alpha de type (${}^7\text{Li}, t$), le facteur S_{ba} a été pris égal à 1 (voir la discussion section 4.2.5) et on a pour le coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin $\langle T_b t N_b n | T_a N_a \rangle = \langle 1/2 \ 0 \ 1/2 \ 0 | 1/2 \ 1/2 \rangle = 1$.

4.1.7 Calculs en portée finie

Le calcul de l'amplitude de transition (4.22) fait intervenir une intégrale sextuple sur les coordonnées relatives \vec{r}_α et \vec{r}_β . De nombreux travaux utilisent l'approximation de portée nulle qui permet de passer à une intégrale triple, ce qui simplifie grandement

le calcul. Cette dernière consiste à remplacer dans l'intégrale 4.23 la partie spatiale $D(r_{bx}) = V_{bx}R_a(r_{bx})$ du recouvrement $\langle b|V_{bx}|a \rangle$ par l'approximation [68] :

$$D(r_{bx}) \approx D_0\delta(\vec{r}_{bx}) \quad (4.36)$$

où $R_a(r_{bx})$ est la fonction d'onde radiale du noyau incident a, D_0 est une constante et δ est la fonction de Dirac. Cette approximation suppose que le facteur de forme est de très courte portée, à cause de l'interaction ou de la fonction d'onde interne du projectile qui est de courte portée.

Dans le cas d'un transfert alpha à partir d'un noyau incident de ${}^7\text{Li}$, l'approximation en portée nulle n'est pas valide car le calcul exact du terme $D(r_{bx})$ donne une valeur nulle à l'origine et un maximum à un rayon différent de zéro comme le montre la figure 4.3. Cette approximation est de manière générale valable uniquement si le projectile est petit par rapport à la cible et s'il est dans un état interne correspondant à une onde s ($L = 0$). Les calculs effectués par la suite sont donc réalisés en portée finie (FR-DWBA pour « Finite-Range DWBA »).

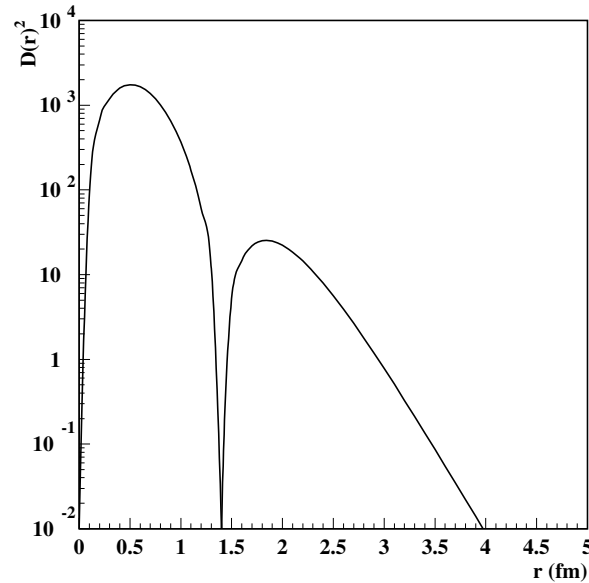


FIGURE 4.3 – Représentation du terme $D(r)^2$ pour le noyau de ${}^7\text{Li}$ dans un modèle de cluster alpha. On constate que ce terme a une valeur non nulle à l'origine, ce qui ne permet donc pas d'utiliser l'approximation en portée nulle.

4.1.8 Potentiels optiques

Les potentiels U_α et U_β introduits dans le cadre de la DWBA doivent décrire correctement les sections efficaces de diffusions élastiques dans les voies d'entrée et de sortie. Cependant, les autres voies de réaction ouvertes (diffusion inélastique, transfert) entraînent une diminution du flux dans la voie de diffusion élastique qui doit être prise en compte. Dans ce but, le modèle optique a été développé [72]. Ce modèle, qui s'inspire des méthodes de l'optique, consiste à considérer le noyau comme un milieu diffusant et absorbant. Le potentiel optique U est composé d'une partie réelle V qui caractérise la réflexion de la particule incidente et d'une partie imaginaire W qui représente l'absorption de cette particule (si $W < 0$) ou sa transmission (si $W > 0$) :

$$U = V + iW \quad (4.37)$$

La forme générale des potentiels optiques utilisés est [68] :

$$U(r) = V_C(r, r_C) - Vf(r, r_V, a_V) - iWf(r, r_W, a_W) + 4iW_D \frac{df(r, r_D, a_D)}{dr} + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{V_{so}}{r} \vec{\sigma} \cdot \vec{L} \frac{df(r, r_{so}, a_{so})}{dr} \quad (4.38)$$

où la fonction $f(r, r_i, a_i)$ est de type Woods-Saxon avec r_i et a_i le rayon et la diffusivité du potentiel :

$$f(r, r_i, a_i) = \left(1 + \exp \left(\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i} \right) \right)^{-1} \quad (4.39)$$

$V_C(r, r_C)$ est le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée de rayon $R_C = r_C A^{1/3}$. V , W , W_D et V_{so} sont les profondeurs des puits de potentiel réel volumique, d'absorption volumique, d'absorption surfacique et de spin-orbite, respectivement.

Les paramètres nécessaires pour décrire les différents potentiels sont habituellement obtenus par ajustement sur des données expérimentales de diffusion élastique. Il est à noter que plusieurs familles de paramètres peuvent reproduire correctement les données. Dans le cas où aucune donnée expérimentale n'est disponible, il est usuel d'utiliser des potentiels optiques valables pour des noyaux de masses voisines pour lesquels on peut supposer une structure nucléaire similaire.

4.1.9 Résumé

La DWBA est un modèle adapté à l'étude des réactions directes pour lesquelles il n'y a pas de réarrangement de nucléons dans le noyau final. Le principe est de considérer que les voies d'entrée et de sortie sont dominées par la diffusion élastique et de traiter les autres réactions comme une perturbation.

Les potentiels décrivant les diffusions élastiques sont des potentiels optiques prenant en compte l'absorption vers les voies de réactions ouvertes autres que la diffusion élastique. Les ondes associées sont appelées ondes distordues. Dans le cas d'une réaction de transfert d'un cluster, le potentiel perturbatif est le potentiel d'interaction entre le cluster et le noyau composite, pris soit dans la voie d'entrée (V_{Ax}) soit dans la voie de sortie (V_{bx}), cette dernière option étant la plus commune. Ces potentiels sont utilisés pour calculer les fonctions d'ondes décrivant le cluster dans les noyaux composites. Plusieurs formes de potentiels et plusieurs familles de paramètres décrivant les potentiels peuvent être utilisées, ce qui constitue la principale source d'incertitude de la méthode DWBA. Il est par conséquent usuel de faire varier ces paramètres afin d'obtenir une estimation de l'erreur sur les résultats.

Le facteur de forme contient l'information sur les règles de sélection des moments angulaires et sur les facteurs spectroscopiques. Le moment angulaire orbital transféré lors d'une transition vers un état particulier peut être déterminé en comparant la forme de la section efficace différentielle calculée avec le modèle DWBA avec celle mesurée expérimentalement. Le facteur spectroscopique se déduit quant à lui de la normalisation de la distribution mesurée par rapport à celle calculée.

4.2 Ingrédients des calculs dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li,t})^{17}\text{O}$

4.2.1 Code de calcul

Les calculs de DWBA ont été réalisés avec le code FRESCO [73]. Il s'agit d'un code effectuant des calculs en canaux couplés dont la méthode DWBA est un cas particulier. Il permet de traiter différents types de réactions directes (diffusion élastique, transfert ou excitation inélastique par exemple) et de faire des calculs en portée finie. Les ingrédients essentiels utilisés sont d'une part physiques (caractéristiques des noyaux intervenant dans la réaction, énergie du faisceau incident, paramètres des potentiels

décrivant les différentes interactions, etc.) et d'autre part numériques (pas d'intégration numérique, rayon maximum pour l'intégration, moment angulaire maximum, etc.).

Dans le cas de la réaction de transfert $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$, les paramètres utilisés pour décrire les interactions sont les suivants :

- paramètres des potentiels optiques décrivant la diffusion élastique $^{13}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{13}\text{C}$ dans la voie d'entrée et la diffusion élastique $^{17}\text{O}(t,t)^{17}\text{O}$ dans la voie de sortie ;
- paramètres des potentiels décrivant l'interaction du cluster alpha avec le triton dans le projectile ^7Li de la voie d'entrée et avec le noyau cible ^{13}C dans le noyau ^{17}O de la voie de sortie ;
- paramètres décrivant les facteurs de forme des noyaux composites ^7Li et ^{17}O ;

Ces différents ingrédients vont être maintenant présentés plus en détail.

4.2.2 Potentiel optique de la voie d'entrée

Pour la voie d'entrée, nous avons utilisé les paramètres des potentiels optiques provenant de l'étude de Schumacher *et al.* [74]. Ils ont été obtenus à partir du meilleur ajustement des sections efficaces différentielles de diffusion élastique $^{13}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{13}\text{C}$ mesurées à 34 MeV. Plusieurs familles de paramètres sont disponibles. Celles qui ont été testées sont données dans le tableau 4.1. Le modèle utilisé ne comporte que le potentiel coulombien et les potentiels volumiques réels et imaginaires de la forme générale (4.38).

TABLEAU 4.1 – Paramètres des potentiels optiques pour la voie d'entrée $^{13}\text{C}(^7\text{Li},^7\text{Li})^{13}\text{C}$ issus de [74]. Les notations utilisées pour désigner les paramètres correspondent à celles de l'équation (4.38).

Potentiel	r_C (fm)	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)
e1	1.4	166.4	1.208	0.763	9.1	2.17	0.95
e2	1.4	248.2	1.210	0.755	12.7	2.0	0.944

4.2.3 Potentiel optique de la voie de sortie

Dans le cas de la voie de sortie, aucune donnée expérimentale de diffusion élastique triton sur ^{17}O n'existe. Nous avons donc suivi la même procédure que Pellegriti

et al. [53] et utilisé les paramètres issus des travaux de Garrett *et al.* [75], provenant du meilleur ajustement des sections efficaces différentielles de diffusion élastique triton sur ^{24}Mg mesurées à 15 MeV. Les différentes familles de paramètres testées sont résumées dans le tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Paramètres des potentiels optiques pour la voie de sortie $^{17}\text{O}(\text{t},\text{t})^{17}\text{O}$ issus de [75].

Potentiel	r_C (fm)	V (MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)
s1	1.15	165.4	1.16	0.75	16.4	1.50	0.82
s2	1.15	165.0	1.14	0.72	20.2	1.60	0.81
s3	1.30	162.9	1.16	0.690	17.9	1.50	0.82

4.2.4 Potentiel décrivant l'interaction α -t dans le ^7Li

Dans le modèle en cluster alpha utilisé pour décrire le projectile, le ^7Li est traité comme un noyau composé d'un cluster alpha faiblement lié à un cluster triton [69, 70]. Le potentiel choisi pour décrire l'interaction α -t est de type Woods-Saxon. Les paramètres utilisés sont ceux issus des travaux de Kubo *et al.* [69] qui supposent que le potentiel nucléaire entre les deux clusters dans le ^7Li est le même que celui dans le ^7Be . La profondeur du puits est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison du cluster alpha dans le ^7Li ($E_t = 2.467$ MeV).

4.2.5 Facteur de forme du ^7Li

Le calcul de l'amplitude de transition (4.22) nécessite la connaissance du potentiel d'interaction mais également celle de la fonction d'onde décrivant le cluster alpha dans le noyau composite. Cette dernière est obtenue pour des valeurs particulières du nombre de nœuds N de la fonction d'onde (n'incluant pas le nœud à l'origine) et du moment angulaire orbital transféré L .

Le moment angulaire orbital est déduit des lois de conservation du moment angulaire total et de la parité (section 4.1.5). Dans le cas du modèle en cluster du ^7Li , les clusters alpha et triton sont tous les deux dans leur état fondamental. On a donc :

$$\vec{J}_{^7\text{Li}} = \vec{J}_t + \vec{J}_\alpha + \vec{L} \quad \text{soit} \quad \frac{\vec{3}}{2} = \frac{\vec{1}}{2} + \vec{0} + \vec{L} \quad (4.40)$$

$$\pi_{7\text{Li}} = \pi_t \pi_\alpha (-1)^L \quad \text{soit} \quad -1 = 1 \times 1 \times (-1)^L \quad (4.41)$$

Le moment angulaire de l'alpha dans le ^7Li est donc $L = 1$.

Le nombre de nœuds est déterminé en utilisant la relation de Talmi-Moshinsky [76] :

$$(2N + L) + (2n + l) = \sum_i (2n_i + l_i) \quad (4.42)$$

avec n, l les nombres quantiques intrinsèques du cluster et n_i, l_i les nombres quantiques des nucléons i du cluster dans la configuration finale. Dans le cas d'un transfert alpha, on a $n = l = 0$, la particule alpha étant dans l'état $0s$, et on doit s'intéresser à la disposition des 4 nucléons sur le cœur du noyau composite. La relation (4.42) devient donc :

$$(2N + L) = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i) \quad (4.43)$$

Dans le cadre du modèle en couches, les 7 nucléons du ^7Li dans son état fondamental sont placés sur les différentes couches comme illustré sur la figure 4.4. Les nucléons appartenant au cœur triton (1 proton et 2 neutrons) sont mis en valeur en rouge tandis que ceux relatifs à l'alpha sont en noir. Pour calculer le nombre de nœuds de la fonction d'onde du cluster alpha dans le ^7Li , nous sélectionnons 2 neutrons dans la couche $1p_{3/2}$ et 2 protons dans les couches $1p_{3/2}$ et $1s_{1/2}$. La relation de Talmi-Moshinsky permet alors de déduire $N = 1$. Notons que dans le code FRESCO, on rentre la valeur $N + 1$ pour inclure le nœud à l'origine de la fonction d'onde.



FIGURE 4.4 – Modèle en couches représentant la configuration du ^7Li dans son état fondamental et les nombres quantiques n, l, j associés aux protons et aux neutrons. Les nucléons appartenant au cœur triton sont en rouge.

Comme mentionné dans la section 4.1.6, il est nécessaire de connaître la valeur du facteur spectroscopique $S_\alpha^{7\text{Li}}$ décrivant le recouvrement α -t dans le ^7Li si l'on veut déterminer le facteur spectroscopique alpha $S_\alpha^{17\text{O}}$ dans ^{17}O (respectivement S_{ba} et S_{BA} dans l'équation (4.35)). Plusieurs valeurs sont reportées dans la littérature suivant le modèle utilisé. Des calculs de modèles en couches prédisent une valeur de 1.2 [77]. Dans

une étude détaillée réalisée par Cobern *et al.* [78], basée sur des mesures de capture alpha sur triton, une valeur de 0.95 a été déduite. Becchetti *et al.* [79] ont quant à eux utilisé une valeur de 1 dans leur analyse DWBA de la réaction $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{t})^{16}\text{O}$ à $E(^7\text{Li}) = 34$ MeV. Enfin, Kubo *et al.* [70] ont fait le choix d'une valeur de 0.7. Considérant ces différentes évaluations, Pellegriti *et al.* [53] ont décidé d'utiliser la valeur $S_\alpha^{^7\text{Li}} = 1$. Avec cette valeur, ils ont trouvé pour le facteur spectroscopique alpha de l'état de référence à 3.055 MeV de l' ^{17}O une valeur compatible avec celle obtenue avec des calculs de modèles en couches [80, 81]. Nous avons donc choisi de suivre la prescription de Pellegriti *et al.*

4.2.6 Potentiel décrivant l'interaction α - ^{13}C dans l' ^{17}O

Comme le projectile ^7Li est bien décrit par le modèle en cluster alpha [69, 70], on peut supposer que les particules transférées à la surface de la cible de ^{13}C interagissent avec cette dernière comme un seul cluster en conservant cette forte corrélation. La structure du noyau composite ^{17}O peut donc être décrite comme un cœur de ^{13}C plus un cluster alpha.

Le potentiel choisi pour décrire l'interaction α - ^{13}C est de type Woods-Saxon, avec comme paramètres du puits de potentiel $r = 4$ fm pour le rayon d'interaction et $a = 0.76$ fm pour la diffusivité. La profondeur du puits est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison E_l du cluster alpha correspondant à l'état peuplé de l' ^{17}O étudié lorsqu'il s'agit d'un état lié. Cette dernière est calculée à partir du bilan d'énergie Q de la réaction $^{13}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O}_{gs}$ et de l'énergie d'excitation E_{ex} de l'état de l' ^{17}O peuplé :

$$E_l = Q - E_{ex} \quad \text{avec} \quad Q = 6.3579 \text{ MeV} \quad (4.44)$$

Pour les états non liés, nous avons suivi la méthode utilisée par Becchetti *et al.* [79]. Les états associés à de grands moments angulaires transférés ($L \geq 2$) sont traités comme des niveaux liés avec une énergie de liaison de 100 keV, ce qui est raisonnable car, compte tenu de la grande barrière centrifuge, le cluster alpha est quasiment lié. Pour les états associés à des moments angulaires transférés $L < 2$, nous avons effectué des calculs à diverses énergies de liaisons positives (entre 30 keV et $|E_l|$) puis extrapolé les valeurs obtenues des facteurs spectroscopiques à l'énergie de liaison négative de l'état non lié (section 4.3.2).

4.2.7 Facteur de forme de ^{17}O

Le nombre de nœuds N de la fonction d'onde décrivant le cluster alpha dans ^{17}O et le moment angulaire orbital transféré L sont calculés de la même manière que dans la section 4.2.5.

Nous calculons le moment angulaire orbital en utilisant les règles de conservation :

$$\vec{J}_{17\text{O}} = \vec{J}_{13\text{C}} + \vec{J}_\alpha + \vec{L} \quad \text{soit} \quad \vec{J}_{17\text{O}} = \frac{\vec{1}}{2} + \vec{0} + \vec{L} \quad (4.45)$$

$$\pi_{17\text{O}} = \pi_{13\text{C}}\pi_\alpha(-1)^L \quad \text{soit} \quad \pi_{17\text{O}} = (-1) \times 1 \times (-1)^L \quad (4.46)$$

Le nombre de nœuds est déterminé avec la loi de Talmi-Moschinsky. Différentes configurations sont possibles concernant la disposition des 4 nucléons de l'alpha transféré sur le cœur de ^{13}C pour former ^{17}O . La figure 4.5 montre un exemple dans le cas de l'état à 7.382 MeV ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$, $L = 2$). Les nucléons appartenant au cœur de ^{13}C sont en rouge, ceux relatifs à l'alpha sont en noir. Dans cette configuration, la couche p est remplie et un neutron occupe la couche $1f_{5/2}$. Dans ce cas on obtient $N = 2$. On peut également envisager la possibilité où un neutron occupe la couche $2f_{5/2}$, ce qui donne $N = 3$. Pour chaque état étudié, différentes valeurs possibles de N ont été testées. Dans le tableau 4.3 sont présentés les nombres quantiques et l'énergie de liaison correspondant à chaque état étudié de ^{17}O .

4.3 Analyse des distributions angulaires

4.3.1 Influence des paramètres de calculs

Le facteur spectroscopique de la réaction peut être déduit de la normalisation de la section efficace différentielle calculée par le formalisme de la DWBA par rapport à celle mesurée expérimentalement (section 4.1.6). Le facteur spectroscopique alpha dans le ^7Li ($S_\alpha^{7\text{Li}}$) ayant été choisi égal à 1 (section 4.2.5) et le coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin associé valant 1, l'équation (4.35) devient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = C^2 S_\alpha^{17\text{O}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \quad (4.47)$$

avec $C^2 S_\alpha^{17\text{O}}$ le facteur spectroscopique alpha dans ^{17}O . Afin d'avoir une estimation de l'erreur associée au facteur spectroscopique, nous avons étudié l'influence de différents paramètres de calculs de la DWBA sur ce dernier.

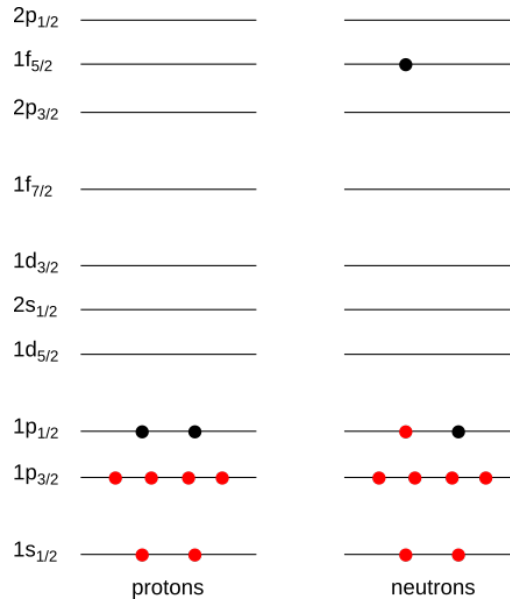


FIGURE 4.5 – Modèle en couches représentant une configuration possible de l'état de l' ^{17}O à 7.382 MeV ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$) et les nombres quantiques n, l, j associés aux protons et aux neutrons. Les nucléons appartenant au cœur de ^{13}C sont mis en valeur en rouge.

TABLEAU 4.3 – Nombres de nœuds N testés, moments angulaires orbitaux transférés L et énergies de liaison alpha E_l associés aux états de l' ^{17}O étudiés. Les énergies d'excitation E_{ex} et les spin-parités J^π donnés sont issus de la plus récente compilation de NNDC [28].

E_{ex} (MeV)	J^π	N	L	E_l (MeV)
5.697	$7/2^-$	1, 2	4	0.661
5.733	$(5/2^-)$	2, 3	2	0.625
5.869	$3/2^+$	2, 3	1	0.489
5.939	$1/2^-$	3, 4	0	0.419
6.862	$(5/2^+)$	1, 2	3	-0.504
6.972	$(7/2^-)$	1, 2	4	-0.614
7.166	$5/2^-$	2, 3	2	-0.808
7.202	$3/2^+$	2, 3	1	-0.844
7.379	$5/2^+$	1, 2	3	-1.021
7.382	$5/2^-$	2, 3	2	-1.024
7.576	$(7/2^+)$	2, 3	3	-1.218
7.688	$7/2^-$	1, 2	4	-1.330
7.757	$11/2^-$	1, 2	6	-1.399

Nous avons d'abord testé l'influence de la valeur du nombre de nœuds N de la fonction d'onde alpha dans $l^{17}\text{O}$ (section 4.2.7). Nous avons ensuite étudié l'influence des paramètres des potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie (section 4.2.2 et section 4.2.3). Pour cela, nous avons utilisé la valeur de N qui permet d'obtenir la distribution angulaire théorique qui décrit le mieux la forme de la distribution angulaire expérimentale et nous avons testé les différentes combinaisons possibles. La figure 4.6(a) montre, pour l'état de $l^{17}\text{O}$ à 7.382 MeV, la comparaison entre la section efficace différentielle expérimentale et les sections efficaces différentielles calculées avec le formalisme de la DWBA et normalisées aux données. On observe que le paramètre le plus sensible est le nombre de nœuds. Dans le cas présenté, la valeur $N = 3$ reproduit mal les données pour des angles supérieurs à $\theta_{c.m.} = 20^\circ$ ($\chi^2/\text{ndf} = 3.4$), contrairement à $N = 2$ ($\chi^2/\text{ndf} = 0.5 - 1.1$). C'est donc cette dernière valeur qui a été sélectionnée pour étudier ensuite l'influence des paramètres des potentiels optiques. On constate alors que quelque soit la combinaison choisie, la forme de la distribution angulaire calculée est similaire et reproduit correctement la forme de la distribution angulaire expérimentale. On observe cependant une dispersion de $\pm 20\%$ entre les facteurs de normalisation obtenus, comme l'illustre la figure 4.6(b). Cette dispersion est la même que celle trouvée par Pellegriti *et al.* [53] aux deux énergies étudiées (28 et 34 MeV). Le meilleur compromis pour décrire en même temps les distributions angulaires expérimentales de tous les états étudiés de $l^{17}\text{O}$ a été sélectionné par comparaison des χ^2 réduits : il s'agit de la combinaison qui utilise le potentiel optique $e1$ pour la voie d'entrée et $s1$ pour la voie de sortie.

Pellegriti *et al.* ont étudié l'influence des paramètres du puits de potentiel décrivant l'interaction α - ^{13}C dans $l^{17}\text{O}$. Ils ont trouvé une dispersion autour de $\pm 30\%$ en faisant varier ces paramètres, qui varie selon l'état étudié. Quelque soit les combinaisons sélectionnées, ils ont aussi observé une augmentation du facteur spectroscopique d'environ 28 % avec les données à 34 MeV en comparaison de celles à 28 MeV. La somme quadratique de ces différentes incertitudes donne une erreur de l'ordre de 50 % sur le facteur spectroscopique.

4.3.2 Extraction des facteurs spectroscopiques

Les distributions angulaires FR-DWBA obtenues pour les différents états de $l^{17}\text{O}$ et normalisées aux distributions expérimentales sont représentées sur la figure 4.7. Le cas de l'état à 7.757 MeV n'est pas représenté. En effet, la distribution angulaire calculée présente des oscillations sur toute la gamme en angle et nous n'avons pas trouvé les bons paramètres numériques pour obtenir une convergence. Comme la forme de la

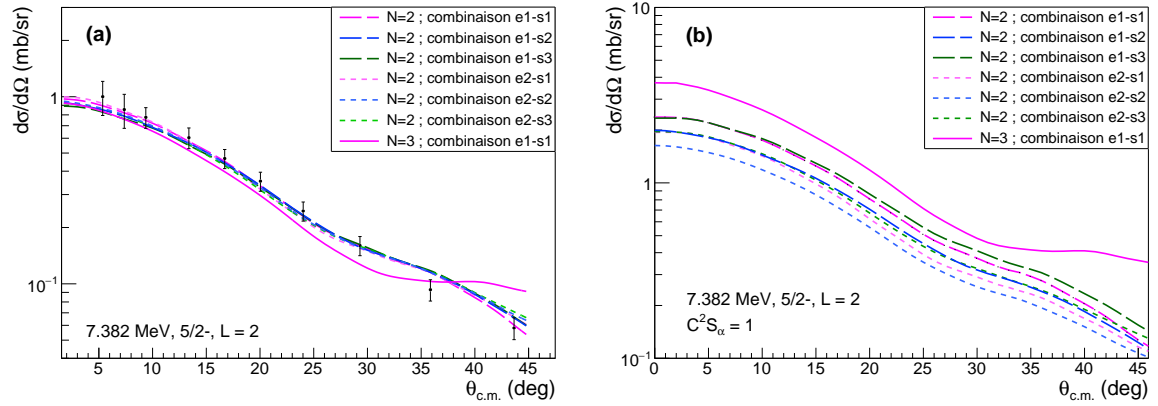


FIGURE 4.6 – Étude de l'influence du nombre de nœuds N de la fonction d'onde alpha dans l' ^{17}O et des paramètres des potentiels optiques des voies d'entrée (e) et de sortie (s) (voir section 4.2 pour plus de détails). (a) Comparaison de la section efficace expérimentale de l'état de l' ^{17}O à 7.382 MeV, peuplé par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ à 34 MeV, avec les calculs FR-DWBA normalisés aux données. (b) Dispersion des sections efficaces FR-DWBA calculées lorsque le facteur spectroscopique alpha dans l' ^{17}O vaut 1.

section efficace différentielle expérimentale de cet état suggère que le mécanisme n'est pas direct (section 3.4.2) et donc que le formalisme de la DWBA n'est pas adapté, nous avons choisi de ne pas traiter ce cas.

Un très bon accord est observé entre les calculs FR-DWBA et les données dans la plupart des cas, ce qui confirme le mécanisme direct à une étape. L'exception concerne les états à 5.733 et 5.869 MeV, mais cela était attendu car leur section efficace expérimentale varie moins fortement en fonction de l'angle que celle des autres états (d'un facteur environ 7 et 3, respectivement, comparé à une variation d'un ordre de grandeur ou plus dans les autres cas), ce qui suggère qu'ils sont peuplés préférentiellement par la décroissance du noyau composé ^{20}F ou par un mécanisme de réaction direct à plusieurs étapes.

Les facteurs spectroscopiques $C^2S_\alpha^{17\text{O}}$ obtenus par la méthode de minimisation du χ^2 sont indiqués sur la figure 4.7 dans les cas où le mécanisme direct à une étape est confirmé. Pour l'état non lié à 7.202 MeV associé à un faible moment angulaire orbital transféré $L = 1$, nous avons suivi la méthode utilisée par Becchetti *et al.* [79] : nous avons déterminé le facteur spectroscopique pour différentes énergies de liaison alpha E_l positives puis nous avons effectué une extrapolation à la valeur réelle négative $E_l = -0.844$ MeV (figure 4.8). Notons que le facteur spectroscopique obtenu pour l'état

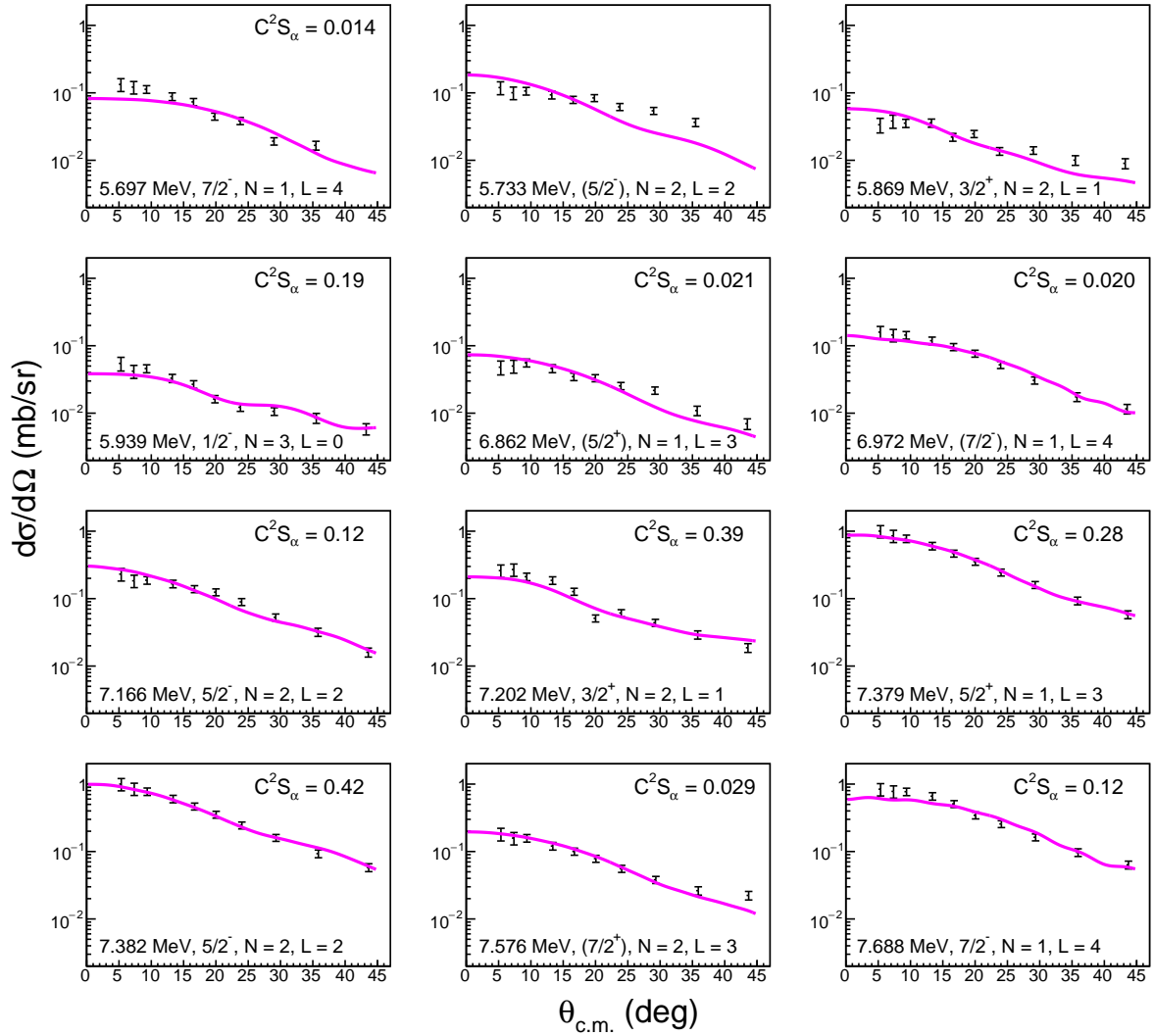


FIGURE 4.7 – Comparaisons des sections efficaces différentielles expérimentales des différents états étudiés de ^{17}O , peuplés par la réaction $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ à 34 MeV, avec les calculs FR-DWBA normalisés aux données (courbes magenta). Les facteurs spectroscopiques $C^2S_\alpha^{17}\text{O}$ obtenus sont indiqués dans les cas où le mécanisme de réaction direct à une étape est confirmé.

à 5.869 MeV est de 0.069 lorsque cet état est considéré comme peuplé par mécanisme de réaction direct à une étape.

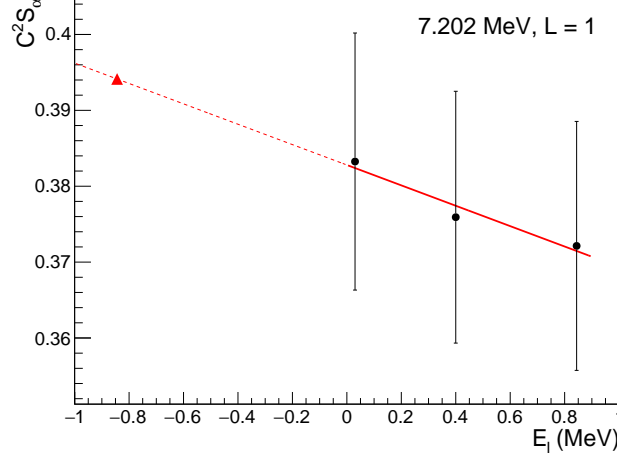


FIGURE 4.8 – Détermination du facteur spectroscopique alpha $C^2 S_\alpha^{17O}$ pour l'état non lié à 7.202 MeV associé à un faible moment angulaire transféré $L = 1$. Les calculs FR-DWBA sont effectués à plusieurs énergies de liaisons E_l et le facteur spectroscopique est extrapolé à la valeur réelle $E_l = -0.844$ MeV (triangle rouge). Les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes venant de la normalisation de la distribution angulaire calculée par rapport à celle mesurée pour chaque énergie de liaison utilisée pour les calculs.

4.3.3 Détermination des largeurs alpha des états de ^{17}O

La connaissance des facteurs spectroscopiques alpha dans ^{17}O permet de calculer les largeurs partielles alpha Γ_α des états non liés de ^{17}O (section 2.3.3). Les équations 2.9 et 2.12 s'écrivent dans ce cas :

$$\Gamma_\alpha = 2\gamma_\alpha^2 P_L(E, r) \quad (4.48)$$

$$\gamma_\alpha^2 = \frac{\hbar^2 r}{2\mu} C^2 S_\alpha^{17O} |R^{DWBA}(r)|^2 \quad (4.49)$$

avec γ_α^2 la largeur réduite alpha, $P_L(E, r)$ la pénétrabilité des barrières coulombienne et centrifuge pour un moment angulaire orbital transféré L et une énergie E donnés, r le rayon d'interaction de la voie α - ^{13}C , μ la masse réduite du système et $R^{DWBA}(r)$ la fonction d'onde radiale calculée avec le modèle DWBA.

La largeur partielle et la largeur réduite sont calculées pour un rayon d'interaction r donné. Ce dernier doit être choisi de telle sorte que le résultat ne dépende pas du modèle

nucléaire sélectionné. Cette condition est remplie lorsque la fonction d'onde radiale atteint un comportement asymptotique coulombien. Le rayon d'interaction est alors déterminé en comparant la largeur réduite alpha avec la largeur réduite de Whittaker correspondante. Cette dernière est donnée par [82] :

$$\gamma_{\alpha,W}^2 = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{W^2(2kr)}{r} |\tilde{C}|^2 \quad (4.50)$$

avec $W(2kr)$ la fonction de Whittaker qui décrit le comportement asymptotique de la fonction d'onde et \tilde{C}^2 la constante de normalisation asymptotique (ANC), calculée avec la relation :

$$\tilde{C}^2 = C^2 S_{\alpha}^{^{17}\text{O}} \frac{r^2 |R^{DWBA}(r)|^2}{W^2(2kr)} \quad (4.51)$$

La figure 4.9 montre la variation avec le rayon d'interaction de la largeur réduite de l'état de ^{17}O à 7.166 MeV (courbe noire) et la comparaison avec la largeur réduite de Whittaker renormalisée à 6.5 fm (courbe verte) et à 7.5 fm (courbe rouge). On observe que les fonctions $\gamma_{\alpha}^2(r)$ et $\gamma_{\alpha,W}^2(r)$ ont le même comportement lorsque le rayon est supérieur à 6.5 fm. Afin de s'assurer que la largeur partielle ne dépend pas du rayon choisi, cette dernière est calculée pour des rayons d'interaction autour de 6.5 fm et une valeur constante est bien obtenue, comme l'illustre la figure 4.10. Cette procédure est effectuée pour tous les états de ^{17}O étudiés et on observe à chaque fois un comportement asymptotique coulombien de la fonction d'onde radiale à partir de $r = 6.5$ fm et une largeur partielle constante autour de ce rayon, qui est donc choisi pour l'évaluation des largeurs partielles et des largeurs réduites pour tous les états.

Les largeurs partielles alpha Γ_{α} des états non liés, calculées avec l'équation (4.48) à un rayon d'interaction $r = 6.5$ fm, sont données dans le tableau 4.4. L'erreur relative associée est la même que pour le facteur spectroscopique, à savoir de 50 % (section 4.3.1). Les largeurs alpha reportées dans la dernière compilation de NNDC [28] sont également présentées. Elles proviennent d'une analyse en matrice R des données de la réaction $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$ et $^{16}\text{O}(n,n)^{16}\text{O}$ [62]. La comparaison avec nos résultats montre un très bon accord, à typiquement un facteur deux près. La seule différence notable est pour l'état de ^{17}O à 7.382 MeV qui fait parti du doublet non résolu dans notre expérience. Si on suppose que c'est l'état à 7.379 MeV qui est peuplé préférentiellement, on trouve une largeur alpha en très bon accord avec la valeur donnée dans NNDC. Si on suppose au contraire que c'est l'état à 7.382 MeV qui est peuplé préférentiellement, notre détermination de la largeur alpha est environ 50 fois plus élevée que la valeur reportée dans la littérature. Cela indique que c'est probablement l'état à 7.379 MeV qui est peuplé dans cette expérience. La comparaison avec les largeurs alpha issues de deux autres travaux [83, 84], postérieurs à la compilation de NNDC, est aussi donnée dans

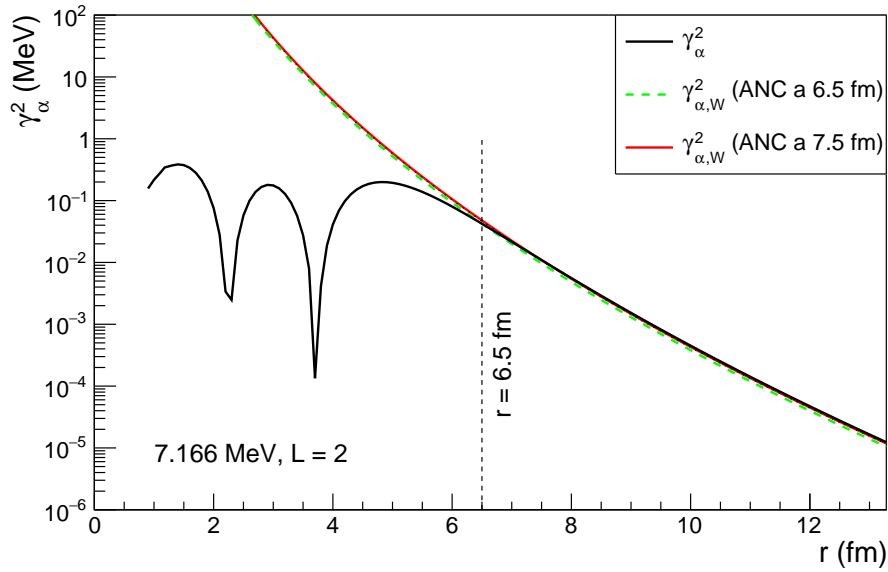


FIGURE 4.9 – Variation de la largeur réduite γ_α^2 en fonction du rayon d'interaction r pour l'état de ^{17}O à 7.166 MeV (courbe noire). Le comportement asymptotique est donné par la largeur réduite de Whittaker $\gamma_{\alpha,W}^2$, renormalisée ici à 6.5 fm (courbe verte) et à 7.5 fm (courbe rouge). Le rayon d'interaction pour lequel la fonction d'onde radiale atteint un comportement asymptotique coulombien est $r = 6.5$ fm, lorsque les fonctions γ_α^2 et $\gamma_{\alpha,W}^2$ ont le même comportement.

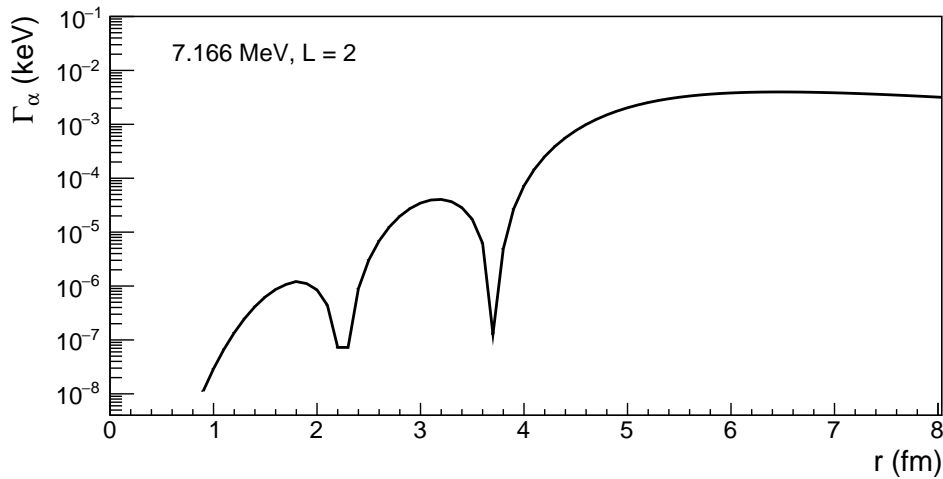


FIGURE 4.10 – Évolution de la largeur partielle alpha Γ_α en fonction du rayon d'interaction r pour l'état de ^{17}O à 7.166 MeV. On observe une valeur constante autour du rayon d'interaction $r = 6.5$ fm, choisi pour l'évaluation de la largeur partielle.

le tableau 4.4. Les deux études sont des analyses en matrice R prenant en compte les différentes voies de réaction menant au noyau composé ^{17}O : $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}(n, n)^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}(n, n'\gamma)^{16}\text{O}$ et $^{16}\text{O}(n, \text{tot})$. Un très bon accord est trouvé pour les états d'énergies d'excitation supérieures à 7 MeV, à l'exception de l'état à 7.382 MeV pour les mêmes raisons que précédemment. Les largeurs alpha obtenues dans ce travail pour les états à 6.862 et 6.972 MeV sont plus basses que celles données dans Heil *et al.* [84] de plus d'un ordre de grandeur. Le seul jeu de données utilisé par Heil *et al.* qui couvre cette gamme en énergie vient de la réaction $^{16}\text{O}(n, \text{tot})$ mais aucune résonance n'est observée et l'origine des largeurs alpha publiées pour ces deux états n'est pas précisée.

TABLEAU 4.4 – Facteurs spectroscopiques et largeurs partielles alpha des états de ^{17}O étudiés dans ce travail. Une comparaison avec les largeurs partielles déterminées lors de précédents travaux est également fournie.

NNDC [28]			Ce travail			Sayer <i>et al.</i> [83]		Heil <i>et al.</i> [84]	
E_{ex} (keV)	J^π	Γ_α (keV)	N, L	C^2S_α ^a	Γ_α ^b (keV)	E_{ex} (keV)	Γ_α (keV)	E_{ex} (keV)	Γ_α (keV)
5697.3 (4)	$7/2^-$		1, 4	0.014		5696.7		5696.7	2.4×10^{-11}
5732.8 (5)	$(5/2^-)$		2, 2			5732.3		5733.5	4.1×10^{-9}
5869.1 (6)	$3/2^+$		2, 1			5868.7		5868.4	-4.1×10^{-4}
5939 (4)	$1/2^-$		3, 0	0.19		5932.0		5923.2	5.5×10^{-9}
6356 (8)	$1/2^+$		3, 1	0.29 ^c	13.5 ± 6.6 ^c	6380.2		6379.5	1.7×10^{-54}
6862 (2)	$(5/2^+)$		1, 3	0.021	0.092×10^{-6}	6860.7		6829.8	1.1×10^{-6}
6972 (2)	$(7/2^-)$		1, 4	0.020	0.084×10^{-6}	6971.9		6936.2	3.3×10^{-6}
7165.7 (8)	$5/2^-$	3.3×10^{-3}	2, 2	0.12	3.8×10^{-3}	7164.6	$9(3) \times 10^{-3}$	7164.6	4.3×10^{-3}
7202 (10)	$3/2^+$	7×10^{-2}	2, 1	0.39	6.3×10^{-2}	7239.1	$17(3) \times 10^{-2}$	7247.7	14×10^{-2}
7379.2 (10)	$5/2^+$	1×10^{-2}	1, 3	0.28 ^d	0.76×10^{-2}	7378.2	$2.0(7) \times 10^{-2}$	7377.9	1.1×10^{-2}
7382.2 (10)	$5/2^-$	3×10^{-3}	2, 2	0.42 ^d	157×10^{-3}	7380.8	$7(5) \times 10^{-3}$	7380.7	2.9×10^{-3}
7559 (20)	$3/2^-$	8×10^{-2}				7446.9	$\approx 3 \times 10^{-2}$	7475.2	2.7×10^{-2}
7576 (2)	$(7/2^+)$		2, 3	0.029	8.7×10^{-3}				
7688.2 (9)	$7/2^-$	1×10^{-2}	1, 4	0.12	0.40×10^{-2}	7686.9	$2.6(8) \times 10^{-2}$	7686.0	1.1×10^{-2}

^a Erreur relative associée de 50 % (voir section 4.3.1).

^b Même erreur relative de 50 % que pour le facteur spectroscopique.

^c Valeurs issues de [53]. La largeur réduite γ_α^2 est donnée à la place de Γ_α et a été calculée pour un rayon d'interaction $r = 7.5$ fm.

^d Le doublet n'est pas résolu expérimentalement, le facteur spectroscopique est obtenu en supposant que l'un ou l'autre des états est peuplé préférentiellement.

Le modèle de la DWBA permet de décrire théoriquement les distributions angulaires des réactions directes et en particulier celle de la réaction de transfert $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ qui nous intéresse. Dans ce modèle, où les voies d'entrée et de sortie sont décrites par les diffusions élastiques et le transfert est traité comme une perturbation, les paramètres des potentiels utilisés pour décrire les différentes interactions sont la principale source d'incertitude. Pour estimer l'erreur sur les résultats, différents paramètres sont testés et ceux permettant d'obtenir des distributions angulaires décrivant le mieux les distributions expérimentales de tous les états à la fois sont sélectionnés. Les facteurs spectroscopiques alpha des états de ^{17}O sont finalement obtenus directement en normalisant la distribution angulaire mesurée par rapport à celle calculée. La combinaison des erreurs dues aux paramètres des potentiels donne une incertitude de l'ordre de 50 % sur le facteur spectroscopique. Un très bon accord est observé entre les calculs et les données, sauf pour les états à 5.733, 5.869 et 7.757 MeV, ce qui suggère qu'ils ne sont pas peuplés par un mécanisme direct à une étape. Les largeurs alpha des états non liés de ^{17}O calculées dans ce travail sont en très bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature. Dans le chapitre suivant, nous utilisons ces résultats pour déterminer les largeurs partielles alpha des états analogues du ^{17}F .

5

Taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ et implications astrophysiques

Table des matières

5.1	Détermination des largeurs partielles des états du ^{17}F	103
5.1.1	Identification des états analogues ^{17}F - ^{17}O	103
5.1.2	Méthode pour les états avec analogue connu dans ^{17}O	105
5.1.3	Méthode pour les états sans analogue connu dans ^{17}O	106
5.1.4	Résultats	106
5.2	Analyse en matrice \mathbf{R} et contributions des résonances	107
5.2.1	Principe	107
5.2.2	Code de calculs	109
5.2.3	Résultats	110
5.2.4	Impact des états sans information spectroscopique	111
5.2.5	Effet des interférences	112
5.3	Calcul du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ par méthode Monte Carlo	114
5.3.1	Principe	114
5.3.2	Validité de l'approximation log-normale	118
5.3.3	Taux de réaction	120
5.3.4	Sources d'incertitudes	122
5.3.5	Extrapolation pour les hautes températures	123
5.4	Implications astrophysiques	126
5.4.1	Paramètres d'entrée des calculs de post-processing	128
5.4.2	Influence du nouveau taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$	129

Le calcul du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ nécessite de connaître les caractéristiques nucléaires des états du noyau composé ^{17}F (section 2.3.1) : énergie de résonance, spin-parité, largeurs partielles alpha et proton et largeur totale. Bien que la plupart de ces caractéristiques soient déjà présentes dans la littérature, il manque les informations sur les largeurs partielles dans un grand nombre de cas. Dans ce travail, nous avons choisi d'évaluer les largeurs alpha dans le ^{17}F en nous basant sur les propriétés des états analogues dans son noyau miroir ^{17}O lorsqu'ils sont connus, propriétés qui ont été déterminées dans le chapitre précédent (section 4.3.3).

Nous commençons par détailler les méthodes adoptées pour évaluer les largeurs partielles manquantes dans le ^{17}F (section 5.1). Ces informations sont utilisées pour étudier les contributions de chacune des résonances d'intérêt à la section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ avec la théorie de la matrice R (section 5.2). Des taux de réaction recommandés, bas et hauts sont ensuite calculés en suivant la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* [44] (section 5.3). Enfin, ces nouveaux taux sont implémentés dans un code de post-processing afin d'étudier leur impact sur les abondances isotopiques dans l'éjecta la couche d'hélium d'un modèle de supernova (section 5.4).

5.1 Détermination des largeurs partielles des états du ^{17}F

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la température dans la couche d'hélium atteint un pic entre 0.4 et 1 GK quand l'onde de choc de la supernova traverse la région où le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ a un impact. La gamme en énergie du pic de Gamow correspond à des énergies d'excitation des états du ^{17}F entre 6.22 et 7.20 MeV. Quatre résonances sont connues dans cette région en énergie (figure 2.7) mais les états larges se trouvant en dehors du pic de Gamow peuvent également contribuer au taux de réaction par leur queue de résonance. Nous considérons donc dans la suite les états du ^{17}F ayant des énergies d'excitation entre 5.820 et 8.224 MeV.

5.1.1 Identification des états analogues ^{17}F - ^{17}O

Comme déjà mentionné dans la section 2.3.3, le ^{17}F et ^{17}O , du fait de leur structure nucléaire très similaire, possèdent des états dits analogues qui ont des propriétés spectroscopiques très proches. En particulier, il est usuel de supposer l'égalité des facteurs spectroscopiques et des fonctions d'onde des niveaux analogues, et ainsi une égalité des

largeurs réduites (équation (2.13)). Cela donne dans notre cas :

$$\gamma_{\alpha}^2(^{17}\text{F}) = \gamma_{\alpha}^2(^{17}\text{O}) \quad \text{et} \quad \gamma_p^2(^{17}\text{F}) = \gamma_n^2(^{17}\text{O}) \quad (5.1)$$

Les largeurs partielles alpha et proton dans le ^{17}F peuvent alors être calculées à partir des largeurs alpha et neutron dans ^{17}O en corrigeant des différentes pénétrabilités coulombienne et centrifuge, dans le cas où l'état dans ^{17}O est situé au-dessus du seuil $^{13}\text{C}+\alpha$ ¹ :

$$\Gamma_{\alpha}(^{17}\text{F}) = \frac{P_L(^{13}\text{N} + \alpha)}{P_L(^{13}\text{C} + \alpha)} \Gamma_{\alpha}(^{17}\text{O}) \quad (5.2)$$

$$\Gamma_p(^{17}\text{F}) = \frac{P_L(^{16}\text{O} + p)}{P_L(^{16}\text{O} + n)} \Gamma_n(^{17}\text{O}) \quad (5.3)$$

Les états analogues ^{17}F - ^{17}O sont établis en se basant sur l'égalité des spins-parités. On peut également comparer les largeurs totales dans le ^{17}F données dans la littérature avec celles calculées en sommant les largeurs partielles $\Gamma_{\alpha}(^{17}\text{F})$ et $\Gamma_p(^{17}\text{F})$ déterminées avec les équations 5.2 et 5.3. Les largeurs partielles alpha $\Gamma_{\alpha}(^{17}\text{O})$ sont celles obtenues précédemment (section 4.3.3) et les largeurs neutrons sont déduites avec $\Gamma_n(^{17}\text{O}) = \Gamma_{tot}(^{17}\text{O}) - \Gamma_{\alpha}(^{17}\text{O})$ ².

Le tableau 5.1 présente les paires ^{17}F - ^{17}O possibles basées sur leurs spins-parités. Les largeurs partielles alpha et neutron dans ^{17}O et alpha et proton dans le ^{17}F sont données lorsque l'état analogue dans ^{17}O est au-dessus du seuil $^{13}\text{C}+\alpha$. Les calculs sont effectués pour un rayon d'interaction $r = 6.5$ fm (section 4.3.3). La comparaison entre les largeurs totales calculées dans le ^{17}F (Γ_{tot}^{calc}) et celles données dans la littérature (Γ_{tot}^{NNDC}) montre un bon accord et permet de confirmer les attributions des niveaux analogues. L'état de ^{17}O à 7.202 MeV peut avoir comme analogue dans le ^{17}F le niveau à 7.361 MeV ou celui à 7.483 MeV si on se base uniquement sur leurs spins-parités ($3/2^+$). Cependant, on constate que la largeur totale calculée en utilisant les propriétés des noyaux miroirs ne correspond pas à celle de la littérature si on considère la paire $^{17}\text{F}(7.361)$ - $^{17}\text{O}(7.202)$ alors qu'elle est du même ordre de grandeur pour la paire $^{17}\text{F}(7.483)$ - $^{17}\text{O}(7.202)$. Notons que les incertitudes associées aux largeurs calculées dans ce travail ne sont pas données dans le tableau 5.1 car le but de cette étude est d'identifier les états analogues en comparant les ordres de grandeur des largeurs totales calculées et fournies dans la littérature. L'incertitude sur la largeur partielle alpha dans le ^{17}F sera discutée dans la sous-section suivante. Les états analogues identifiés dans ce travail sont reliés par des lignes en pointillées sur la figure 2.7.

1. $S_{\alpha}(^{17}\text{O}) = 6.359$ MeV.

2. $\Gamma_{tot}(^{17}\text{O})$ issu de la dernière compilation de NNDC [28].

TABLEAU 5.1 – États analogues dans ^{17}O et le ^{17}F basés sur les spins-parités J^π , issus de la dernière compilation de NNDC [28]. Pour les états de ^{17}O au-dessus du seuil $^{13}\text{C}+\alpha$, les largeurs partielles calculées dans ce travail sont présentées et la somme $\Gamma_{tot}^{calc} = \Gamma_\alpha + \Gamma_p$ dans le ^{17}F est comparée à la largeur totale Γ_{tot}^{NNDC} .

^{17}O					^{17}F					
E_{ex} (MeV)	J^π	Γ_α^a (keV)	Γ_n^b (keV)	Γ_{tot}^{NNDC} (keV)	E_{ex} (MeV)	J^π	Γ_α^c (keV)	Γ_p^c (keV)	Γ_{tot}^{calc} (keV)	Γ_{tot}^{NNDC} (keV)
5.697	$7/2^-$			3.4(3)	5.675	$7/2^-$				40
5.733	$(5/2^-)$			≤ 1	5.685	$(5/2^-)$				< 0.6
5.869	$3/2^+$			6.6(7)	5.820	$3/2^+$				180
5.939	$1/2^-$			32(3)	6.039	$1/2^-$				28
6.356	$1/2^+$			124(12)	6.560	$1/2^+$				200
6.862	$(5/2^+)$	9.2×10^{-8}	1	≤ 1	6.701	$5/2^+$	1.48×10^{-5}	1.68	1.68	$\leq 1.6(2)$
7.166	$5/2^-$	3.8×10^{-3}	1.376	1.38(5)	7.031	$5/2^-$	4.09×10^{-2}	3.35	3.39	3.8
7.202 ^d	$3/2^+$	6.3×10^{-2}	312.9	313(22) ^e	7.361	$(3/2^+)$	2.79	516.7	519.5	9.4(19)
7.202 ^d	$3/2^+$	6.3×10^{-2}	312.9	313(22) ^e	7.483	$3/2^+$	4.89	526.6	531.5	795
7.688	$7/2^-$	4.0×10^{-3}	14.396	14.4(3)	7.551	$7/2^-$	1.35×10^{-2}	29.2	29.3	30

^a Voir section 4.3.3 pour le calcul.

^b $\Gamma_n = \Gamma_{tot}^{NNDC}(^{17}\text{O}) - \Gamma_\alpha(^{17}\text{O})$.

^c Calculés avec les équations 5.2 et 5.3.

^d Les deux paires possibles correspondant à l'état à 7.202 MeV dans ^{17}O sont présentées.

^e La largeur totale provient de l'analyse présentée dans la section 3.3.3 et non de [28].

5.1.2 Méthode pour les états avec analogue connu dans ^{17}O

Pour les états du ^{17}F au-dessus du seuil $^{13}\text{N}+\alpha$ ³ avec un niveau analogue identifié dans ^{17}O , la largeur partielle alpha est calculée avec l'équation (4.48) en supposant l'égalité des largeurs réduites γ_α^2 : le facteur spectroscopique C^2S_α et la fonction d'onde radiale calculée $R^{DWBA}(r)$ sont ceux de l'état analogue dans ^{17}O (section 4.3); la masse réduite μ et la pénétrabilité $P_L(E, r)$ sont déterminés pour le système $^{13}\text{N}+\alpha$. Le calcul est effectué pour le même rayon d'interaction $r = 6.5$ fm que pour la détermination des largeurs alpha des états de ^{17}O . Pour la paire $^{17}\text{F}(6.560)$ - $^{17}\text{O}(6.356)$ nous utilisons les données de Pellegriti *et al.* [53] pour le calcul : la largeur réduite dans ^{17}O déterminée pour un rayon d'interaction $r = 7.5$ fm (tableau 4.4) est recalculée pour $r = 6.5$ fm en utilisant la fonction d'onde du système $^{13}\text{C}+\alpha$. Bien que la paire $^{17}\text{F}(5.820)$ - $^{17}\text{O}(5.869)$ soit établie, on ne peut pas calculer la largeur partielle alpha de l'état à 5.820 MeV à partir des propriétés de son état analogue puisque le facteur spectroscopique alpha de ce dernier n'a pas pu être déterminé. Ce cas est donc traité dans la sous-section suivante.

3. $S_\alpha(^{17}\text{F}) = 5.819$ MeV.

Un facteur d'incertitude de 2.5 est associé aux largeurs partielles alpha calculées. Cette valeur combine l'incertitude sur le facteur spectroscopique, qui vaut environ 50 % (section 4.3.1), et sur l'hypothèse de la symétrie miroir des fonctions d'onde, qui compte pour un facteur 2 quand le facteur spectroscopique de l'état considéré est relativement important [85].

5.1.3 Méthode pour les états sans analogue connu dans ^{17}O

Pour les états du ^{17}F sans état analogue identifié ou sans information spectroscopique disponible dans ^{17}O , la largeur partielle alpha est calculée avec la relation [79] :

$$\Gamma_\alpha = \theta_\alpha^2 \times \Gamma_\alpha^{Wigner} \quad (5.4)$$

où Γ_α^{Wigner} est la largeur limite de Wigner, représentant une limite supérieure de la largeur partielle, et θ_α^2 est la largeur réduite alpha sans dimension, qui peut a priori prendre n'importe quelle valeur entre 0 et 1 si il n'y a aucune information spectroscopique.

Pour estimer la largeur limite de Wigner, on suppose que la densité de probabilité de présence de la particule émise est uniforme à l'intérieur du noyau, ce qui entraîne pour la probabilité de présence à la surface :

$$r^2 |R^{Wigner}(r)|^2 dr' = \frac{4\pi r^2}{\frac{4}{3}\pi r^3} dr' \quad \text{soit} \quad |R^{Wigner}(r)|^2 = \frac{3}{r^3} \quad (5.5)$$

En remplaçant cette expression de la fonction d'onde radiale dans l'équation (2.10), on a alors :

$$\Gamma_\alpha^{Wigner} = \frac{3\hbar^2}{\mu r^2} P_L(E, r) \quad (5.6)$$

Nous avons utilisé une largeur réduite sans dimension moyenne $\langle \theta_\alpha^2 \rangle = 0.04 \pm 0.02$ en suivant la même approche que Mohr *et al.* [85]. Cette valeur a été obtenue à partir de l'extrapolation d'un ensemble de largeurs réduites alpha sans dimension moyennes fournies par Pogrebnyak *et al.* [86] pour des noyaux ayant des nombres de masse légèrement plus grands ($A = 28 - 40$). Dans leur étude, Pogrebnyak *et al.* ont trouvé une valeur de $\langle \theta_\alpha^2 \rangle = 0.018$, avec une tendance à la hausse pour les plus faibles nombres de masse.

5.1.4 Résultats

Les largeurs partielles pour les états du ^{17}F calculées dans ce travail sont présentées dans le tableau 5.2 en plus des informations déjà disponibles dans la littérature. Les

largeurs proton dans le ^{17}F sont déduites avec :

$$\Gamma_p = \Gamma_{tot} - \Gamma_\alpha \quad (5.7)$$

Comme $\Gamma_p \approx \Gamma_{tot}$, on suppose que la largeur proton a la même incertitude relative que la largeur totale associée. Dans le cas où aucune incertitude sur la largeur totale n'est reportée dans la littérature, une incertitude relative de 20 % pour la largeur proton est supposée. Cela correspond à l'erreur relative moyenne dans le cas où les erreurs sur les largeurs totales sont connues. Pour les largeurs partielles mesurées directement [50] (pour les états à 7.753, 8.073 et 8.224 MeV), on estime que ces dernières ont la même incertitude relative que la largeur totale correspondante.

5.2 Analyse en matrice R et contributions des résonances

Pour étudier la contribution à la section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ de chacun des états du ^{17}F listé dans le tableau 5.2, nous utilisons la théorie de la matrice R. Cette théorie a pour but principal de paramétrer des grandeurs connues expérimentalement, comme les sections efficaces ou les déphasages, pour ensuite extrapoler les données à la région en énergie d'intérêt en utilisant cette paramétrisation. Elle permet aussi d'estimer la section efficace d'une réaction à partir des paramètres de résonance déterminés indépendamment avec d'autres réactions. C'est ce dernier cas qui nous intéresse. Le formalisme de la matrice R est détaillé dans de nombreux articles [87, 88]. Nous ne décrivons ici que le principe général avant de l'utiliser pour notre analyse.

5.2.1 Principe

L'hypothèse de base de la théorie de la matrice R est que l'espace de configuration est séparé en deux régions distinctes : une région interne et une région externe. La région interne contient les interactions entre les nucléons formant le noyau composé (^{17}F dans notre cas). Dans la région externe, les nucléons sont séparés en deux groupes de A_1 et A_2 nucléons liés, soumis uniquement à l'interaction coulombienne : elle correspond aux différentes voies de réaction possibles pour former ou détruire le noyau composé (voies $^{13}\text{N}+\alpha$ et $^{16}\text{O}+p$ dans notre cas). La frontière entre ces deux régions est une surface de rayon a , choisi de telle sorte que le potentiel d'interaction dans la région externe puisse être approximé par le potentiel coulombien. Ce « rayon d'interaction » est en général pris égal à :

$$a = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{avec} \quad r_0 = 1.0 - 1.5 \text{ fm} \quad (5.8)$$

Le but est alors de résoudre l'équation de Schrödinger dans une région limitée de l'espace puis d'assurer la continuité à la frontière des fonctions d'ondes des régions interne et externe et de leurs dérivées.

TABLEAU 5.2 – Paramètres de résonance des états du ^{17}F au-dessus du seuil $^{13}\text{N}+\alpha$. Les informations disponibles dans la littérature sont rappelées (section 2.3.2) et les largeurs partielles Γ_α et Γ_{p_0} calculées dans ce travail sont présentées, ainsi que les moments angulaires orbitaux alpha ℓ_α et proton ℓ_p de chaque état.

E_x (MeV)	E_r (keV)	J^π	ℓ_α, ℓ_p	Γ_α^a (keV)	$\Gamma_{p_0}^b$ (keV)	Γ_{tot} (keV)
5.820 (20) ^c	1.3	3/2 ⁺	1, 2	3.30×10^{-283}	180	180
6.039 (9) ^c	221	1/2 ⁻	0, 1	2.47×10^{-13}	28	28
6.560 (20) ^c	741	1/2 ⁺	1, 0	1.79×10^{-3}	200	200
6.701 (7) ^c	882	5/2 ⁺	3, 2	1.48×10^{-5}	1.6	≤ 1.6 (2)
6.778 (20)	959	(3/2 ⁺)	1, 2	1.87×10^{-2}	4.48	4.5
7.031 (20) ^c	1213	5/2 ⁻	2, 3	4.09×10^{-2}	3.76	3.8
7.361 (20)	1542	(3/2 ⁺)	1, 2	1.71	7.69	9.4 (19)
7.452 (20)	1633					≤ 4.7
7.459 (20)	1640					6.6 (19)
7.476 (20)	1657					4.7 (19)
7.483 (20) ^c	1664	3/2 ⁺	1, 2	4.89	790.11	795
7.551 (20) ^c	1732	7/2 ⁻	4, 3	1.35×10^{-2}	29.99	30
7.753 (40) ^d	1935	(1/2 ⁺)	1, 0	11	135	180 (28)
7.951 (30)	2132					9.4 (28)
8.017 (40)	2198					47 (19)
8.073 (30) ^d	2255	5/2 ⁽⁺⁾	3, 2	14	79	104 (19)
8.075 (10)	2256	(1/2,3/2) ⁻	0-2, 1			
8.224 (40) ^d	2405	3/2 ⁽⁻⁾	2, 1	25	636	706 (235)

^a Quand un état analogue dans l' ^{17}O est identifié, on suppose l'égalité des largeurs réduites γ_α^2 , sauf pour l'état à 5.820 MeV pour lequel le facteur spectroscopique alpha de l'état analogue n'a pas pu être déterminé. Un facteur d'incertitude de 2.5 est alors associé à Γ_α (voir texte). Sinon une largeur réduite sans dimension $\langle \theta_\alpha^2 \rangle = 0.04 \pm 0.02$ est supposée [85, 86].

^b Calculé avec $\Gamma_{p_0} = \Gamma_{tot} - \Gamma_\alpha$. L'incertitude relative est égale à celle de la largeur totale lorsqu'elle est donnée, sinon une valeur de 20 % est adoptée (voir texte).

^c État avec niveau analogue identifié dans l' ^{17}O .

^d État pour lequel les largeurs partielles sont disponibles dans la littérature.

La matrice R représente toutes les informations internes concernant la structure du noyau composé et ses éléments sont définis par :

$$R_{\alpha\beta}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\tilde{\gamma}_{\lambda\alpha}\tilde{\gamma}_{\lambda\beta}}{E_{\lambda} - E} \quad (5.9)$$

λ désigne un état du noyau composé, on parle aussi de « pôle » de la matrice R. L'énergie d'un pôle E_{λ} et les amplitudes des largeurs réduites $\tilde{\gamma}_{\lambda i}$ dans les voies de réaction i sont liées (mais pas rigoureusement égales) aux propriétés observables caractérisant l'état, à savoir l'énergie de résonance E_r et les amplitudes des largeurs réduites observées $\gamma_{\lambda i}$. La connaissance des éléments de la matrice R permet ensuite de déterminer la matrice de diffusion dans la région externe et les sections efficaces.

5.2.2 Code de calculs

Les calculs sont effectués avec le code de matrice R AZURE2 [89]. Ce code permet de modéliser des réactions nucléaires complexes à basse énergie, impliquant des particules chargées, des rayons γ ou des neutrons, et mettant en jeu plusieurs voies de réaction et plusieurs niveaux d'énergies. Un certain nombre de paramètres d'entrée sont nécessaires. Il faut d'abord spécifier les propriétés des différentes voies de réaction possibles : spins et parités des noyaux interagissant, énergies d'excitation, énergies de séparation, rayons d'interaction. Dans notre cas, on s'intéresse aux voies $^{13}\text{N}+\alpha$ et $^{16}\text{O}+p$, avec comme rayons d'interaction $a_{\alpha} = 6.5$ fm et $a_p = 5.5$ fm. On indique ensuite les propriétés spectroscopiques de tous les états du noyau composé ^{17}F qui entrent en jeu (tableau 5.2) : énergie d'excitation, spin-parité et largeurs partielles Γ_{α} et Γ_p . AZURE2 utilise les spins et parités de la résonance et des noyaux interagissant pour déterminer automatiquement tous les couplages possibles en accord avec les règles de sélection des moments angulaires et le moment angulaire orbital maximum imposé par l'utilisateur (4 dans notre cas). Pour prendre en compte les effets d'interférence entre les résonances, on spécifie un signe positif ou négatif à la largeur partielle. Les états voisins de même spin-parité avec le même signe produisent une interférence destructive, si les signes sont opposés l'interférence est constructive.

Une fois toutes les informations nécessaires spécifiées, AZURE2 calcule, sur une gamme en énergie donnée, la section efficace $\sigma(E)$ associée à une ou plusieurs résonances selon le cas étudié par l'utilisateur. Les résultats peuvent également être présentés sous la forme du facteur astrophysique $S(E)$ (Annexe A.3).

5.2.3 Résultats

La figure 5.1 montre le facteur astrophysique en fonction de l'énergie dans le centre de masse calculé pour chaque état du ^{17}F contribuant potentiellement dans la zone d'intérêt astrophysique ($T_9 = 0.4 - 1$). Les courbes en traits pleins correspondent aux résonances pour lesquelles la largeur partielle alpha est estimée à partir des informations de l'état analogue dans l' ^{17}O . Les courbes en pointillés représentent les contributions des états pour lesquels une largeur réduite sans dimension moyenne $\langle\theta_\alpha^2\rangle = 0.04$ est supposée. Les résonances dont les largeurs partielles ont été mesurées expérimentalement sont en traits point-tirés. Les états sans informations spectroscopiques ne sont pas inclus dans la figure. Leur contribution est étudiée dans la section 5.2.4. L'énergie d'excitation et le spin-parité sont indiqués pour chaque résonance. Les états possédant un même spin-parité et pouvant interférer sont de la même couleur.

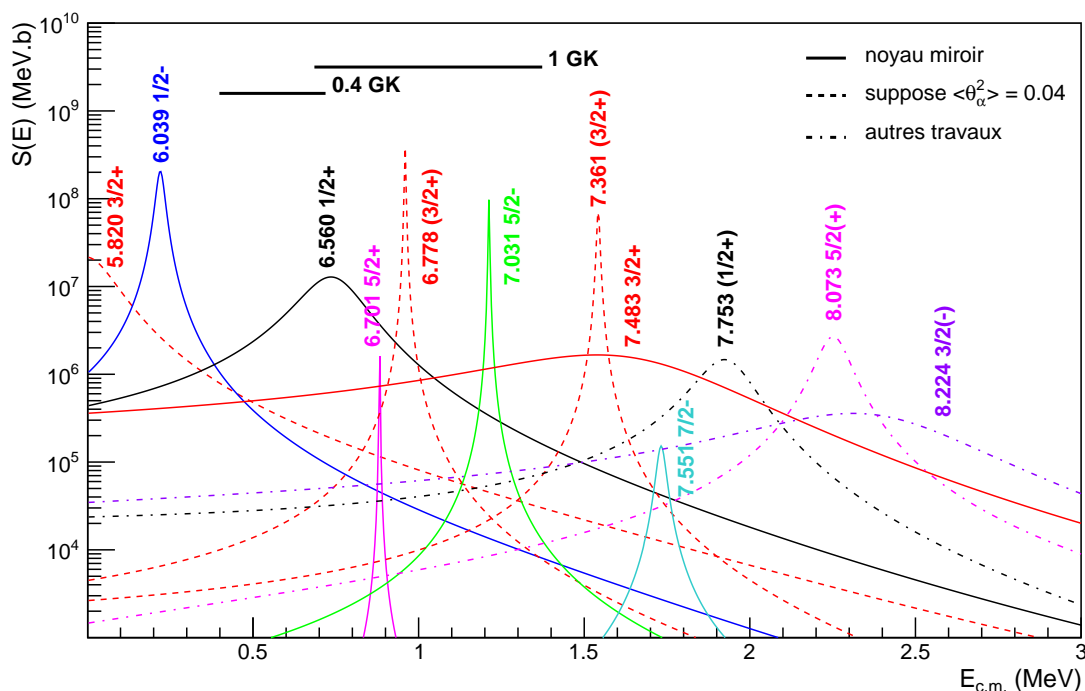


FIGURE 5.1 – Facteur astrophysique $S(E)$ de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse $E_{c.m.}$. Les contributions individuelles des résonances du noyau composé ^{17}F représentées sont calculées avec le code de matrice R AZURE2 [89] en utilisant les paramètres donnés dans le tableau 5.2. Les énergies d'excitation et spins-parités sont indiqués à côté de chaque contribution. La gamme en énergie du pic de Gamow est représentée pour les températures d'intérêt extrêmes $T_9 = 0.4$ et $T_9 = 1$.

Dans la gamme de température d'intérêt, la plus grande contribution au facteur astrophysique vient de l'état large à 6.560 MeV et des deux états étroits à 6.778 et à 7.031 MeV, correspondant à de faibles moments angulaires alpha. Les résonances en dehors du pic de Gamow contribuent peu, à l'exception de l'état large à 7.483 MeV pour les hautes températures de la région d'intérêt.

5.2.4 Impact des états sans information spectroscopique

La figure 5.2 montre les contributions individuelles des états à 7.452, 7.459, 7.476, 7.951 et 8.017 MeV, pour lesquels les spins et parités ne sont pas connus, dans le cas où leur contribution serait maximale.

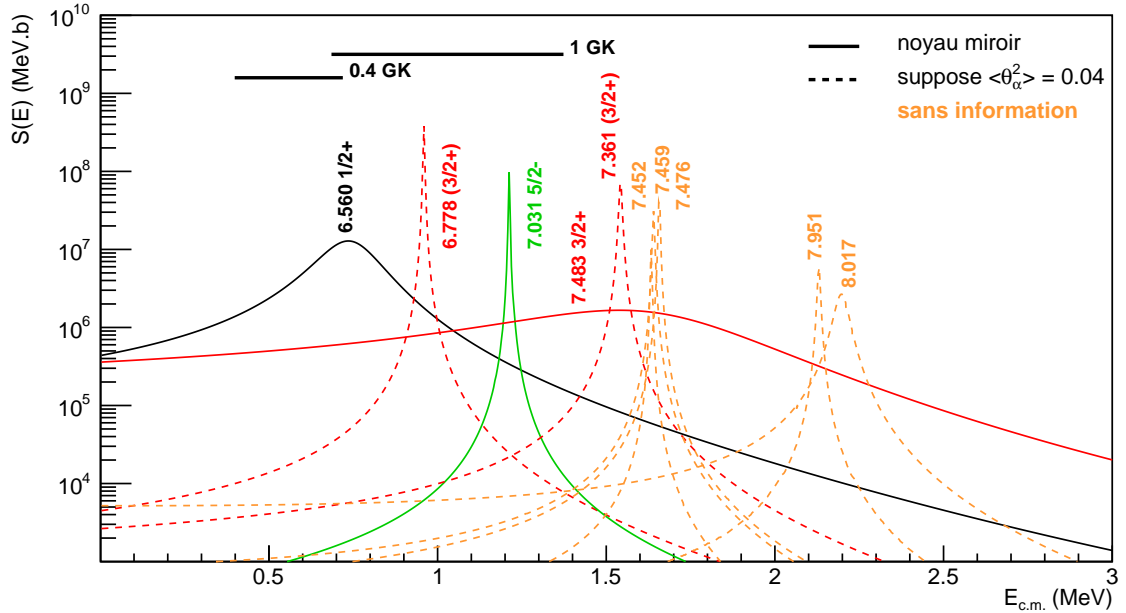


FIGURE 5.2 – Contributions individuelles au facteur astrophysique $S(E)$ de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ des résonances sans informations spectroscopiques (courbes oranges). Les calculs en matrice R sont effectués en supposant une largeur réduite alpha sans dimension moyenne $\langle \theta_\alpha^2 \rangle = 0.04$ et un spin-parité $J^\pi = 1/2^-$ ($l_\alpha = 0$) sauf dans le cas des états à 7.476 et 7.951 MeV (voir texte). Les états à 6.560, 6.778, 7.031, 7.483 et 7.361 MeV contribuant majoritairement au facteur astrophysique sont ajoutés pour comparaison.

Les calculs en matrice R ont été effectués en supposant une largeur réduite sans dimension moyenne $\langle \theta_\alpha^2 \rangle = 0.04$ et un spin-parité $J^\pi = 1/2^-$, qui correspond à un moment angulaire orbital $l_\alpha = 0$ et minimise ainsi la hauteur de la barrière centrifuge. Dans le cas des états à 7.476 et 7.951 MeV, la largeur alpha calculée avec ces deux

paramètres (équation (5.4)), qui est une des données à entrer dans le code AZURE2, est supérieure à la largeur totale fournie dans la littérature. Ceci indique que les paramètres choisis ne sont pas adaptés. Afin de trouver les valeurs qui maximisent la contribution de ces états sans entraîner une surestimation de leur largeur alpha, nous avons soit augmenté le paramètre l_α en gardant $\langle\theta_\alpha^2\rangle = 0.04$, soit diminué $\langle\theta_\alpha^2\rangle$ en gardant $l_\alpha = 0$. Nous trouvons comme paramètres les mieux adaptés $l_\alpha = 1$ (correspondant à $J^\pi = 3/2^+$) et $\langle\theta_\alpha^2\rangle = 0.04$ pour l'état à 7.476 MeV, et $l_\alpha = 2$ (correspondant à $J^\pi = 3/2^-$) et $\langle\theta_\alpha^2\rangle = 0.04$ pour l'état à 7.951 MeV.

On observe qu'aucune des résonances sans informations spectroscopiques ne contribue significativement pour des températures inférieures à 1 GK. Cela s'explique par le fait qu'elles sont situées à des énergies au-dessus de la limite haute du pic de Gamow pour $T_9 = 1$ (correspondant à $E_{c.m.} = 1.375$ MeV) et ont de faibles largeurs totales (entre environ 5 et 50 keV). On peut donc légitimement les négliger dans notre étude.

5.2.5 Effet des interférences

Les effets des interférences sont négligés dans ce travail étant donné l'incertitude importante sur les spins et parités. Nous avons cependant estimé leur impact potentiel.

L'état à 6.560 MeV pourrait interférer avec celui à 7.753 MeV si le spin-parité $1/2^+$ de ce dernier est confirmé. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 5.3, l'effet d'une interférence destructive ($++$) ou constructive ($+ -$) serait masqué par la contribution de l'état large à 7.483 MeV. Des calculs de taux de réaction ont été effectués avec AZURE2 en incluant les interférences. La différence avec le taux calculé sans prendre en compte les interférences est au maximum de 5 %.

Quatre états avec un spin-parité de $3/2^+$, confirmé ou potentiel, pourraient également interférer : les états à 5.820 et 7.483 MeV ($3/2^+$ confirmé) et les états à 6.778 et 7.361 MeV ($3/2^+$ potentiel). Sur la figure 5.4 sont représentées les contributions individuelles de ces quatre états (pointillés rouge). Les interférences avec l'état à 5.820 MeV seraient masquées par la contribution de l'état à 6.560 MeV (trait plein noir sur la figure). Elles peuvent donc être négligées. Les interférences entre les trois autres états sont représentées sur la figure 5.4. L'impact le plus important serait dans la gamme $E_{c.m.} \approx 0.9 - 1.6$ MeV, située dans le pic de Gamow pour $T_9 = 1$. Les taux de réaction considérant les quatre possibilités d'interférences ont été calculés. La différence avec le taux déterminé sans inclure les interférences est au maximum de 5 %.

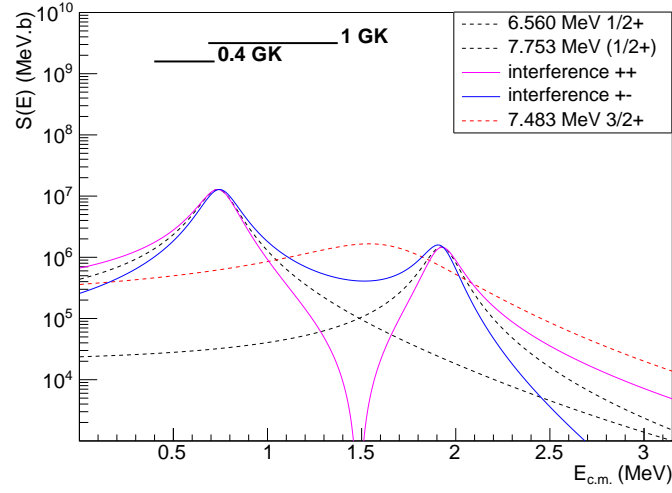


FIGURE 5.3 – Effet des interférences entre les résonances à $E_{ex} = 6.560$ et 7.753 MeV ($J^\pi = 1/2^+$). Les cas destructif ($++$) et constructif ($+ -$) sont présentés ainsi que les contributions individuelles de chaque état. On observe que l’effet de chacun de ces cas est masqué par la contribution de l’état large à 7.483 MeV.

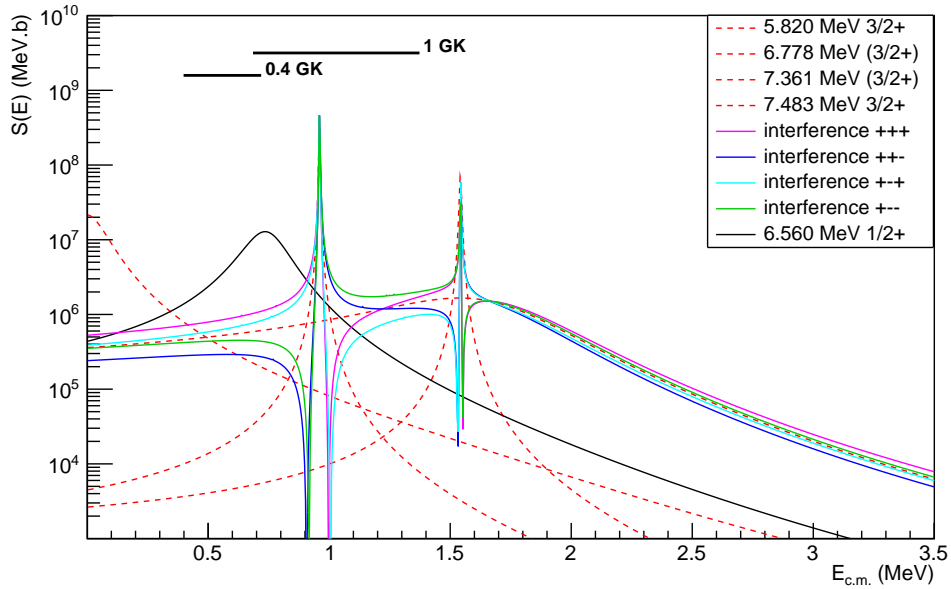


FIGURE 5.4 – Effet des interférences entre les résonances à $E_{ex} = 6.778$, 7.361 et 7.483 MeV ($J^\pi = 3/2^+$). Les différents cas d’interférences possibles sont illustrés ainsi que les contributions individuelles des résonances. Les interférences avec l’état à 5.820 MeV ne sont pas représentées, elles seraient masquées par la contribution de l’état à 6.560 MeV.

5.3 Calcul du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ par méthode Monte Carlo

Nous venons de montrer que plusieurs résonances contribuent à la section efficace de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ dans la zone d'intérêt astrophysique $T_9 = 0.4 - 1$ (section 5.2). Pour une température donnée, le taux de réaction est calculé avec l'équation (A.7) en prenant en compte les contributions individuelles de chacune de ces résonances, soit à partir d'expressions analytiques soit par intégration numérique. Chacun des paramètres de résonance intervenant dans le calcul étant associé à une incertitude, il est nécessaire de les prendre en compte simultanément pour déterminer un taux de réaction et une incertitude ayant un sens d'un point de vue statistique. Pour cela, nous avons suivi la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* [44] dont nous allons détailler le principe.

5.3.1 Principe

Chaque paramètre d'entrée x présentant une incertitude (ici chaque énergie de résonance E_r , largeur partielle Γ_i et spin-parité J^π selon le cas) est varié selon une densité de probabilité $f(x)$ définie par la valeur moyenne (ou espérance) $E[x]$ et la variance correspondante (ou carré de la déviation standard) $V[x]$:

$$E[x] = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx \quad \text{et} \quad V[x] = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - E[x])^2 f(x)dx \quad (5.10)$$

Le choix des densités de probabilité associées aux différents paramètres est détaillé dans la référence [44]. Pour une variation donnée de l'énergie de résonance, les largeurs partielles alpha et proton sont évaluées de manière cohérente en utilisant cette énergie pour calculer la pénétrabilité des barrières coulombienne et centrifuge. Le taux de réaction et l'incertitude associée sont estimés en utilisant les techniques standard Monte Carlo. En particulier, une valeur aléatoire est générée pour chaque paramètre selon la densité de probabilité correspondante et le taux de réaction total calculé avec ces données est enregistré. La procédure est répétée jusqu'à ce que assez d'échantillons soient générés pour estimer le taux de réaction avec la précision statistique désirée.

a/ Échantillonnage des énergies de résonance

Pour les énergies de résonance, on suppose une densité de probabilité gaussienne. Cette dernière est définie par :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-\mu)^2/(2\sigma^2)} \quad (5.11)$$

Le paramètre μ détermine la localisation du maximum de la distribution et est égal à la valeur moyenne $E[x]$. Le paramètre σ contrôle la largeur de la distribution et est égal à la racine carrée de la variance $V[x]$. On associe la valeur reportée de l'énergie de résonance E_r au paramètre μ et l'incertitude associée au paramètre σ .

En général, les incertitudes sont considérées comme indépendantes les unes des autres. Cette hypothèse est valide lorsque la détermination des énergies vient de différentes techniques expérimentales pour lesquelles les erreurs systématiques ne sont pas corrélées. Cependant, dans notre cas, tous les états avec des incertitudes supérieures à 20 keV, correspondant à une erreur systématique venant d'une possible erreur dans la calibration d'un des aimants de la ligne faisceau, ont été étudiés par le même groupe, auprès de la même installation, et en utilisant la même technique expérimentale (section 2.3.2.a). Ceci suggère que les incertitudes sont fortement corrélées. Nous avons donc étendu la méthode Monte Carlo en implémentant une corrélation entre les incertitudes sur les énergies quand nécessaire, en suivant une approche similaire à celle utilisée pour la corrélation entre les incertitudes sur les forces de résonance [90]. La plus petite incertitude est d'abord identifiée (20 keV dans notre cas), puis le rapport entre cette valeur et chaque incertitude σ_{E_j} est utilisé pour calculer le facteur de corrélation ρ_j . Si l'incertitude est égale à l'incertitude minimale de 20 keV, on a $\rho = 1$. Si elle est beaucoup plus grande, par exemple de 40 keV, on obtient $\rho = 20/40 = 0.5$. Pendant la procédure Monte Carlo, chaque énergie de résonance échantillonnée, notée $E_{j,i}$ pour la résonance j , est alors calculée en utilisant la procédure suivante. Un échantillon de référence, $x_{r,i}$, et des échantillons non corrélés pour chaque résonance, $y_{j,i}$, sont obtenus à partir d'une distribution normale (c'est-à-dire une distribution gaussienne avec une moyenne $\mu = 0$ et une déviation standard $\sigma = 1$). Des échantillons aléatoires corrélés et suivant une distribution normale sont ensuite calculés pour chaque résonance avec :

$$y'_{j,i} = \rho_j x_{r,i} + \sqrt{1 - \rho_j^2} y_{j,i} \quad (5.12)$$

Finalement, les énergies de résonances sont déterminées en utilisant :

$$E_{j,i} = E_j + \sigma_{E_j} y'_{j,i} \quad (5.13)$$

b/ Échantillonnage des largeurs partielles

Deux types de densité de probabilité sont choisies pour échantillonner les largeurs partielles alpha des états du ^{17}F selon la méthode qui a été utilisée pour les calculer (section 5.1).

Quand la détermination de la largeur partielle a été faite à partir des propriétés de l'état analogue dans l' ^{17}O , une distribution log-normale est utilisée. Une variable x suit une loi log-normale si la variable $y = \ln(x)$ suit une loi gaussienne. Cette distribution, asymétrique contrairement à une gaussienne, est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \frac{1}{x} e^{-(\ln x - \mu)^2 / (2\sigma^2)} \quad (5.14)$$

Les paramètres μ et σ ne représentent pas la valeur moyenne et la déviation standard de la distribution log-normale mais de la distribution gaussienne correspondante pour $\ln(x)$. La valeur moyenne $E[x]$ et la variance $V[x]$ de la distribution log-normale sont données par :

$$E[x] = e^{(2\mu + \sigma^2)/2} \quad \text{et} \quad V[x] = e^{(2\mu + \sigma^2)} [e^{\sigma^2} - 1] \quad (5.15)$$

Dans notre étude, les largeurs partielles calculées à partir des propriétés des états analogues sont associées à une incertitude d'un facteur 2.5 (section 5.1.2). Pour une distribution log-normale, le facteur d'incertitude se rapporte à la valeur médiane plutôt qu'à la valeur moyenne. La médiane (ou moyenne géométrique) correspond à la valeur pour laquelle il y a autant de probabilité d'observer x plus petit ou plus grand. Elle est donnée par e^μ pour la loi log-normale. Le facteur d'incertitude associé vaut $f.u. = e^{\mu+\sigma}/e^\mu = e^\mu/e^{\mu-\sigma} = e^\sigma$. On associe donc ici la valeur calculée de la largeur partielle alpha Γ_α à la médiane, avec un facteur d'incertitude $f.u.$ de 2.5. La valeur moyenne $E[x]$ et la variance $V[x]$ de la distribution log-normale sont ensuite calculées avec les équations 5.15 où $\mu = \ln(\Gamma_\alpha)$ et $\sigma = \ln(2.5)$.

Dans le cas où il n'y a pas d'état analogue identifié ou d'information spectroscopique disponible dans l' ^{17}O , la largeur partielle alpha est calculée à partir de l'équation (5.4) avec une largeur réduite sans dimension moyenne $\langle \theta^2 \rangle = 0.04 \pm 0.02$ (section 5.1.3). La densité de probabilité pour la largeur réduite sans dimension θ^2 est donnée par une distribution de Porter-Thomas, qui est équivalente à une loi chi-carré avec un degré de liberté où $x \equiv \theta^2 / \langle \theta^2 \rangle$:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-x/2} \quad (5.16)$$

L'équation (5.16) s'écrit, avec la variable θ^2 :

$$f(\theta^2) = \frac{c}{\sqrt{\theta^2}} e^{-\theta^2 / (2\langle \theta^2 \rangle)} \quad (5.17)$$

avec c une constante de normalisation.

Dans le cas des trois états pour lesquels les largeurs partielles ont été mesurées directement (section 2.3.2.d et tableau 5.2), et pour les largeurs proton de manière générale, une distribution log-normale est utilisée. La largeur calculée correspond à la valeur moyenne $E[x]$ et l'incertitude associée représente la racine carrée de la variance $V[x]$. L'incertitude relative est supposée égale à celle de la largeur totale correspondante si cette dernière est reportée dans la littérature, sinon une valeur de 20 % est adoptée (section 5.1.4).

c/ Échantillonnage des spins-parités incertains

Pour les états du ^{17}F dont le spin-parité est incertain, nous suivons la même approche que Mohr *et al.* [85]. Une gamme de possibles J^π définie par $l_\alpha \pm 1$ est considérée, où l_α est le moment angulaire orbital alpha hypothétique donné dans le tableau 5.2. Cette gamme est échantillonnée selon une densité de probabilité discrète pour chaque réalisation Monte Carlo. Une probabilité de 50 % est attribuée pour le spin-parité hypothétique du tableau 5.2. Le reste des 50 % est partagé également entre les autres spins-parités possibles.

d/ Taux recommandé, bas et haut

Pour une température donnée et avec un nombre suffisamment large de réalisations, un taux de réaction recommandé peut être défini, ainsi que des taux bas et haut correspondant à la probabilité de couverture désirée. Pour cela, la distribution cumulative (ou fonction de répartition) du taux de réaction est calculée à partir des échantillons générés et est normalisée à 1.

La distribution cumulative $F(x)$ reliée à une densité de probabilité $f(x)$ est définie par :

$$F(x) = \int_{-\infty}^x f(x') dx' \quad (5.18)$$

Elle correspond à la probabilité que la variable aléatoire ait une valeur inférieure ou égale à x . On définit le quantile d'ordre q , noté x_q , comme la valeur de la variable x telle que $F(x_q) = q$, avec $0 \leq q \leq 1$. Par exemple, le quantile d'ordre 0.5, ou 0.5 quantile, correspond à la valeur pour laquelle il y a autant de probabilité d'observer x plus petit ou plus grand. Il s'agit donc de la valeur médiane évoquée précédemment.

Dans ce travail, on suppose que la densité de probabilité du taux de réaction calculé avec la méthode Monte Carlo (que l'on appellera taux de réaction Monte Carlo dans la suite) peut être approximée par une distribution log-normale [44]. On définit le

taux recommandé à une température donnée comme le 0.5 quantile de la distribution cumulative obtenue. Les 0.16 et 0.84 quantiles sont adoptés pour les taux bas et haut, respectivement, correspondant à une probabilité de couverture de 68 %.

Les taux de réaction pour une grille de température entre 0.01 et 10 GK sont obtenus en utilisant le code Monte Carlo RatesMC [91], avec 10000 réalisations pour chaque température. Tous les états du ^{17}F cités dans le tableau 5.2 sont pris en compte, à l'exception des états pour lesquels il n'y a pas toutes les informations sur les paramètres de résonance.

5.3.2 Validité de l'approximation log-normale

Afin de s'assurer de la validité de l'approximation log-normale pour décrire la densité de probabilité du taux de réaction Monte Carlo, une comparaison entre ces deux distributions (log-normale et densité de probabilité Monte Carlo) est effectuée. Les résultats pour six températures sont présentés sur la figure 5.5. L'histogramme en rouge correspond à la densité de probabilité du taux Monte Carlo, obtenu à partir des 10000 échantillons générés lors du calcul. La courbe noire représente la distribution log-normale utilisée pour approximer la densité de probabilité Monte Carlo. Elle est définie par les paramètres μ et σ indiqués en légende. Ces derniers sont calculés directement à partir de la distribution des résultats des échantillons x , ou plus précisément de la distribution de $\ln(x)$. En effet, on rappelle que les paramètres μ et σ d'une distribution log-normale $f(x)$ correspondent à la valeur moyenne et à la déviation standard de la distribution gaussienne correspondante $f(y)$ pour $y = \ln(x)$ (section 5.3.1.b). On a donc $\mu = E[\ln(x)]$ et $\sigma^2 = V[\ln(x)]$. L'asymétrie de la distribution log-normale est reliée à la valeur de σ . De manière empirique, des valeurs de $\sigma < 0.1$ correspondent à une distribution quasiment symétrique (c'est-à-dire gaussienne) tandis que pour des valeurs plus grandes la distribution est significativement asymétrique. Dans les cas présentés on a toujours $\sigma > 0.1$, ce qui indique des distributions asymétriques comme on peut le constater.

Pour mesurer la qualité de l'approximation log-normale, on utilise le test d'Anderson-Darling [92]. La statistique du test, notée A-D, est donnée pour chaque température de la figure 5.5. Une valeur inférieure à $A-D \approx 1$ indique que la densité de probabilité du taux Monte Carlo est en accord avec une distribution log-normale. Dans notre cas, nous obtenons toujours une valeur supérieure à 1, ce qui rejette l'approximation log-normale d'après le test. Cependant, Iliadis *et al.* (2010) [92] ont montré, en comparant visuellement les courbes pour un grand nombre de réactions, que pour des valeurs dans la gamme $A-D \approx 1-30$ l'approximation log-normale est en bon accord avec la distribution

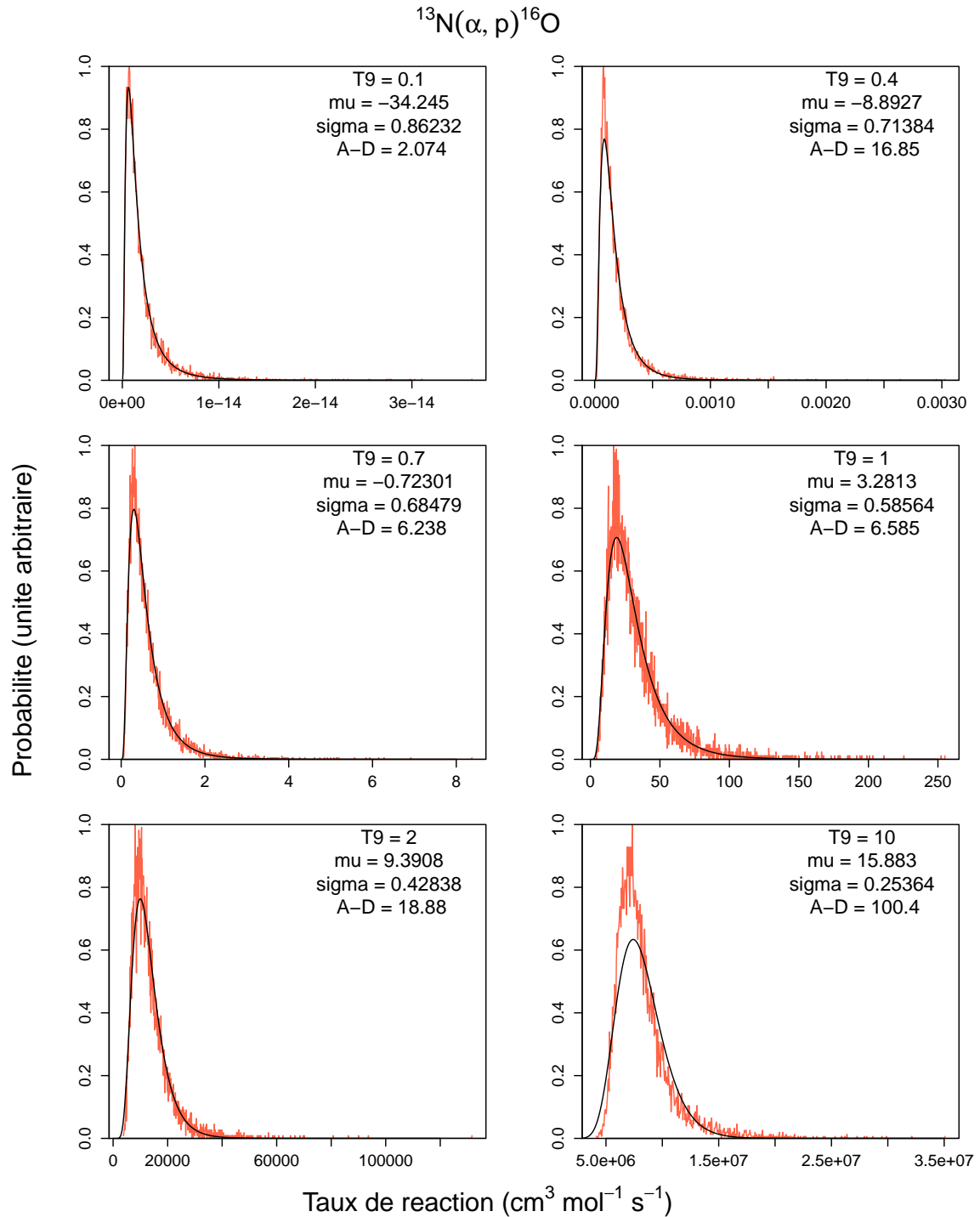


FIGURE 5.5 – Densités de probabilité du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ aux températures 0.1, 0.4, 0.7, 1, 2 et 10 GK. Les histogrammes en rouge sont obtenus avec la méthode Monte Carlo [44]. Les courbes noires représentent l'approximation log-normale, dont les paramètres μ et σ sont donnés pour chaque température. La statistique du test d'Anderson-Darling (A-D) est également indiquée.

Monte Carlo et peut raisonnablement être utilisée pour calculer les taux de réaction. Nous pouvons d'ailleurs faire la même observation dans le cas des figures correspondant aux températures entre 0.1 et 2 GK pour lesquelles la statistique du test vaut entre 2 et 19. Pour des valeurs supérieures à $A-D \approx 30$, l'approximation log-normale est non seulement rejetée par le test d'Anderson-Darling mais elle dévie également visuellement de la densité de probabilité Monte Carlo comme on peut l'observer pour $T_9 = 10$. Le test a été effectué pour toutes les températures de la grille. Nous constatons que l'approximation log-normale est raisonnable (critère $A-D \lesssim 30$) pour des températures allant jusqu'à environ 2.2 GK, ce qui est au-delà de la température maximale de la gamme d'intérêt astrophysique.

5.3.3 Taux de réaction

Les résultats de la simulation Monte Carlo sont présentés sur la figure 5.6 (courbes noires) pour des températures entre 0.1 et 2 GK. Les taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ sont normalisés par rapport au taux de réaction recommandé, défini comme le 0.5 quantile de la distribution cumulative (section 5.3.1.d). La zone colorée entre les courbes noires épaisses représente une probabilité de couverture de 68 %, celle entre les courbes noires fines une probabilité de couverture de 95 %. Pour un intervalle de confiance de 68 %, le facteur d'incertitude par rapport à la médiane est donné par $f.u. = e^\sigma$ étant donné la validité de l'approximation log-normale dans cette gamme de température. Ce facteur varie entre 2 et 3 dans la gamme de température d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$.

Les taux de réaction disponibles dans la littérature pour la gamme d'intérêt de notre étude (section 2.2.5) sont également représentés sur la figure 5.6. Le taux venant de CF88 [27] correspond à la courbe verte. Il reste aux alentours d'un facteur 3 du taux recommandé calculé dans ce travail sur toute la gamme de température, et de moins d'un facteur 2 dans la gamme d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$. Le taux venant de la librairie STARLIB [43], basé sur la théorie de Hauser-Feshbach, est représenté par la courbe bleue. La dépendance en température est similaire à celle du taux de CF88, mais le taux issu de STARLIB est systématiquement plus bas. Il est également plus bas d'un facteur 2 que le taux recommandé dans la gamme de température d'intérêt.

Les contributions relatives de chaque résonance au taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ sont montrées sur la figure 5.7, les zones colorées représentant les barres d'erreurs. Deux résonances à $E_r = 221$ et 741 keV ($E_{ex} = 6.039$ et 6.560 MeV, respectivement) contribuent majoritairement au taux de réaction, la dernière étant celle qui domine dans la gamme de température d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$. Elle est prati-

quement la seule contribution à $T_9 = 0.4$ tandis qu'à $T_9 = 1$ plusieurs résonances contribuent au taux de réaction. On observe notamment à cette température que la résonance à $E_r = 959$ keV ($E_{ex} = 6.778$ MeV) peut aussi bien avoir une contribution nulle que de 40 %. La résonance à $E_r = 1664$ keV ($E_{ex} = 7.483$ MeV) peut contribuer sur toute la gamme de température d'intérêt à cause de sa grande largeur naturelle ($\Gamma_{tot} = 795$ keV). Le facteur d'incertitude entre 2 et 3 trouvé dans la gamme d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$ n'est donc pas surprenant étant donné que la largeur partielle alpha de la résonance à 6.560 MeV qui contribue majoritairement dans cette région a été déterminée à partir des propriétés de l'état analogue connu dans l' ^{17}O avec une incertitude d'un facteur 2.5 (section 5.1.2).

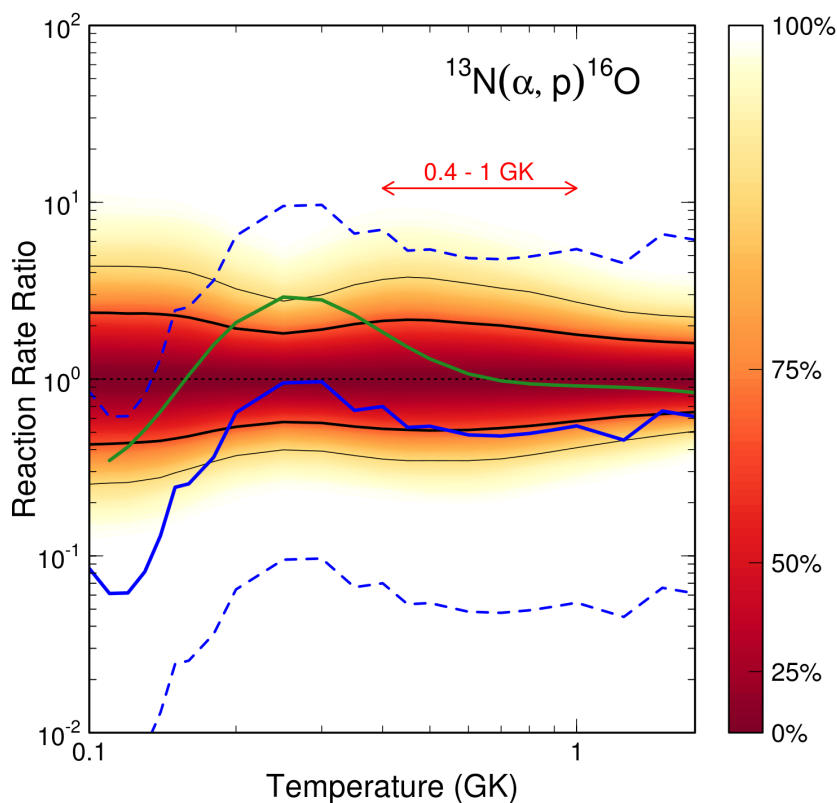


FIGURE 5.6 – Taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ issus de différentes sources normalisés au taux recommandé obtenu dans ce travail, défini comme le 0.5 quantile de la distribution cumulative calculée avec la méthode Monte Carlo [44]. La région délimitée par les courbes noires épaisses (fines) représente une probabilité de couverture de 68 % (95 %). La courbe verte correspond au taux de réaction donné par CF88 [27], tandis que la courbe en trait plein bleu représente le taux nominal issu de STARLIB [43] avec l'incertitude associée (courbes en pointillés).

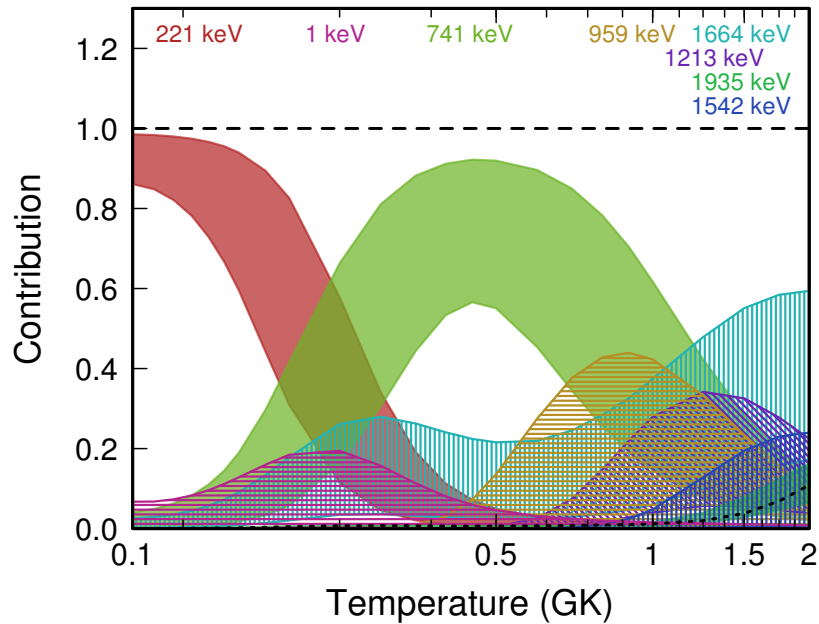


FIGURE 5.7 – Contributions relatives de chaque résonance du ^{17}F au taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$. Les résonances contribuant au minimum à hauteur de 15 % sont représentées. Les zones colorées correspondent aux barres d'erreurs. Les énergies de résonance correspondant à chaque état sont données dans la partie haute de la figure.

5.3.4 Sources d'incertitudes

La principale source d'incertitude du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ calculé dans ce travail vient du facteur 2.5 associé à l'incertitude sur les largeurs partielles alpha des résonances ayant un état analogue connu dans ^{17}O . Cela concerne particulièrement la résonance à $E_{ex} = 6.560$ MeV qui contribue majoritairement au taux de réaction dans la gamme de température d'intérêt $T_9 = 0.4 - 1$. Réduire ces incertitudes est donc une priorité. Les autres incertitudes sont dues aux spins et parités incertains ou inconnus ainsi qu'à la grande incertitude sur les énergies d'excitation.

Des calculs Monte Carlo supplémentaires ont été effectués en supposant des incertitudes plus faibles sur les paramètres de résonance (spin-parité, énergie, largeurs partielles). L'incertitude sur le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ est, comme attendu, réduite, mais ne fait pas varier de plus de 10 % le taux recommandé. En particulier, l'effet de l'incertitude sur la largeur réduite sans dimension θ_α^2 a été étudié en considérant deux cas additionnels : $\theta_\alpha^2 = 0.03 \pm 0.02$ et $\theta_\alpha^2 = 0.05 \pm 0.02$. Nous trouvons que l'incertitude sur ce paramètre a un impact mineur sur le taux recommandé final.

5.3.5 Extrapolation pour les hautes températures

Le taux de réaction estimé précédemment avec la méthode Monte Carlo est fiable, pour une température donnée, tant que les paramètres nécessaires pour son calcul (énergies de résonance, largeurs partielles, etc.) sont connus. Il est usuel de considérer que cette condition est satisfaite si le pic de Gamow pour cette température couvre une gamme en énergie qui a été étudiée expérimentalement [93,94]. Lorsque la température augmente, le pic de Gamow, défini par la position au maximum du pic E_0 et sa largeur Δ (Annexe A.4), se décale vers des énergies de plus en plus importantes, jusqu'à couvrir une région au-delà de l'énergie la plus haute pour laquelle des mesures sont disponibles (notée E_{max}^{exp}). La température maximale au-dessous de laquelle les taux de réaction sont calculés uniquement avec des paramètres connus est habituellement estimée [93,94] à partir de la relation suivante :

$$E_0(T_{max}) + n\Delta(T_{max}) = E_{max}^{exp} \quad (5.19)$$

où n est un paramètre empirique, qui dépend de la réaction ($n = 1$ est utilisé dans la plupart des cas). Pour des températures $T > T_{max}$, une fraction importante du pic de Gamow est située au-delà de E_{max}^{exp} et il n'y a pas suffisamment de données expérimentales pour calculer les taux de réaction. Ces derniers doivent donc être déterminés différemment. Comme la densité de niveaux du noyau composé augmente avec l'énergie d'excitation, l'utilisation de modèles statistiques (Hauser-Feshbach) est en principe bien adaptée pour estimer les taux de réaction. La procédure adoptée [92-94] est de normaliser les taux calculés avec un modèle statistique aux résultats expérimentaux à T_{max} , donnant ainsi des taux de réaction extrapolés.

La détermination de T_{max} telle que présentée ci-dessus repose sur le concept du pic de Gamow. Newton *et al.* (2007) [95] ont montré que ce dernier n'est pas toujours adapté à haute température lorsque le taux de réaction est dominé par la contribution de résonances étroites. Ils ont comparé, pour différentes réactions de capture de proton ou d'alpha et différentes températures, la gamme en énergie du pic de Gamow avec celle des résonances contribuant principalement au taux de réaction (appelée gamme en énergie effective). Leurs résultats montrent que pour $T \gtrsim 1$ GK, la gamme en énergie effective peut être située bien en dessous de la position E_0 du pic de Gamow. Cela vient des rôles différents que jouent les largeurs partielles des voies d'entrée et de sortie selon la température. Dans le cas d'une réaction de capture de proton par exemple, à basse énergie (et donc basse température) on a en général $\Gamma_p \ll \Gamma_\gamma$, ce qui entraîne pour la force de résonance (équation (2.8)) $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_p$. Comme Γ_p contient l'information sur la transmission à travers la barrière coulombienne et centrifuge (équation (2.9)),

le concept de pic de Gamow s'applique dans ce cas : les résonances localisées dans le pic de Gamow sont celles qui contribuent majoritairement au taux de réaction. À plus hautes énergies, la probabilité d'émission de particule augmente de telle sorte que l'on se retrouve dans une situation où $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$. Dans ce cas, la largeur partielle γ détermine entièrement la force de résonance, $\omega\gamma \approx \omega\Gamma_\gamma$, la transmission à travers la barrière coulombienne n'a plus d'influence, le concept de pic de Gamow n'existe plus. C'est alors le facteur $e^{-E/kT}$, venant de la distribution de Maxwell-Boltzmann (équation (A.7)), qui contient l'information dominante sur la dépendance en énergie. Ainsi, les résonances contribuant majoritairement au taux de réaction sont situées à plus basses énergies.

La détermination de T_{max} à partir de l'équation (5.19) n'est donc pas correcte sous certaines conditions, quand le taux de réaction est dominé par la contribution de résonances étroites à haute température, ce qui est le cas pour la majorité des réactions thermonucléaires dans la région $A = 12 - 40$. Pour prendre en compte ce problème, Newton *et al.* (2008) [96] ont introduit une nouvelle méthode pour définir la gamme en énergie effective (notée ETER pour Effective Thermonuclear Energy Range). Cette dernière est illustrée sur la figure 5.8 avec les données obtenues dans l'étude présentée de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$. La méthode est la suivante pour une température donnée :

- Les contributions relatives de chaque résonance sont évaluées (figure 5.7) et distribuées en fonction de l'énergie de résonance (figure 5.8 haut) ;
- La distribution cumulative (section 5.3.1.d) des résonances est calculée (figure 5.8 bas) ;
- Le 0.5 quantile de la distribution cumulative, égal à la médiane, est identifié à la position E' de l'ETER ;
- Les 0.08 et 0.92 quantiles définissent la gamme en énergie qui est assimilée à la largeur $\Delta E'$ de l'ETER ; cette gamme couvre 84 % de la fraction du taux intégrée, ce qui représente la même couverture que la largeur Δ du pic de Gamow.

Nous remarquons que la distribution cumulative ne tend pas vers 1. Cela vient du fait que, dans la procédure Monte Carlo, les taux recommandés pour chaque résonance à une température donnée ne sont pas corrélés : la somme des taux recommandés n'est pas normalisée à 1.

Les nouvelles définitions de position E' et de largeur $\Delta E'$ de la gamme en énergie effective remplacent E_0 et Δ du pic de Gamow dans l'équation (5.19) :

$$E'(T_{max}) + n\Delta E'(T_{max}) = E_{max}^{exp} \quad (5.20)$$

La détermination de la température T_{max} , à partir de laquelle les taux calculés avec un modèle statistique sont normalisés aux résultats expérimentaux, dépend de la valeur du paramètre empirique n . Des tests effectués par Newton *et al.* (2008) ont montré que le choix $n = 1$ donne des résultats satisfaisants.

Dans l'étude effectuée pour la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$, nous n'avons considéré que les résonances avec des énergies allant jusqu'à 2.4 MeV au-dessus du seuil $^{13}\text{N}+\alpha$. Cette énergie représente donc la limite E_{max}^{exp} au-delà de laquelle le calcul des taux de réaction ne repose plus uniquement sur des données expérimentales. Elle est indiquée sur la figure 5.8 pour les deux températures considérées. Dans le cas où $T_9 = 1.25$ (figure 5.8(a)), l'ETER (barre horizontale $\Delta E'$) est située dans la région en énergie étudiée expérimentalement et $E'(1.25) + \Delta E'(1.25) < E_{max}^{exp}$. Pour $T_9 = 5$ (figure 5.8(b)), l'ETER s'est déplacé vers de plus hautes énergies et sa limite supérieure est égale à E_{max}^{exp} . En effet, l'ETER étant définie à partir de la distribution des contributions relatives de chaque résonance étudiée, elle est tronquée à l'énergie limite E_{max}^{exp} . On s'attend à ce que la gamme en énergie effective réelle, qui prend en compte toutes les résonances sans limite expérimentale, couvre une région plus haute en énergie. Cependant, Newton *et al.* (2008) ont montré que le taux de réaction varie au maximum de 10 % si une distribution complète de résonances est prise en compte au lieu d'une distribution tronquée à E_{max}^{exp} . On constate que pour $T_9 = 5$, $E'(5) + \Delta E'(5) > E_{max}^{exp}$, il n'y a pas suffisamment de données expérimentales pour calculer un taux de réaction de manière fiable. Les graphiques représentés sur la figure 5.8 sont tracés pour chaque température de la grille d'étude entre $T_9 = 0.01$ et 10. La température T_{max} est celle qui satisfait exactement l'équation (5.20). Dans notre cas, nous obtenons $E' + \Delta E' = 2.4$ MeV lorsque $T_{max} = 1.4$ GK.

En dessous de $T_{max} = 1.4$ GK, les taux de réaction bas, recommandé et haut viennent de l'étude Monte Carlo présentée. Pour des températures supérieures, le taux recommandé extrapolé, $N_A\langle\sigma v\rangle_{ext}$, est calculé en normalisant le taux de réaction basé sur la théorie de Hauser-Feshbach donné dans la librairie STARLIB [43], $N_A\langle\sigma v\rangle_{HF}$. Le facteur de normalisation est déterminé à T_{max} . On a alors :

$$N_A\langle\sigma v\rangle_{ext} = N_A\langle\sigma v\rangle_{HF} \times \frac{N_A\langle\sigma v\rangle_{max}^{MC}}{N_A\langle\sigma v\rangle_{max}^{HF}} \quad (5.21)$$

À ces hautes températures, on suppose que la densité de probabilité du taux de réaction extrapolé est log-normale. Les taux bas et hauts sont reliés aux paramètres μ et σ par [44] :

$$N_A\langle\sigma v\rangle_{bas} = e^{\mu-\sigma} \quad \text{et} \quad N_A\langle\sigma v\rangle_{haut} = e^{\mu+\sigma} \quad (5.22)$$

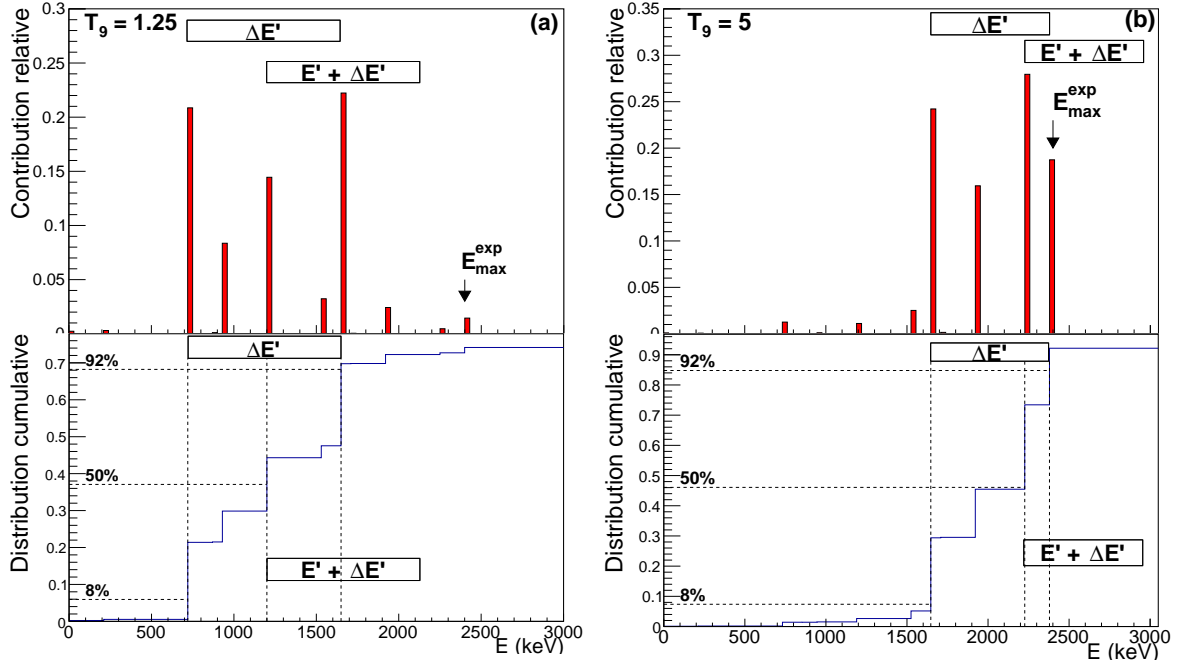


FIGURE 5.8 – Contributions relatives de chaque résonance du ^{17}F au taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ (figures supérieures) et distributions cumulatives de ces contributions (figures inférieures) pour deux températures de part et d'autre de $T_{\max} = 1.4$ GK : (a) $T_9 = 1.25$ et (b) $T_9 = 5$. La résonance de l'étude présentée qui possède la plus haute énergie ($E_r = 2.4$ MeV) correspond à l'énergie maximale expérimentale E_{\max}^{exp} . Les 0.08, 0.5 et 0.92 quantiles de la distribution cumulative définissent la gamme en énergie effective thermonucléaire (ETER) de position E' et de largeur $\Delta E'$.

Le paramètre μ est calculé à partir du taux extrapolé : $\mu = \ln(N_A \langle \sigma v \rangle_{\text{ext}})$. Le paramètre σ est approximé à sa valeur à T_{\max} et est gardé constant.

Les valeurs des taux de réaction recommandé, bas et haut obtenus dans ce travail sont reportées dans le tableau 5.3.

5.4 Implications astrophysiques

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les abondances isotopiques dans l'éjecta de la couche d'hélium des nouveaux modèles de CCSN développés par Pignatari *et al.* [20], prenant en compte l'ingestion d'hydrogène dans la région riche en hélium avant l'explosion, portent la signature de la combustion explosive de l'hydrogène et de l'hélium et permettent de reproduire les excès de ^{13}C et d' ^{15}N observés dans les grains présumés de novæ. Nous avons montré en faisant varier le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$

TABLEAU 5.3 – Taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ bas, recommandé et haut, donnés en $\text{cm}^3\text{s}^{-1}\text{mol}^{-1}$ en fonction de la température en GK (T_9). Sous la température $T_{max} = 1.4$ GK, les taux reportés sont calculés avec la méthode Monte Carlo [44]. Pour les plus hautes températures, ils sont issus de la librairie STARLIB [43] après renormalisation au taux Monte Carlo à T_{max} .

T_9	Bas	Recommandé	Haut	T_9	Bas	Recommandé	Haut
0.01	5.29×10^{-55}	1.39×10^{-54}	4.37×10^{-54}	0.25	2.11×10^{-08}	3.68×10^{-08}	6.80×10^{-08}
0.011	9.11×10^{-53}	2.36×10^{-52}	7.30×10^{-52}	0.3	5.00×10^{-07}	8.93×10^{-07}	1.68×10^{-06}
0.012	8.69×10^{-51}	2.21×10^{-50}	6.76×10^{-50}	0.35	7.17×10^{-06}	1.33×10^{-05}	2.68×10^{-05}
0.013	5.13×10^{-49}	1.29×10^{-48}	3.87×10^{-48}	0.4	6.84×10^{-05}	1.32×10^{-04}	2.75×10^{-04}
0.014	2.03×10^{-47}	5.04×10^{-47}	1.49×10^{-46}	0.45	4.66×10^{-04}	9.05×10^{-04}	1.93×10^{-03}
0.015	5.73×10^{-46}	1.41×10^{-45}	4.11×10^{-45}	0.5	2.38×10^{-03}	4.67×10^{-03}	9.89×10^{-03}
0.016	1.22×10^{-44}	2.98×10^{-44}	8.54×10^{-44}	0.6	3.28×10^{-02}	6.38×10^{-02}	1.32×10^{-01}
0.018	2.75×10^{-42}	6.61×10^{-42}	1.83×10^{-41}	0.7	2.47×10^{-01}	4.72×10^{-01}	9.59×10^{-01}
0.02	2.93×10^{-40}	6.89×10^{-40}	1.86×10^{-39}	0.8	$1.24 \times 10^{+00}$	$2.31 \times 10^{+00}$	$4.57 \times 10^{+00}$
0.025	3.43×10^{-36}	7.83×10^{-36}	1.97×10^{-35}	0.9	$4.76 \times 10^{+00}$	$8.57 \times 10^{+00}$	$1.63 \times 10^{+01}$
0.03	4.47×10^{-33}	9.87×10^{-33}	2.35×10^{-32}	1	$1.50 \times 10^{+01}$	$2.59 \times 10^{+01}$	$4.75 \times 10^{+01}$
0.04	1.70×10^{-28}	3.64×10^{-28}	8.13×10^{-28}	1.25	$1.41 \times 10^{+02}$	$2.30 \times 10^{+02}$	$3.92 \times 10^{+02}$
0.05	3.74×10^{-25}	7.98×10^{-25}	1.79×10^{-24}	1.5	$7.42 \times 10^{+02}$	$1.17 \times 10^{+03}$	$1.91 \times 10^{+03}$
0.06	1.75×10^{-22}	3.85×10^{-22}	9.05×10^{-22}	1.75	$2.46 \times 10^{+03}$	$3.90 \times 10^{+03}$	$6.34 \times 10^{+03}$
0.07	2.63×10^{-20}	5.97×10^{-20}	1.46×10^{-19}	2	$8.19 \times 10^{+03}$	$1.29 \times 10^{+04}$	$2.11 \times 10^{+04}$
0.08	1.50×10^{-18}	3.47×10^{-18}	8.44×10^{-18}	2.5	$4.19 \times 10^{+04}$	$6.62 \times 10^{+04}$	$1.08 \times 10^{+05}$
0.09	3.94×10^{-17}	9.08×10^{-17}	2.20×10^{-16}	3	$1.38 \times 10^{+05}$	$2.19 \times 10^{+05}$	$3.56 \times 10^{+05}$
0.1	5.71×10^{-16}	1.32×10^{-15}	3.17×10^{-15}	3.5	$3.48 \times 10^{+05}$	$5.50 \times 10^{+05}$	$8.96 \times 10^{+05}$
0.11	5.32×10^{-15}	1.22×10^{-14}	2.91×10^{-14}	4	$7.27 \times 10^{+05}$	$1.15 \times 10^{+06}$	$1.87 \times 10^{+06}$
0.12	3.51×10^{-14}	8.00×10^{-14}	1.90×10^{-13}	5	$2.21 \times 10^{+06}$	$3.49 \times 10^{+06}$	$5.68 \times 10^{+06}$
0.13	1.79×10^{-13}	4.04×10^{-13}	9.53×10^{-13}	6	$4.93 \times 10^{+06}$	$7.80 \times 10^{+06}$	$1.27 \times 10^{+07}$
0.14	7.56×10^{-13}	1.66×10^{-12}	3.91×10^{-12}	7	$9.11 \times 10^{+06}$	$1.44 \times 10^{+07}$	$2.35 \times 10^{+07}$
0.15	2.74×10^{-12}	5.86×10^{-12}	1.36×10^{-11}	8	$1.48 \times 10^{+07}$	$2.33 \times 10^{+07}$	$3.80 \times 10^{+07}$
0.16	8.80×10^{-12}	1.82×10^{-11}	4.15×10^{-11}	9	$2.18 \times 10^{+07}$	$3.44 \times 10^{+07}$	$5.60 \times 10^{+07}$
0.18	7.06×10^{-11}	1.37×10^{-10}	2.95×10^{-10}	10	$2.99 \times 10^{+07}$	$4.73 \times 10^{+07}$	$7.70 \times 10^{+07}$
0.2	4.37×10^{-10}	8.10×10^{-10}	1.64×10^{-09}				

utilisé dans ces modèles, venant de la compilation de CF88, que ce dernier peut avoir un impact de plusieurs ordres de grandeur sur les abondances en ^{13}C prédites par les simulations. Nous avons donc procédé à une ré-évaluation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ et les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 5.3. Pour étudier l'impact du nouveau taux déterminé dans ce travail, nous l'avons implémenté dans le code de simulation utilisé par Pignatari *et al.* [20].

5.4.1 Paramètres d'entrée des calculs de post-processing

Le modèle pour lequel de l'hydrogène est ingéré dans la couche d'hélium et n'est pas entièrement consommé avant l'explosion est celui considérant un progéniteur de $25 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$ (section 2.1.1.a). Dans ce modèle, pendant la phase d'évolution stellaire, la température maximale atteinte dans la région riche en hélium est de l'ordre de 0.3 GK ⁴. Cela est inférieur à la température à partir de laquelle nous observons que la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ a un impact sur les abondances, à savoir 0.4 GK quand l'onde de choc de la supernova traverse la couche d'hélium (section 2.2.1). Nous avons donc utilisé directement les abondances pré-supernova issues de la référence [23] dans la région d'intérêt de notre étude (coordonnée de masse entre $6.95 M_{\odot}$ et $7.05 M_{\odot}$, voir figure 2.3), où la quantité d'hydrogène restant est d'environ 1.2% .

Les calculs de post-processing ont été réalisés avec le code de post-processing sur une zone PPN de NuGrid [23,26]. Nous avons suivi l'approche de Pignatari *et al.* [20] en utilisant les trajectoires (profils de température et de densité en fonction du temps) issues d'un modèle de $15 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$, qui fournit les conditions d'explosion les plus extrêmes. Au lieu de prendre les trajectoires dans la couche d'hélium venant de la référence [20], nous avons utilisé celles issues d'un modèle récent de CCSN [97]⁵. Alors que dans le modèle issu de la référence [20] l'explosion est produite en utilisant une formule analytique basée sur les modèles de Fryer *et al.* [25], le modèle récent issu de la référence [97] simule l'effondrement et l'explosion avec un code de calculs hydrodynamiques à une dimension, fournissant ainsi une approche plus réaliste pour décrire la génération d'énergie et les profils de température et de densité au passage de l'onde de choc. Seize trajectoires dans la couche d'hélium ont été extraites, chacune étant représentative d'un pic de température au passage de l'onde de choc dans la gamme $0.4 \text{ GK} \lesssim T \lesssim 0.7 \text{ GK}$. Elles sont montrées sur la figure 5.9.

Le réseau de nucléosynthèse est constitué de 5195 espèces, allant de l'H au ^{261}Bi et incluant les isotopes instables par décroissance β avec une demi-vie supérieure à

4. M. Pignatari, communication privée.

5. Samuel Jones et Chris Fryer, communication privée.

10^{-5} s, et de 66953 réactions. Les taux de réaction nucléaires utilisés sont détaillés dans la référence [23].

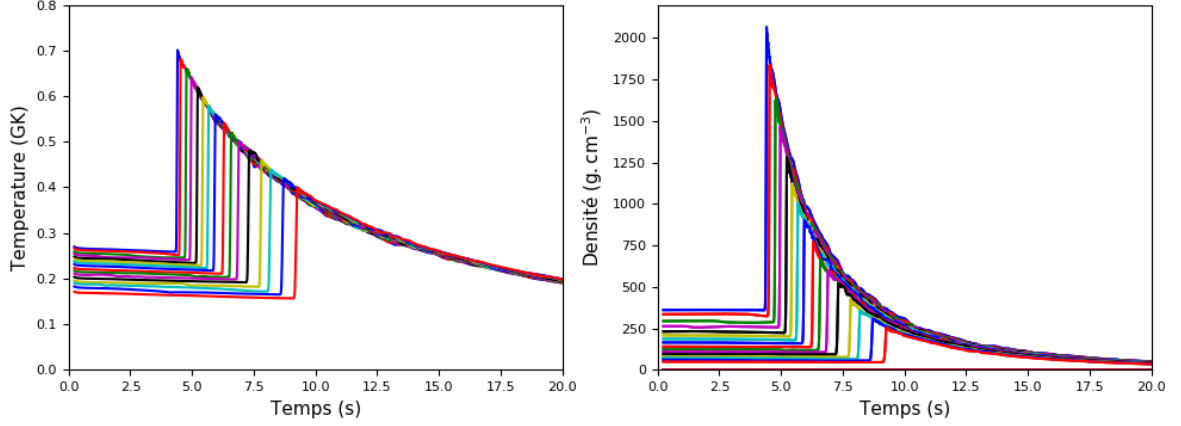


FIGURE 5.9 – Trajectoires dans la couche d’hélium d’un modèle de supernova à effondrement de cœur de $15 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$ [97] utilisées pour effectuer les calculs de post-processing aux coordonnées de masse entre $6.95 M_{\odot}$ et $7.05 M_{\odot}$, où le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ a le plus d’impact sur les abondances finales.

5.4.2 Influence du nouveau taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$

Afin de s’assurer de la validité de notre procédure, nous avons d’abord effectué, pour chacune des seize trajectoires, trois séries de simulations en utilisant le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ venant de CF88 [27], utilisé dans la simulation réalisée par M. Pignatari (section 2.1.2) : une première série utilise le taux donné dans la compilation, une seconde le taux divisé par un facteur 5 et une troisième le taux multiplié par un facteur 5. Nous cherchons ainsi à reproduire le profil des abondances isotopiques de la figure 2.3 entre les coordonnées de masse $6.95 M_{\odot}$ et $7.05 M_{\odot}$.

Les fractions massiques des espèces stables ^1H , ^4He , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N et ^{16}O , ainsi que des isotopes à relativement courte durée de vie ^{22}Na ($T_{1/2} = 2.6018$ ans) et ^{26}Al ($T_{1/2} = 7.17 \times 10^5$ ans) sont présentées sur la figure 5.10 (haut), en fonction du pic de température des trajectoires utilisées. La simulation donnant les abondances une vingtaine de secondes après l’explosion, les contributions des espèces radioactives avec des abondances significatives à la fin des calculs et décroissant vers les espèces stables présentées sont prises en compte : il s’agit dans notre cas de la contribution de ^{13}N qui décroît vers le ^{13}C ($T_{1/2} = 9.965$ min), de ^{14}O qui décroît vers ^{14}N

6. Comparé à l’âge du système solaire de 4.6×10^9 ans.

($T_{1/2} = 70.606$ s) et de ^{15}O qui décroît vers ^{15}N ($T_{1/2} = 122.24$ s). Les courbes fines et épaisses correspondent aux résultats des simulations effectuées avec le taux de CF88 divisé par 5 et multiplié par 5, respectivement.

Nous constatons que les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la figure 2.3, ce qui valide notre procédure. Ceci était attendu étant donné que les calculs sont réalisés avec les mêmes conditions stellaires : mêmes abondances initiales, trajectoires caractérisées par les mêmes pics de température et même réseau de réactions nucléaires. Notons que les deux figures sont comparables malgré le fait que l'une est en fonction de la coordonnée de masse et l'autre du pic de température. En effet, les pics de température ont été identifiés en explorant les conditions à chacune des coordonnées de masse de la simulation correspondant à la figure 2.3. On peut donc directement associer un pic de température à une coordonnée de masse et ainsi utiliser l'un ou l'autre comme abscisse.

Une étude similaire est ensuite réalisée en utilisant les taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ recommandé, bas et haut calculés dans ce travail et donnés dans le tableau 5.3. Les profils des abondances obtenues avec les taux bas (courbes fines) et hauts (courbes épaisses) sont présentés sur la figure 5.10 (bas), pour les mêmes isotopes que précédemment. On observe que le pic de température pour lequel l'impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ sur l'abondance finale du ^{13}C est maximal, $T = 0.54$ GK, est le même que lorsque l'on fait varier le taux de CF88. La variation maximale entre les abondances du ^{13}C est plus faible quand le taux déterminé dans ce travail est utilisé, ce qui était attendu car le facteur d'incertitude obtenu varie entre 2 et 3 dans la gamme d'intérêt (section 5.3.3), ce qui est inférieur au facteur 5 utilisé pour étudier l'impact du taux de CF88. La gamme en température pour laquelle la variation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ a un impact est également réduite. Avec les taux déterminés dans ce travail, l'incertitude sur l'abondance intégrée du ^{13}C (zone bleue sur la figure 5.10 (bas)) est d'un facteur 55 selon que le taux haut ou bas est utilisé. Par rapport au taux recommandé, l'incertitude est d'un facteur 11 plus faible pour le taux haut et d'un facteur 5 plus haut pour le taux bas. Ce nouveau résultat devrait permettre d'améliorer les futures prédictions concernant la production du ^{13}C dans les modèles de CCSN avec ingestion d'hydrogène.

La figure 5.11 illustre l'impact le plus important que peut avoir le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,\text{p})^{16}\text{O}$ calculé dans ce travail sur les facteurs de production ⁷ des isotopes stables, incluant la décroissance des espèces instables, dans la région de masse entre le ^{12}C et le ^{50}V . Ces résultats sont obtenus, comme mentionné précédemment, avec la trajectoire

7. Abondance des isotopes produits par rapport à l'abondance solaire correspondante.

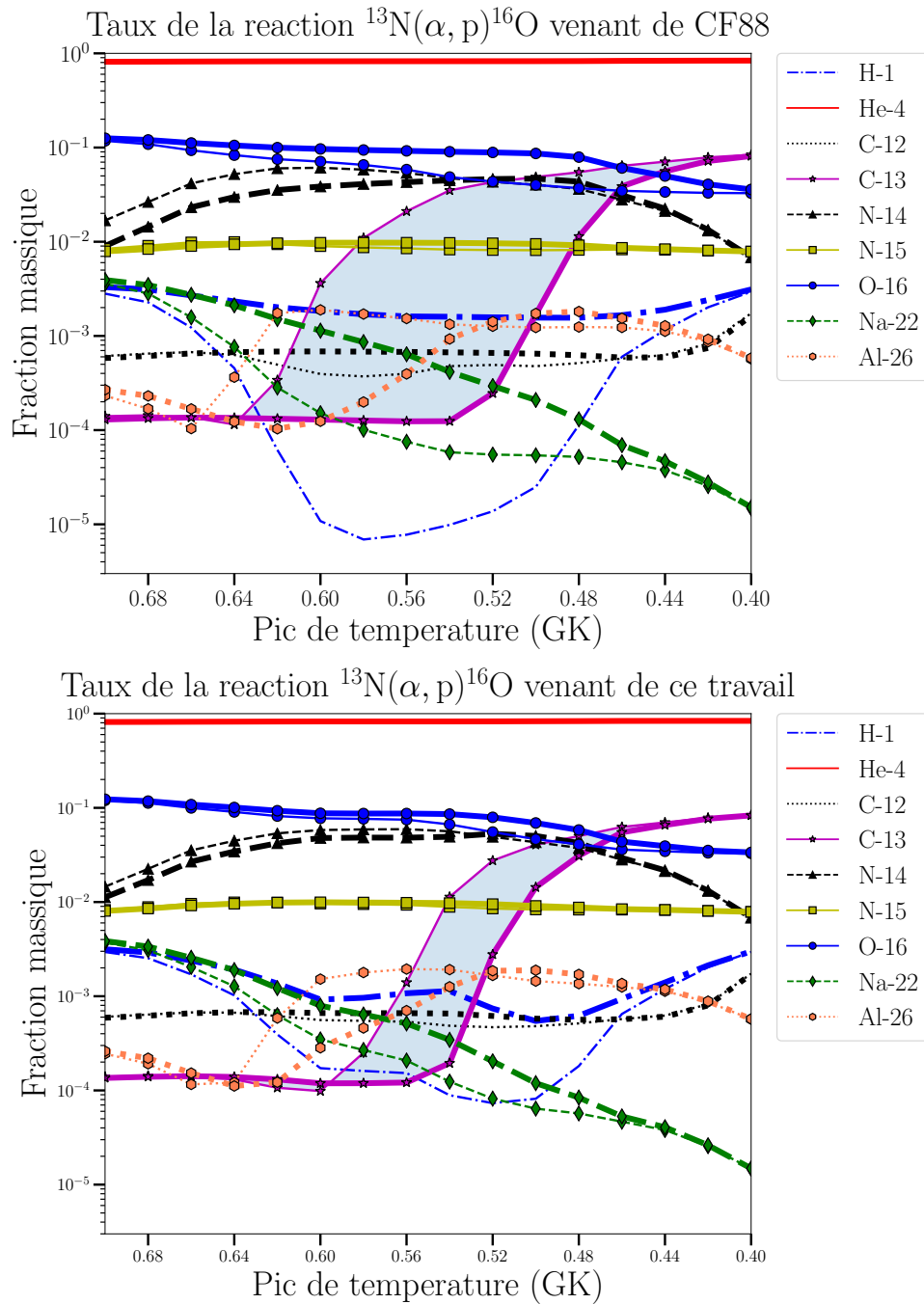


FIGURE 5.10 – Profils des abondances isotopiques dans l'éjecta de la couche d'hélium d'un modèle de supernova à effondrement de cœur de $25 M_{\odot}$ et de métallicité $Z = 0.02$ prenant en compte l'ingestion d'hydrogène dans la couche d'hélium avant l'explosion. Figure du haut : impact de la variation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ issu de CF88, où les courbes fines (épaisses) correspondent au taux divisé par 5 (multiplié par 5). Figure du bas : impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$ calculé dans ce travail, quand les limites basse et haute sont utilisées (courbes fines et épaisses, respectivement). Sur les deux figures, la région pour laquelle les abondances du ^{13}C varient selon le taux utilisé est colorée en bleu.

caractérisée par un pic de température de 0.54 GK. Les isotopes d'un élément donné sont reliés par des lignes. Les résultats obtenus avec la limite basse du taux de réaction sont représentés par des carrés bleus tandis que ceux obtenus avec la limite haute correspondent aux losanges verts. Comme déjà observé, la quantité de ^{13}C produit dépend fortement du taux utilisé. En effet, l'augmentation du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ diminue la quantité d' ^{13}N disponible et donc la production de ^{13}C radiogénique qui provient de la décroissance de ^{13}N . On observe qu'en plus du ^{13}C , les autres espèces affectées par le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ dans la couche d'hélium sont l' ^{17}O et la plupart des isotopes entre le ^{23}Na et le ^{37}Cl . Cela est dû à l'impact qu'a la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ sur la quantité d'alphas et de protons disponibles au cours de l'explosion. Par exemple, l'augmentation de la production de protons accroît le nombre de captures de proton par l' ^{16}O , ce qui produit davantage de ^{17}F par la réaction $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$, ^{17}F qui décroît ensuite vers l' ^{17}O .

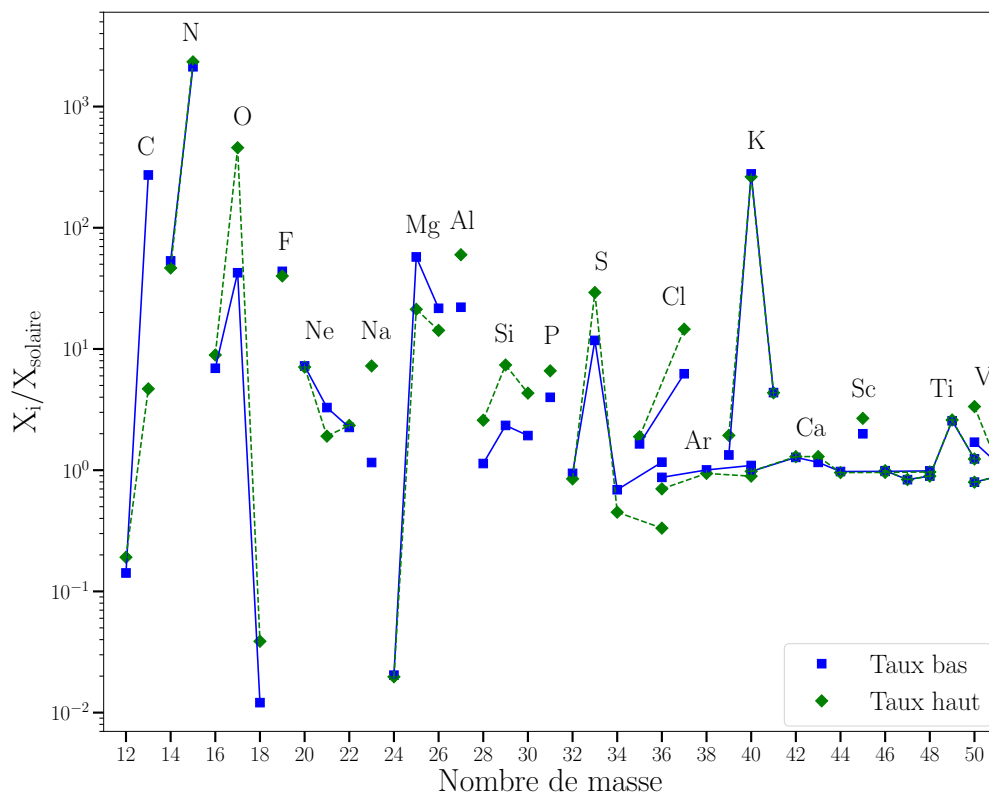


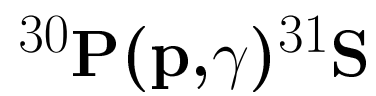
FIGURE 5.11 – Facteurs de production des isotopes stables, incluant la décroissance des espèces instables, dans la région de masse entre le ^{12}C et le ^{50}V , obtenus en utilisant le taux bas de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ calculé dans ce travail (carrés bleus) et le taux haut (losanges verts) avec la trajectoire caractérisée par un pic de température de 0.54 GK. Les isotopes d'un élément donné sont reliés par des lignes.

Pour avoir des prédictions plus robustes sur les abondances finales des isotopes portant la signature de la combustion explosive de l'hydrogène dans la couche d'hélium, qui sont comparées aux mesures dans les grains supposés de novæ, des modèles hydrodynamiques multi-dimensionnels devront être utilisés. Concernant les isotopes des éléments de masses intermédiaires (du ^{23}Na au ^{37}Cl dans le cas présenté), il est difficile de conclure sur le rôle que joue le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ sur leurs abondances finales. En effet, ces éléments sont aussi produits dans les couches plus profondes de l'éjecta des supernovæ. Ainsi, il est très difficile, lors de la comparaison avec les observations, de savoir quelle est la contribution de la production dans la couche d'hélium par rapport à celle dans les autres couches.

Pour calculer le taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ dans la gamme de températures atteintes dans la couche d'hélium pendant la phase explosive de la vie des étoiles massives ($T_9 = 0.4 - 1$), les caractéristiques des états du ^{17}F ayant des énergies d'excitation entre 5.820 et 8.224 MeV sont étudiées. Pour déterminer les largeurs partielles alpha manquantes, nous utilisons les propriétés des états analogues dans le noyau miroir ^{17}O dans le cas où nous pouvons identifier les paires analogues. Dans le cas contraire, une largeur réduite sans dimension moyenne $\langle\theta_\alpha^2\rangle = 0.04$ est utilisée. Une analyse en matrice R utilisant ces résultats montre que les résonances correspondant aux états du ^{17}F à 6.560, 6.778, 7.031 et 7.483 MeV contribuent majoritairement au facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ dans la gamme de température d'intérêt. Les taux de réaction recommandés, bas et haut sont calculés en utilisant la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* afin d'obtenir des incertitudes ayant un sens d'un point de vue statistique. Un facteur d'incertitude entre 2 et 3 est trouvé par rapport au taux recommandé. Il est principalement dû à l'incertitude sur les largeurs partielles alpha des résonances ayant un état analogue connu dans l' ^{17}O , mais aussi aux grandes incertitudes sur les énergies d'excitation et aux spins-parités inconnus. Réduire ces incertitudes est donc une priorité. Dans la gamme de température d'intérêt, le taux recommandé déterminé dans ce travail est similaire à un facteur 2 près aux taux trouvés dans la littérature. La simulation de la nucléosynthèse dans l'éjecta de la couche d'hélium d'un modèle de supernova à effondrement de cœur, prenant en compte l'ingestion d'hydrogène dans cette couche avant l'explosion, montre que l'incertitude sur l'abondance intégrée du ^{13}C est d'un facteur 55 selon que le taux haut ou bas de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ déterminé dans ce travail est utilisé. Même si des modèles hydrodynamiques multi-dimensionnels sont nécessaires pour conclure de manière définitive, nous montrons dans ce travail que la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ a un impact significatif sur les abondances des isotopes portant la signature de la combustion explosive de l'hydrogène, et doit donc être considérée avec attention dans les modèles de CCSN incluant l'ingestion d'hydrogène dans la couche d'hélium.

Deuxième partie

Novæ classiques et la réaction



6

Nucléosynthèse dans les novæ classiques et importance de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$

Table des matières

6.1	Rôle de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur la nucléosynthèse dans les novæ ONe	139
6.1.1	Production des éléments dans la région de masse du Si au Ca dans les novæ ONe	139
6.1.2	Étude de l'impact du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$	142
6.2	État des connaissances sur la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$	149
6.2.1	Mesure directe	149
6.2.2	Méthodes indirectes	149
6.2.3	Informations venant du noyau miroir ^{31}P	155
6.2.4	Calculs de modèle en couches	157
6.2.5	Bilan	157
6.3	Méthode de détermination des rapports de branchement proton	158
6.3.1	Principe de l'expérience réalisée par Wrede <i>et al.</i>	159
6.3.2	Objectifs de la mesure présentée dans ce travail	161

Nous avons traité dans les chapitres précédents le cas des grains pré-solaires de carbure de silicium (SiC) présentant des rapports isotopiques caractéristiques d'une formation dans l'éjecta des novæ mais également dans les supernovæ à effondrement de cœur. Nous avons montré qu'il était possible d'expliquer ces signatures avec des modèles de supernovæ, et qu'ainsi certains grains supposément formés dans les novæ peuvent en réalité être originaires d'un autre site stellaire. Cependant, les incertitudes sur les taux de réactions nucléaires utilisés dans les modèles peuvent avoir une grande influence sur les abondances prédites et rendre difficiles les comparaisons avec les observations pour conclure sur l'origine des grains.

En plus des contraintes sur les rapports $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ et $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$, la signature isotopique principale qui permet de supposer une formation de certains grains SiC dans l'éjecta des novæ est un large excès du rapport $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ et un rapport $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ proche de la valeur solaire. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 1, des modèles hydrodynamiques de novæ classiques ont montré que ces éléments de masses intermédiaires sont formés au cours d'explosions thermonucléaires à la surface des naines blanches les plus massives riches en oxygène et en néon (que nous avons appelé novæ ONe). Concernant la nucléosynthèse dans ce type de novæ, trois réactions nucléaires ont encore un impact significatif sur les abondances prédites à cause des incertitudes importantes sur leur taux : $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$ et $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$. Nous nous intéressons dans cette partie à la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ et à son impact sur la production des éléments de masses intermédiaires, et en particulier le ^{30}Si .

Nous décrivons dans un premier temps l'impact de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur la nucléosynthèse dans les novæ ONe (section 6.1). Nous faisons ensuite un état des connaissances actuelles sur la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (section 6.2). Finalement, nous présentons l'objectif du travail effectué dans cette partie, qui est la détermination des rapports de branchement proton (section 6.3).

6.1 Rôle de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur la nucléosynthèse dans les novæ ONe

6.1.1 Production des éléments dans la région de masse du Si au Ca dans les novæ ONe

José *et al.* (2001) [98] ont effectué une étude détaillée des principaux chemins de nucléosynthèse dans les novæ ONe, impliqués dans la formation de différents isotopes

dans la région de masse du silicium au calcium, notée Si-Ca dans la suite (figure 6.1). Les hautes températures nécessaires ($T \gtrsim 3 \times 10^8 \text{ K}$) pour initier une activité nucléaire notable dans cette région de masse limitent le domaine d'intérêt aux explosions sur les naines blanches ONe les plus massives (proches de la masse de Chandrasekhar¹). Le modèle étudié par José *et al.* (2001) considère ainsi une naine blanche ONe de $1.35 M_\odot$, qui accrète de la matière de type solaire à un taux $\dot{M} = 2 \times 10^{-10} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$, en supposant un degré de mélange de 50% entre la matière accrétée et la partie externe du cœur de la naine blanche. Les calculs ont été réalisés avec le code hydrodynamique à une dimension SHIVA [15] qui suit l'évolution d'une nova depuis l'accrétion jusqu'à l'explosion et l'éjection d'une partie de la matière accrétée.

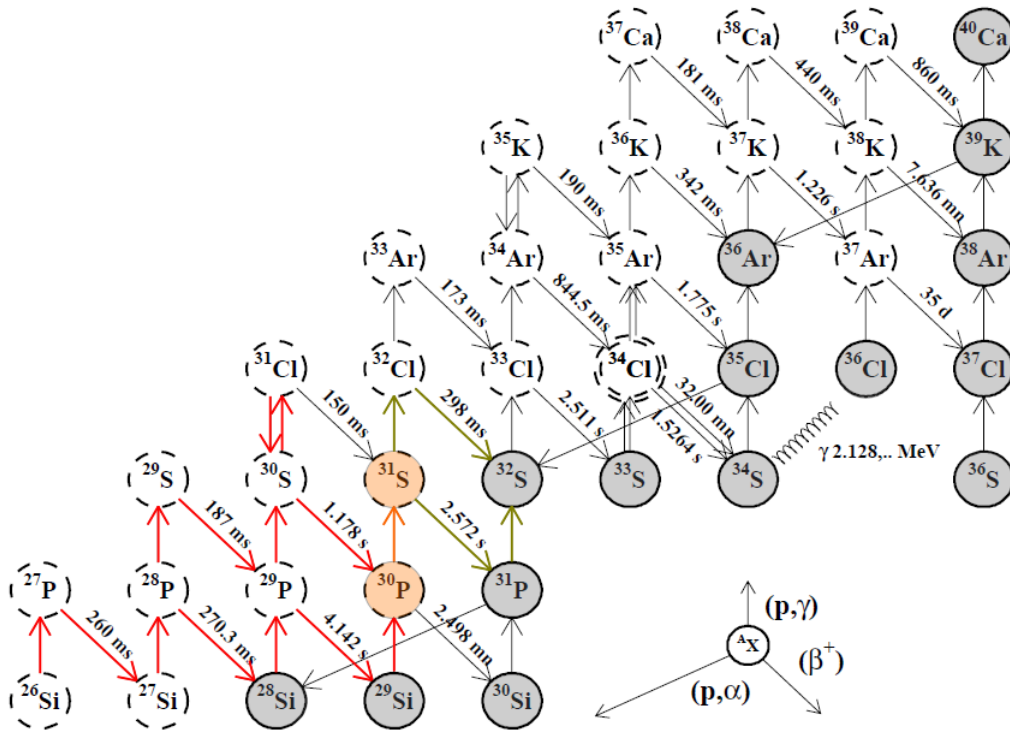


FIGURE 6.1 – Principaux chemins de nucléosynthèse dans la région de masse du silicium au calcium pour un modèle de nova considérant une naine blanche ONe de $1.35 M_\odot$. Les isotopes en gris sont stables. Les chemins soulignés en rouge sont ceux qui mènent à la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (en orange), qui est le point de passage obligatoire pour produire le ^{32}S via les deux séries de réactions soulignées en vert, puis les noyaux plus lourds. *Figure adaptée de [98].*

1. $M_{\text{chan}} \approx 1.4 M_\odot$.

Au tout début de l'explosion, l'activité nucléaire est limitée majoritairement aux cycles CNO, NeNa et MgAl [99]. Quand la température à la base de l'enveloppe atteint $T_b = 8 \times 10^7$ K, le chemin de nucléosynthèse principal menant à la production des isotopes dans la région de masse Si-Ca est dominé par une série de réactions, commençant par la capture de protons sur l' $^{26\text{g}}\text{Al}$ ², $^{26\text{g}}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Si}$, suivie des réactions $^{27}\text{Si}(\beta^+)^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$. La même série de réactions domine à $T_b = 10^8$ K, avec en plus la contribution des chaînes de réactions $^{25}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Si}(\beta^+)^{26\text{m}}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Si}$ et $^{27}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{28}\text{P}(\beta^+)^{28}\text{Si}$.

À $T_b = 2 \times 10^8$ K, la majorité de l'activité nucléaire fait intervenir les isotopes du silicium et du phosphore via des réactions (p,γ) et des décroissances β^+ (chemins en rouge sur la figure 6.1), produisant une augmentation significative des abondances en $^{26-28}\text{Si}$ ³, $^{27-30}\text{P}$ et ^{29}S . Quand T_b atteint 3×10^8 K, les chaînes de réactions dominantes sont $^{28}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{29}\text{P}(\text{p},\gamma)^{30}\text{S}$, $^{27}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{28}\text{P}(\beta^+)^{28}\text{Si}$, $^{25}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{27}\text{P}(\beta^+)^{27}\text{Si}$, $^{26\text{m}}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Si}$ et $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$. La synthèse des isotopes du soufre au calcium est alors contrôlée par la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ (en orange sur la figure 6.1). En effet, le chemin par le ^{29}P ($^{29}\text{P}(\text{p},\gamma)^{30}\text{S}(\text{p},\gamma)^{31}\text{Cl}$) est bloqué par la réaction de photodésintégration inverse $^{31}\text{Cl}(\gamma,\text{p})^{30}\text{S}$ très efficace, rapidement suivie de la décroissance β^+ du ^{30}S vers le ^{30}P . D'autre part, le chemin par le ^{30}Si est fortement inhibé par la lente décroissance β^+ du ^{30}P vers le ^{30}Si ($T_{1/2} = 2.5$ min). La réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ est donc un passage obligatoire pour produire le ^{32}S , via les séries de réactions $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}(\text{p},\gamma)^{32}\text{Cl}(\beta^+)^{32}\text{S}$ et $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}(\beta^+)^{31}\text{P}(\text{p},\gamma)^{32}\text{S}$ (en vert sur la figure 6.1). Le nombre de noyaux impliqués dans les principaux chemins de nucléosynthèse est très important à cette température et la majorité des isotopes du silicium, du phosphore, du soufre et du chlore voient leurs abondances augmenter. Les abondances des isotopes de l'argon et du potassium sont également affectées mais dans une moindre proportion.

Quand la température atteint son maximum, $T_{\text{pic}} = 3.26 \times 10^8$ K, le réseau de nucléosynthèse s'étend jusqu'aux isotopes les plus lourds de la région de masse Si-Ca, augmentant notamment les abondances en $^{34,35,37}\text{Ar}$, $^{37,38}\text{K}$ et ^{39}Ca . Le flux des différentes réactions dans cette région est cependant limité, justifiant le choix de José *et al.* de désigner le ^{40}Ca comme le dernier isotope du réseau.

La libération de l'énergie accumulée par les noyaux instables ^{13}N , $^{14,15}\text{O}$ et ^{17}F , émetteurs de β^+ , provoque ensuite l'expansion de l'enveloppe et une chute de la température. L'évolution des abondances des noyaux dans la région de masse Si-Ca est alors

2. La lettre g désigne l'état fondamental, la lettre m l'état isomérique.

3. La notation $^{26-28}\text{Si}$ est utilisée pour désigner de manière simplifiée les isotopes ^{26}Si , ^{27}Si et ^{28}Si .

entièrement dominée par les décroissances β^+ . L'éjecta du modèle utilisé est finalement composé principalement de $^{28-30}\text{Si}$, de ^{32}S et de ^{31}P . Les espèces présentant les excès les plus importants par rapport aux valeurs solaires sont le ^{31}P et le ^{30}Si (d'un facteur 1100 et 600, respectivement). On retrouve bien l'excès de ^{30}Si utilisé pour caractériser les grains de novæ.

6.1.2 Étude de l'impact du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$

La réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ étant le point de passage obligatoire pour produire les isotopes dans la région de masse Si-Ca, son taux de réaction va jouer un rôle crucial sur les abondances finales de ces derniers. Afin d'étudier l'impact du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur les abondances isotopiques et élémentaires prédites par les modèles, un certain nombre d'études de sensibilité ont été réalisées [98, 100–103].

a/ Impact sur les abondances isotopiques dans la région Si-Ca

José *et al.* (2001) [98] ont fait varier le taux utilisé dans leur modèle par un facteur arbitraire de 100. Notons que les seuls taux disponibles à l'époque de leur étude étaient calculés à partir de modèles statistiques (Hauser-Feshbach) [104, 105], dont l'utilisation est discutable. En effet, pour les faibles températures atteintes dans les novæ, la densité de niveaux du noyau composé ^{31}S dans la région en énergie correspondante est trop faible pour pouvoir utiliser un tel modèle. Les calculs de José *et al.* (2001) montrent qu'augmenter le taux nominal de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ d'un facteur 100 affecte principalement l'abondance en ^{30}Si (diminution d'un facteur ≈ 30) : comme le chemin vers le ^{31}S est favorisé, il y a moins de ^{30}Si formé par la décroissance β^+ du ^{30}P . En réduisant le taux d'un facteur 100, la compétition entre les réactions $^{30}\text{P}(\beta^+)^{30}\text{Si}$ et $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ est favorisée, et la quantité de ^{30}Si prédite est augmentée d'un facteur ≈ 5 . Les abondances des isotopes plus lourds que le silicium sont quant à elles diminuées d'un facteur ≈ 10 . Ces résultats indiquent que les abondances prédites par les modèles pour les isotopes dans la région de masse Si-Ca sont clairement affectées par l'incertitude associée au taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, et en particulier l'abondance du ^{30}Si .

Iliadis *et al.* (2002) [100] ont également évalué l'influence de l'incertitude du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur les résultats obtenus avec des modèles de novæ, et plus précisément sur les variations que cela engendre sur les abondances prédites. Pour cela, ils ont effectué des calculs de post-processing sur une zone, en utilisant des profils de température et de densité dans la zone la plus chaude où un maximum de réactions ont lieu (proche de la surface de la naine blanche), extraits de différentes simulations

hydrodynamiques à une dimension. Les taux de réaction viennent de compilations plus récentes que celles utilisées par José *et al.* (2001) [98]. Le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ est également le résultat d'un calcul basé sur un modèle statistique (Hauser-Feshbach). La figure 6.2 montre l'impact du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur les abondances finales des isotopes dans la région de masse $A = 20-38$, lorsque ce dernier est varié d'un facteur 100 par rapport au taux recommandé donné dans la littérature. En ordonnée est représenté le rapport entre l'abondance finale X_i de l'isotope i (en fraction massique) déterminée pour une variation donnée du taux et l'abondance X_{rec} obtenue avec le taux recommandé. Les diamants correspondent aux rapports calculés lorsque le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ est multiplié par 100 et les triangles quand il est divisé par 100. Les profils de température et de densité utilisés dans le modèle présenté (ONe model JCH2) sont extraits d'une simulation hydrodynamique effectuée par José *et al.* (1999) [99] considérant une naine blanche ONe de $1.25 M_{\odot}$, atteignant un pic de température $T_{pic} = 0.251$ GK. L'effet le plus important est observé pour le ^{30}Si (réduction d'un facteur 67 avec le taux haut et augmentation d'un facteur 3.4 avec le taux bas). Les autres isotopes affectés sont le ^{31}P , les $^{32-34}\text{S}$ et le ^{35}Cl (réduction d'un facteur ≈ 10 quand le taux est diminué). Ces résultats sont en accord avec les calculs effectués par José *et al.* (2001) qui ont été détaillés précédemment, bien que les deux modèles utilisés soient différents.

Une étude plus récente a été réalisée par Parikh *et al.* (2011) [101]. Dans ce travail, des taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ hauts et bas ont été calculés avec la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* [44], en utilisant les informations spectroscopiques du noyau composé ^{31}S déterminées dans leur étude ou dans des travaux précédents. Le rapport obtenu entre les taux hauts et bas varie entre un facteur 2 et 20 dans la gamme de température $T = 0.07 - 0.4$ GK, à cause des incertitudes sur les spins-parités de certains états et des largeurs partielles proton et γ inconnues. De nouvelles simulations de novæ ont été effectuées avec le même code hydrodynamique à une dimension que celui utilisé par José *et al.* (2001) (SHIVA [15]), en supposant également une accrétion de matière de type solaire à un taux $\dot{M} = 2 \times 10^{-10} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ sur une naine blanche ONe de $1.35 M_{\odot}$, avec un degré de mélange de 50 % entre la matière accrétée et la partie externe du cœur de la naine blanche. Les taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ hauts et bas nouvellement calculés ont été utilisés dans les simulations. Il a été trouvé que la variation maximale d'un facteur 20 entre les deux taux limites affecte les abondances prédites des isotopes dans la région de masse Si-Ar d'au maximum un facteur 4 (ce maximum étant pour le ^{30}Si).

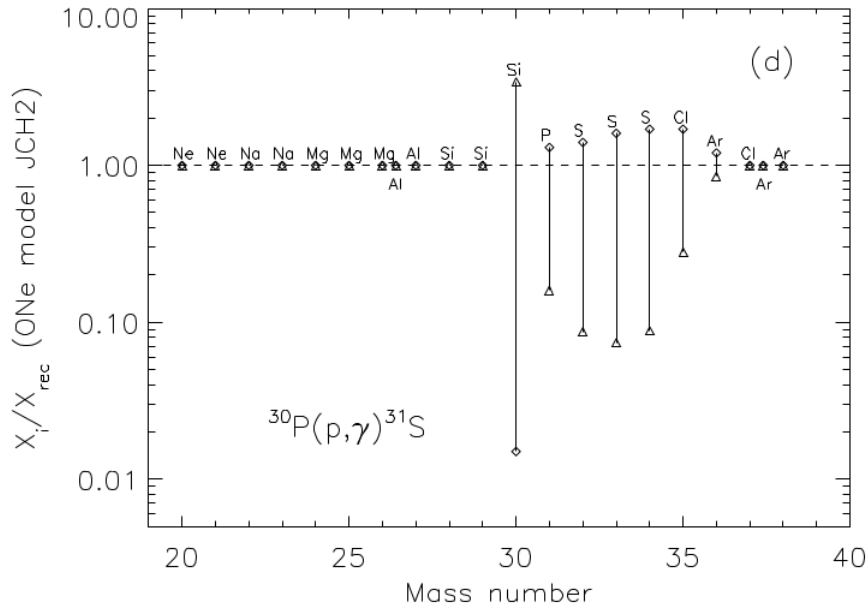


FIGURE 6.2 – Impact de la variation du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sur les abondances finales calculées avec un modèle de nova ONe (voir texte pour plus de détails). Le facteur de variation X_i/X_{rec} est représenté en fonction du nombre de masse de l'isotope i considéré. X_i correspond à l'abondance (en fraction massique) déterminée lorsque le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ utilisé dans le modèle est multiplié par 100 (diamant) ou divisé par 100 (triangle). X_{rec} est l'abondance calculée avec le taux recommandé. *Figure issue de [100].*

Les études de sensibilités réalisées montrent toutes que l'incertitude sur le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ dans la gamme de température d'intérêt des novæ ONe entraîne une variation importante des abondances isotopiques prédites par les modèles dans la région de masse Si-Ar. Le rapport $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$, utilisé pour identifier les novæ comme origine potentielle de certains grains pré-solaires SiC, est le plus affecté.

b/ Impact sur les abondances élémentaires utilisées comme « thermomètres »

Le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ a également une influence sur les abondances utilisées pour contraindre certains paramètres d'entrées des modèles de novæ ONe. En effet, comme déjà mentionné dans la section 1.2.2, des études spectroscopiques permettent de contraindre certains paramètres, comme par exemple la composition chimique de la naine blanche, grâce à une comparaison entre les abondances prédites et observées. Downen *et al.* [102] ont montré que les rapports entre certaines abondances élémentaires observées peuvent être utilisés pour déterminer la gamme de température maximale atteinte pendant l'explosion de la nova étudiée, constituant ainsi des « thermomètres ».

En effet, en comparant un rapport d'abondances mesurées à différents rapports prédits avec des modèles générant des pics de température connus, il est possible d'associer la valeur observée (avec son incertitude) à une gamme de température.

Quatre modèles de novæ ont ainsi été calculés avec le code hydrodynamique à une dimension SHIVA [15], en utilisant les taux de réactions donnés dans la librairie STARLIB [43]. Les différents modèles ont été générés pour quatre masses de naines blanches ONe entre 1.15 et 1.35 M_{\odot} , les pics de température atteints sont compris entre 0.228 et 0.313 GK, respectivement. Le mélange entre la matière accrétée et la partie externe de la naine blanche a été fixé à 50 %. Les abondances isotopiques finales prédites dans l'éjecta ont été sommées pour un élément donné afin d'obtenir les abondances élémentaires (en fractions massiques).

Huit « thermomètres » potentiels ont été identifiés, basés sur la forte dépendance entre le rapport élémentaire prédit et le pic de température du modèle : les rapports N/O, N/Al, O/S, S/Al, O/Na, Na/Al, O/P et P/Al. Les relations obtenues sont représentées sur la figure 6.3 en traits pleins rouges. Les rapports montrés sur la colonne de gauche sont ceux impliquant des éléments qui ont été observés dans l'éjecta des novæ ONe avec des mesures spectroscopiques (N, O, Al et S). Ceux sur la colonne de droite comprennent au moins un élément qui n'a pas encore été observé (Na et P).

Afin d'étudier la sensibilité des rapports élémentaires prédits aux incertitudes sur les taux de réactions utilisés dans les modèles, des calculs de post-processing multi-zones ont été réalisés en utilisant les profils de température et de densité extraits des modèles hydrodynamiques obtenus précédemment. Les courbes en traits pleins noirs sur la figure 6.3 correspondent aux rapports calculés en utilisant les taux recommandés issus de STARLIB. Ils diffèrent au maximum d'un facteur 2 des rapports déterminés avec les simulations hydrodynamiques (courbes rouges), ce qui démontre la fiabilité de l'approximation effectuée avec les calculs de post-processing. Les courbes en pointillés noirs représentent les incertitudes sur les rapports élémentaires prédits en variant individuellement les taux de 214 réactions dans la gamme de leur incertitude. Parmi les quatre rapports impliquant des éléments observés, les rapports N/O et N/Al sont relativement peu sensibles aux variations des taux de réaction (incertitude inférieure à 30 %) et peuvent être utilisés comme « thermomètres ». Les rapports O/S et S/Al sont ceux qui présentent la plus forte dépendance avec la température (environ 3 ordres de grandeur) et qui permettent donc de contraindre avec le plus de précision le pic de température. Cependant, ils possèdent aussi les plus grandes erreurs (facteurs 3 – 6), dues à l'incertitude importante du taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (incertitude d'un

facteur 10 choisie arbitrairement dans cette étude). En effet, comme il a été montré dans la section 6.1.2.a, la variation du taux de cette réaction a un impact notable sur les abondances prédites des isotopes $^{32-34}\text{S}$, et donc sur l'abondance élémentaire du soufre.

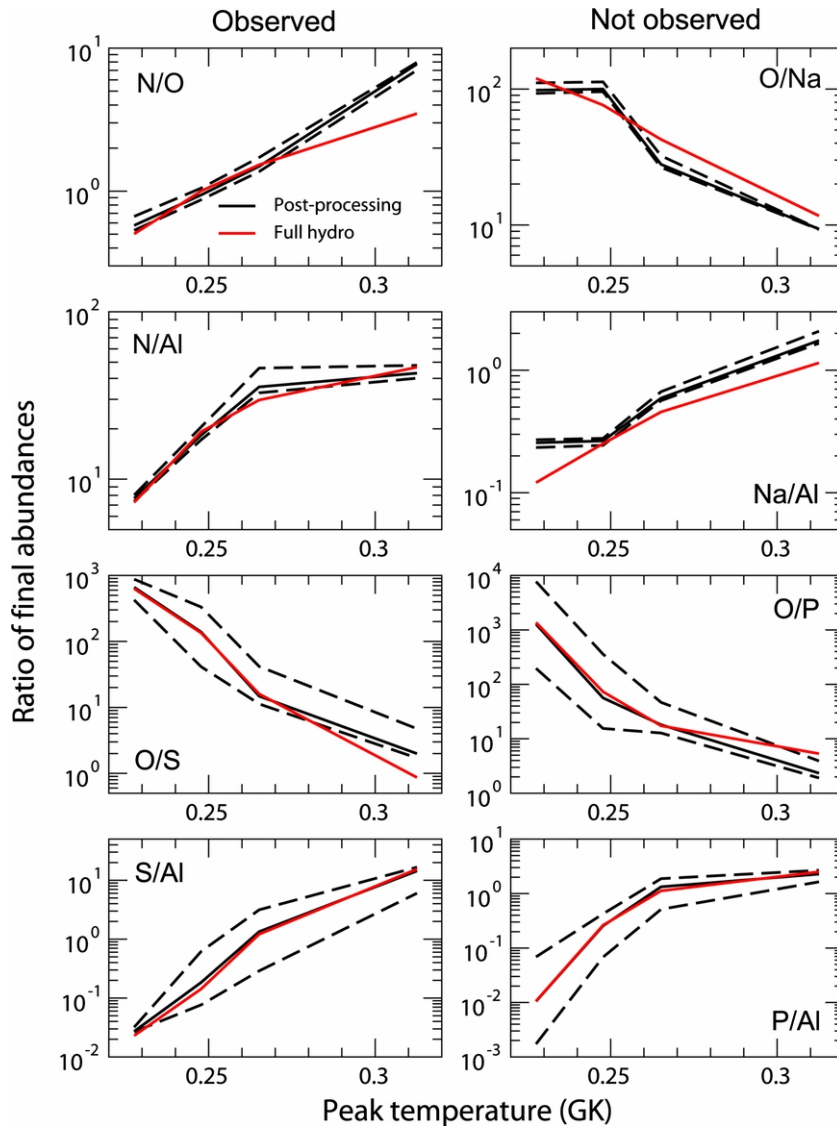


FIGURE 6.3 – Rapports des abondances élémentaires (en fractions massiques) des huit « thermomètres de nova » identifiés, qui présentent une forte dépendance avec le pic de température atteint pendant l'explosion. Les courbes en traits pleins rouges et noirs correspondent aux rapports déterminés à partir de simulations hydrodynamiques et de calculs de post-processing, respectivement. Les lignes pointillées indiquent les incertitudes obtenues en variant indépendamment les taux de réaction importants dans leur gamme d'incertitude. La colonne de gauche montre les rapports impliquant les éléments qui ont été observés dans l'éjecta des novæ ONe (N, O, Al et S). *Figure issue de [102].*

Ce résultat montre que les rapports élémentaires O/S et S/Al pourront devenir de bons « thermomètres » pour les novæ ONe lorsque l'incertitude sur le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ sera réduite de manière significative. Nous pouvons également noter que les rapports O/P et P/Al pourront constituer de bons « thermomètres » lorsque le phosphore aura été observé, étant donné la forte dépendance de ces rapports avec le pic de température (figure 6.3 colonne de droite).

c/ Impact sur les abondances élémentaires utilisées comme « indicateurs de mélange »

Une étude similaire à celle de Downen *et al.* [102] a été réalisée par Kelly *et al.* [103] afin de déterminer si les rapports des abondances élémentaires observées dans l'éjecta des novæ peuvent être utilisés pour contraindre le degré de mélange entre l'enveloppe accrétée et les couches externes de la naine blanche. En effet, les observations des abondances élémentaires dans les novæ ont montré que l'éjecta est composé non seulement de la matière de type solaire qui a subi des transformations nucléaires au cours de l'explosion mais aussi de la matière de la naine blanche. Cela indique qu'un mélange a lieu avant ou pendant l'explosion. Le processus par lequel se fait ce mélange est encore une question ouverte. Dans les modèles hydrodynamiques présentés précédemment [98, 101, 102], un degré de mélange de 50 % a été introduit artificiellement avant l'explosion. Même si cette valeur est communément utilisée, elle ne provient pas d'une contrainte systématique issue des observations spectroscopiques. Kelly *et al.* ont donc étudié différents rapports élémentaires pour déterminer ceux susceptibles de contraindre le degré de mélange. De la même manière qu'un bon « thermomètre » de nova doit présenter une forte dépendance avec le pic de température, un bon « indicateur de mélange » doit fortement dépendre de la fraction de mélange, tout en étant insensible à la masse de la naine blanche (et donc au pic de température).

Plusieurs modèles de novæ ONe ont été générés avec le code hydrodynamique 1D SHIVA, prenant en compte différents degrés de mélange (25 %, 50 % et 75 %, correspondant à la proportion en masse de la matière de la naine blanche qui a été mélangée avec l'enveloppe accrétée avant l'explosion) et différentes masses de naines blanches (entre 1.15 et 1.35 M_{\odot}). Cinq rapports élémentaires, présentant une dépendance de 1 à 2 ordres de grandeur avec le degré de mélange, ont été identifiés : $\sum\text{CNO}/\text{H}$, Ne/H , Mg/H , Al/H et Si/H . Ils sont représentés sur la figure 6.4 (haut). La barre d'erreur associée à chaque point, valant au maximum un facteur 2, correspond à la variation du rapport prédit lorsque le pic de température est modifié (modèles avec la même fraction de mélange et différentes masses de naines blanches).

Comme dans le travail de Downen *et al.* [102], des calculs de post-processing multi-zone ont été effectués afin d'étudier l'influence des incertitudes des taux de réactions utilisés dans les modèles. Les résultats sont présentés sur la figure 6.4 (bas). Les barres d'erreurs représentent maintenant la variation des abondances causée par la modification du pic de température et des taux de réactions. La comparaison avec la figure du haut montre que les incertitudes dues aux taux de réactions sont relativement faibles. Le rapport Si/H est celui qui est le plus affecté, principalement à cause de la grande incertitude sur le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (facteur 10, comme dans la référence [102]). En effet, comme expliqué précédemment, une forte augmentation du taux de cette réaction va diminuer la quantité de ^{30}P et donc le nombre de décroissances β^+ de ce dernier vers le ^{30}Si , et inversement, entraînant ainsi une forte variation de la quantité de Si produit. Notons cependant que les barres d'erreurs ne se recouvrent pas malgré les incertitudes plus importantes, rendant le rapport Si/H utilisable comme « indicateur de mélange ».

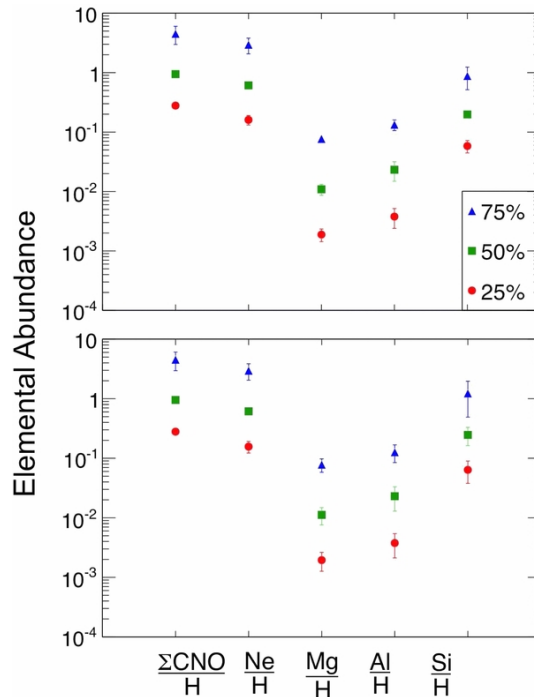


FIGURE 6.4 – Rapports des abondances élémentaires (en fractions massiques) pour les cinq « indicateurs de mélange » identifiés, en fonction des différents degrés de mélange entre les couches externes de la naine blanche et l'enveloppe accrétée utilisés dans les modèles de novæ ONe (chaque couleur et symbole correspond à un degré de mélange). Sur la figure du haut, les barres d'erreurs prennent en compte uniquement les variations des abondances avec le pic de température. Sur la figure de bas elles représentent les variations causées par la modification du pic de température et les incertitudes sur les taux de réactions. *Figure issue de [103].*

6.2 État des connaissances sur la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$

Les différentes études présentées dans la section précédente montrent qu'il est indispensable de réduire l'incertitude associée au taux de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ dans la gamme de température d'intérêt des novæ ONe, située entre 0.1 et 0.4 GK. Le pic de Gamow (Annexe A.4) correspondant aux deux températures extrêmes est localisé à $E_0 = 0.156 \pm 0.042$ MeV pour $T_9 = 0.1$ et $E_0 = 0.394 \pm 0.135$ MeV pour $T_9 = 0.4$. La section efficace doit donc être connue dans la région en énergie $E_{30\text{P}+p} = 0.114 - 0.529$ MeV. Un grand nombre de travaux ont été réalisés au cours des dernières années pour pouvoir calculer un taux de réaction basé sur des données expérimentales et réduire l'incertitude associée. Nous faisons dans cette section un résumé des connaissances actuelles concernant le taux de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ dans la région d'intérêt de notre étude.

6.2.1 Mesure directe

Idéalement, la section efficace de la réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ devrait être mesurée directement à partir de l'interaction entre le ^{30}P et un proton aux énergies situées dans le pic de Gamow. Ces dernières étant bien inférieures à la hauteur de la barrière coulombienne, $V_C = 4.4$ MeV, la section efficace dans cette région est très faible. Étant donné la très courte demi-vie du ^{30}P ($T_{1/2} = 2.5$ min), il n'est pas possible de l'utiliser comme cible. La seule solution est donc de produire un faisceau radioactif de ^{30}P et de l'envoyer sur une cible d'hydrogène. Cependant, des faisceaux de ^{30}P aux énergies d'intérêt n'existent pas à l'heure actuelle. La plus basse énergie atteinte est de l'ordre de 1 MeV par nucléon [106] (au CRIB au Japon) et une intensité d'environ 10^4 pps a été obtenue à cette énergie, alors qu'une intensité d'au moins 10^7 pps est nécessaire aux énergies d'intérêt dans les novæ (< 0.6 MeV par nucléon).

6.2.2 Méthodes indirectes

Comme la mesure directe n'est pour l'instant pas possible, toutes les études expérimentales effectuées se sont basées sur des méthodes indirectes, dont nous avons déjà expliqué le principe général dans la section 2.3.1.

La réaction $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ passe par la formation du noyau composé ^{31}S . Les énergies d'excitation des états dont les propriétés spectroscopiques doivent être connues sont situées au-dessus du seuil d'émission proton⁴, jusqu'à environ 600 keV. Étant donné les faibles températures d'intérêt, on s'attend à ce que la densité de niveaux du noyau composé ^{31}S soit faible et que le taux de réaction soit dominé par la contribution

4. $S_p = 6130.64(24)$ keV [107].

de résonances étroites et isolées, qui s'additionnent de manière incohérente [7] si l'on néglige les interférences :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \frac{1.5399 \times 10^{11}}{(\mu T_9)^{3/2}} \sum_r (\omega\gamma)_r e^{-11.605 E_r / T_9} \quad (6.1)$$

avec μ la masse réduite du système $^{30}\text{P} + p$ (en u), T_9 la température (en GK), r le label pour les différentes résonances, $(\omega\gamma)_r$ les forces de résonance (en MeV) et E_r les énergies de résonance (en MeV). La force de résonance est définie dans le cas de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, pour une résonance r donnée, par :

$$(\omega\gamma)_r = \frac{(2J_r + 1)}{(2J_p + 1)(2J_{^{30}\text{P}} + 1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_{tot}} \quad (6.2)$$

où J_r , J_p et $J_{^{30}\text{P}}$ sont les spins de la résonance dans le ^{31}S , du proton ($= 1/2$) et du ^{30}P dans son état fondamental ($= 1$), respectivement, Γ_p et Γ_γ sont les largeurs partielles proton et γ et $\Gamma_{tot} = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$ est la largeur totale (les autres voies de décroissances sont fermées aux énergies d'excitation d'intérêt).

a/ Propriétés spectroscopiques des états du ^{31}S

Afin de déterminer les propriétés spectroscopiques des états du ^{31}S nécessaires pour calculer le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (énergies de résonance, spins, largeurs partielles, largeurs totales), plusieurs techniques expérimentales ont été utilisées :

- réactions de transfert d'un neutron : $^{32}\text{S}(p,d)^{31}\text{S}$ [108], $^{32}\text{S}(d,t)^{31}\text{S}$ [109, 110] et $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$ [111] ;
- mesures spectroscopiques γ : $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne},n\gamma)^{31}\text{S}$ [112, 113], $^{28}\text{Si}(^4\text{He},n\gamma\gamma)^{31}\text{S}$ [114, 115] ;
- réaction d'échange de charge : $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ [101, 109, 116] ;
- expériences de décroissance β : $^{31}\text{Cl}(\beta\gamma)^{31}\text{S}$ [117–121] ;
- réaction de transfert de proton en cinématique inverse : $^{30}\text{P}(d,n\gamma)^{31}\text{S}$ [122].

La plupart des expériences se sont initialement concentrées sur la détermination des énergies d'excitation et des spins-parités. Les mesures de spectroscopie γ utilisant des réactions de fusion-évaporation [112–115] et les expériences de décroissance β du ^{31}Cl [117–121] ont permis de déterminer les énergies d'excitation avec une grande précision (incertitude souvent inférieure au keV). Elles sont cependant sélectives et ne permettent pas de peupler tous les états dans la région d'intérêt, contrairement aux réactions $^{32}\text{S}(d,t)^{31}\text{S}$ [109, 110] et $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ [101, 109, 116]. La réaction $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne},n\gamma)^{31}\text{S}$ [112, 113] peuple préférentiellement les états de hauts spins tandis que la réaction $^{28}\text{Si}(^4\text{He},n\gamma\gamma)^{31}\text{S}$ [114, 115] est moins sélective et permet de peupler également des

états de bas spins. Les règles de sélection de la décroissance β font quant à elles que les seules transitions permises à partir de l'état fondamental du ^{31}Cl ($J^\pi = 3/2^+$) sont celles qui peuplent les états du ^{31}S de spins-parités $J^\pi = (1/2, 3/2, 5/2)^+$. La sélectivité des réactions étudiées ainsi que les mesures de distributions angulaires réalisées dans ces différentes expériences (γ [112–115], deuton [108], triton [101] et α [111]) ont également permis de contraindre les spins-parités d'un certain nombre d'états du ^{31}S .

Des mesures de rapports de branchement proton Γ_p/Γ_{tot} ont été effectuées par Wrede *et al.* [116] en utilisant la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$ pour peupler les états du ^{31}S et étudier leur décroissance vers le ^{30}P par émission de proton. À cause de la faible statistique de l'émission proton pour les états proches du seuil, les rapports Γ_p/Γ_{tot} n'ont pu être obtenus que pour les états d'énergies d'excitation supérieures à 6.7 MeV, soit au-dessus de la gamme d'intérêt. Les facteurs spectroscopiques protons pour des états dans la région d'intérêt ont récemment été déterminés par Kankainen *et al.* [122] grâce à l'étude de la réaction de transfert de proton $^{30}\text{P}(d,n\gamma)^{31}\text{S}$ en cinématique inverse. Dans cette expérience, les états du ^{31}S ont été identifiés par leurs décroissances γ caractéristiques et les sections efficaces totales intégrées ont été calculées à partir des intensités des raies γ . Les facteurs spectroscopiques proton ont été extraits en comparant les sections efficaces intégrées à des sections efficaces théoriques déterminées en faisant l'hypothèse d'un transfert direct à une étape. Les forces de résonance de quatre états proches du seuil ont été contraintes.

Étant donné la grande variété des expériences qui ont été réalisées, il est probable que tous les états du ^{31}S dans la région d'intérêt aient été peuplés [123, 124]. Cependant, comme nous le détaillerons par la suite, il existe des désaccords entre les expériences, notamment sur le nombre d'états existant dans la région en énergie située entre 6392 et 6405 keV et sur les spins-parités d'un certain nombre d'états. Les informations expérimentales sur les états du ^{31}S dans la région en énergie 5.9 – 7.2 MeV sont résumées dans le tableau 6.1. Les énergies d'excitation viennent des mesures les plus récentes de spectroscopie γ [114, 115] et de décroissance β [119–121]. Pour les états qui n'ont pas été observés avec ces expériences, les énergies sont issues des mesures les plus précises venant des réactions de transfert d'un neutron [110] et d'échange de charge [101, 109, 116]. Les spins-parités proposés par les différents travaux sont indiqués. Notons que récemment, Parikh *et al.* (2016) [125] ont étudié en détail les différentes données dans le but de résoudre les divergences observées entre les expériences. Ils ont notamment proposé des valeurs alternatives de spins-parité en réanalysant les distributions angulaires triton [101] et γ [114, 115] et ont combiné les résultats pour ne garder que les valeurs cohérentes entre elles. Ces données « combinées » sont également présentées dans le tableau 6.1.

TABLEAU 6.1 – Propriétés spectroscopiques des états du ^{31}S issues de mesures expérimentales ou de calculs de modèle en couches. Voir le texte pour plus de détails.

E_{ex} (keV)	J^π	Expérience			Théorie ^a		
		Γ_p/Γ_{tot} ^b	C^2S ^c	$\omega\gamma$ ^c (eV)	J^π	C^2S	$\omega\gamma$ (eV)
5977.2(8) ^d	(9/2 ⁺) ^{d,e}				9/2 ⁺		
6129.3(10) ^{f,g}	(5/2 ⁺) ^f						
	(3/2,7/2) ⁺ ^d						
6138.3(21) ^{d,g}	9/2 ^h		$\leq 0.16(7)$		3/2 ⁺		
	7/2 ⁱ						
	(3/2,7/2) ⁺ ^d						
6129.3(10) ^{f,g}	(5/2 ⁺) ^f		$\leq 0.16(7)$		3/2 ⁺		
	9/2 ^h						
	7/2 ⁱ						
	7/2 ⁺ ^d						
	7/2 ⁽⁻⁾ ^c						
6158.5(5) ^d	5/2 ⁻ ^e		$\leq 0.036(13)$		5/2 ⁻		
	5/2 ^h						
	5/2,7/2 ⁱ						
6255.0(6) ^f	1/2 ⁺ ^{f,h}		≤ 0.19		1/2 ⁺	1.7×10^{-3}	9.5×10^{-12}
6279.0(6) ^f	3/2 ⁺ ^{f,h}		≤ 0.16		3/2 ⁺	2.4×10^{-4}	1.1×10^{-10}
	3/2 ⁻ ^{c,d}						
6327.0(5) ^{d,j}	1/2 ⁺ ^h		0.023(12)	$3.5(19) \times 10^{-7}$	3/2 ⁻	0.29	4.5×10^{-6}
	1/2 ⁱ						
	5/2 ⁻ ^d						
6357.3(2) ^{d,j}	3/2 ⁺ ^h		≤ 0.011	$\leq 1.4 \times 10^{-6}$			
	3/2 ⁺ ,5/2 ⁱ						
	9/2 ⁻ ^{c,d,e}						
6376.9(4) ^d	9/2 ^{h,i}		0.051(17)		9/2 ⁻	0.39	6.9×10^{-7}
6390.2(7) ^f	3/2 ⁺ ^f		≤ 0.22				2.4×10^{-5} ^f
6392.5(2) ^d	5/2 ⁺ ^{c,d,i}		0.007(3)	$4.8(21) \times 10^{-7}$	5/2 ⁺	3.2×10^{-3}	2.1×10^{-7}
	11/2 ⁺ ^{d,e}						
6394.2(2) ^d	11/2 ⁱ		≤ 0.002		11/2 ⁺		
6402(2) ^{k,l}					7/2 ⁺		
	3/2 ⁻ ^d						
6541.9(4) ^d	(7/2,9/2) ^h		$\leq 5.9 \times 10^{-3}$	$\leq 1.7 \times 10^{-4}$	3/2 ⁻	0.029	5.8×10^{-3}
	7/2 ⁱ						
	(5/2,7/2) ⁻ ^d						
6583.1(20) ^d	7/2 ^{h,i}		≤ 0.007		5/2 ⁻		

TABLEAU 6.1 – (suite)

E_{ex} (keV)	J^π	Expérience			Théorie		
		Γ_p/Γ_{tot} ^b	C ² S ^c	$\omega\gamma$ ^c (eV)	J^π	C ² S	$\omega\gamma$ (eV)
6636.1(7) ^d	9/2 ⁻ ^{d,e} 9/2 ^{h,i}				9/2 ⁻		
6720(1) ^k	5/2 ^h		0.25 ^{+0.07} _{-0.2}		5/2 ⁺	0.081	0.072
6749(2) ^k	3/2 ⁺ ^h		0.57 ^{+0.07} _{-0.32}		3/2 ⁺	4.5 × 10 ⁻³	0.2
6833.4(3) ^e	11/2 ⁻ ^e 11/2 ^h				11/2 ⁻		
6836(2) ^{b,l,m}	(1/2 ⁺ - 9/2 ⁻) ^b		0.48 ^{+0.07} _{-0.34}				
6869(2) ^k	11/2 ^h		0.37 ^{+0.09} _{-0.13}				
6935(2) ^k	(1/2,3/2- 5/2) ⁺ ⁿ		1.25 ^{+0.4} _{-1.03}				
6958(2) ^h	1/2 ⁺ ^o		0.46 ^{+0.11} _{-0.4}		1/2 ⁺		
6971(2) ^k	1/2 ⁺ ^o		< 0.38		1/2 ⁺		
7033.5(13) ^h	(1/2,3/2- 5/2) ⁺ ⁿ		1.05 ^{+0.05} _{-0.05}				
7038(4) ^{b,l,p}	5/2 ⁺ ^b						
7050.0(8) ^f	1/2 ⁺ ^f		0.36 ^{+0.15} _{-0.33}				
7149.8(9) ^f	5/2 ⁺ ^f		1.04 ^{+0.11} _{-0.63}				
7196(2) ^b	≥ 1/2 ⁺ ^b		0.67 ^{+0.08} _{-0.12}				

^a Issu de Brown *et al.* [124], sauf indication contraire.

^b Issu de Wrede *et al.* (2009) [116].

^c Issu de Kankainen *et al.* [122].

^d Issu de Doherty *et al.* [114,115].

^e Issu de Jenkins *et al.* [112,113].

^f Issu de Bennett *et al.* [119–121].

^g Écart d'au maximum 10 keV entre les valeurs données dans la littérature dans cette région en énergie (6129.3(10) dans les références [119–121], 6138.3(21) keV dans les références [114,115], 6134(2) dans [109,116] et 6136(1) dans [101]).

^h Issu de Parikh *et al.* (2011) [101].

ⁱ Données « combinées » issues de Parikh *et al.* (2016) [125] (voir texte).

^j État non peuplé par Bennett *et al.* [119–121] : $J^\pi = 3/2^-$ pour $E_{ex} = 6327$ et $J^\pi = 5/2^-$ pour $E_{ex} = 6357$ davantage en accord avec cette non observation (voir texte).

^k Issu de Irvine *et al.* [110].

^l État dont l'existence est discutée.

^m Listé par Wrede *et al.* (2009) [116] comme un doublet avec l'état à 6833 keV.

ⁿ Issu de Kankainen *et al.* (2006) [117].

^o Issu de Vernotte *et al.* (1999) [111].

^p Listé par Wrede *et al.* (2009) [116] comme un doublet avec l'état à 7033.5 keV.

b/ Principales divergences entre les expériences

Les valeurs des énergies d'excitations sont en majorité cohérentes entre les expériences, à part pour l'état à 6129.3(10) keV pour lequel un écart de 10 keV est observé entre les mesures. Parikh *et al.* (2016) [125] ont également noté un décalage d'environ 4 keV dans la région en énergie 6200 – 6300 keV entre les données obtenues avec la réaction $^{31}\text{Cl}(\beta\gamma)^{31}\text{S}$ [118–121] et celles venant de la réaction $^{28}\text{Si}(^4\text{He},n\gamma\gamma)^{31}\text{S}$ [114, 115].

L'une des principales divergences entre les expériences est l'existence de deux ou trois états dans la région en énergie 6392 – 6405 keV. En effet, trois expériences différentes [101, 109, 110, 116] ont mis en évidence l'existence d'un état à 6402(2) keV en plus de l'état déjà connu à 6394.2(2) keV. Cet état à 6402(2) keV n'est pas observé dans les expériences de spectroscopie γ [112–115]. La plus récente de ces expériences [114, 115] a cependant observé, en plus de l'état à 6394.2(2) keV, un état à 6392.5(2) keV. L'incompatibilité entre les différentes énergies semble indiquer la présence de trois états, mais des arguments se basant sur les associations d'états analogues dans les noyaux miroir $^{31}\text{S} - ^{31}\text{P}$ mettent en doute cette possibilité.

La deuxième ambiguïté majeure porte sur les spins-parités. On peut constater dans le tableau 6.1 que sur les 14 états dans la région en énergie d'intérêt 6.1 – 6.7 MeV, 7 présentent des divergences selon les expériences utilisées pour contraindre les spins-parités. Comme mentionné précédemment, Parikh *et al.* (2016) [125] ont réanalysé les distributions angulaires triton [101] et γ [114, 115] afin de proposer d'autres spins-parités possibles, en se focalisant sur les données expérimentales et sans prendre en compte les interprétations basées sur les états analogues dans les noyaux miroirs $^{31}\text{S} - ^{31}\text{P}$. Ils ont été capables de converger vers une valeur commune pour le spin des états à 6129.3, 6327.0 et 6541.9 keV. Notons que les travaux de Bennett *et al.* [119–121] ont été publiés après cette ré-évaluation. Ces derniers n'ont pas observé les états à 6327.0 et 6357.3 keV, reportés par Parikh *et al.* (2011) [101] avec des spins-parités $J^\pi = 1/2^+$ et $J^\pi = 3/2^+$, respectivement. La réaction étudiée par Bennett *et al.* peuplant sélectivement les états du ^{31}S de $J^\pi = (1/2, 3/2, 5/2)^+$, ils suggèrent que les attributions $J^\pi = 3/2^-$ et $J^\pi = 5/2^-$ données par Doherty *et al.* [115] pour ces états sont vraisemblablement plus justes. Notons finalement que les attributions des spins-parités sont souvent établies par comparaison entre la structure des niveaux du ^{31}S et celle du noyau miroir ^{31}P . Cependant, des divergences entre les paires $^{31}\text{S} - ^{31}\text{P}$ existent également entre les différents travaux, comme nous le verrons par la suite.

c/ Informations manquantes

La majorité des états d'intérêt du ^{31}S ont été peuplés expérimentalement et leurs énergies d'excitation sont connues avec précision. Il existe cependant encore des désaccords entre les différents travaux concernant le nombre d'états exact dans la région d'intérêt et les attributions des spins-parités. Les forces de résonance (ou les largeurs partielles) sont manquantes dans la plupart des cas.

Pour déterminer un taux de réaction basé sur les données expérimentales disponibles, il est donc nécessaire de faire des hypothèses concernant les paramètres incertains ou inconnus. Comme nous l'avons déjà vu dans la section 2.3.3, il est possible de déterminer certaines informations spectroscopiques (comme le spin-parité, le facteur spectroscopique ou les largeurs réduites) en se basant sur les propriétés de l'état analogue dans le noyau miroir. Il est également possible d'utiliser les résultats issus de calculs de modèle en couches et/ou d'approximations pour estimer les largeurs partielles inconnues. Par exemple, la largeur partielle proton Γ_p peut être estimée avec [7] :

$$\Gamma_p = C^2 S \Gamma_{s,p} \quad (6.3)$$

où $C^2 S$ est le facteur spectroscopique proton et $\Gamma_{s,p}$ est la largeur partielle proton à une particule. Le facteur spectroscopique peut être calculé avec un modèle en couches (s'il ne peut pas être déterminé expérimentalement via une réaction de transfert de proton) et la largeur partielle à une particule avec un modèle optique.

6.2.3 Informations venant du noyau miroir ^{31}P

Les paires d'états analogues entre les noyaux miroirs sont établies en se basant sur l'égalité des spins-parités et la comparaison entre les modes de décroissance γ . On remarque notamment que les paires d'états analogues à basses énergies d'excitation ($E_{ex}(^{31}\text{S}) \leq 4583$ keV et $E_{ex}(^{31}\text{P}) \leq 4634$ keV) sont bien identifiées [114, 115]. Dans la région en énergie d'intérêt, comme les spins-parités sont incertains dans un grand nombre de cas pour le ^{31}S et que le nombre d'états est débattu, les correspondances avec les états du ^{31}P sont plus difficiles à établir. De plus, il n'est pas sûr que les schémas de niveaux des deux noyaux soient complets, ce qui complique également les associations.

En particulier, nous avons vu qu'il y a des désaccords sur le nombre d'états du ^{31}S dans la région en énergie 6392 – 6405 keV. Doherty *et al.* [114, 115] ont établi leur schéma de correspondance $^{31}\text{S} - ^{31}\text{P}$ en se basant sur l'existence de deux états tandis que Irvine *et al.* [110] ont proposé un schéma alternatif prenant en compte

la présence possible d'un troisième état à 6402 keV. Il est ainsi mis en évidence que différents scénarios sont tout à fait envisageables et que les structures des deux noyaux miroirs nécessitent d'être étudiées en détail pour lever les ambiguïtés. Le schéma de correspondance $^{31}\text{S} - ^{31}\text{P}$ proposé par Irvine *et al.* est montré à titre d'exemple sur la figure 6.5. Notons qu'un nouvel état à 6390.2 keV a récemment été observé par Bennett *et al.* [119–121] et n'est par conséquent pas présent sur le schéma.

Les informations spectroscopiques manquantes dans le ^{31}S issues des propriétés des états analogues dans le ^{31}P , utilisées pour calculer le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, sont essentiellement les spins-parités et les largeurs partielles γ dans le cas où les durées de vie sont connues.

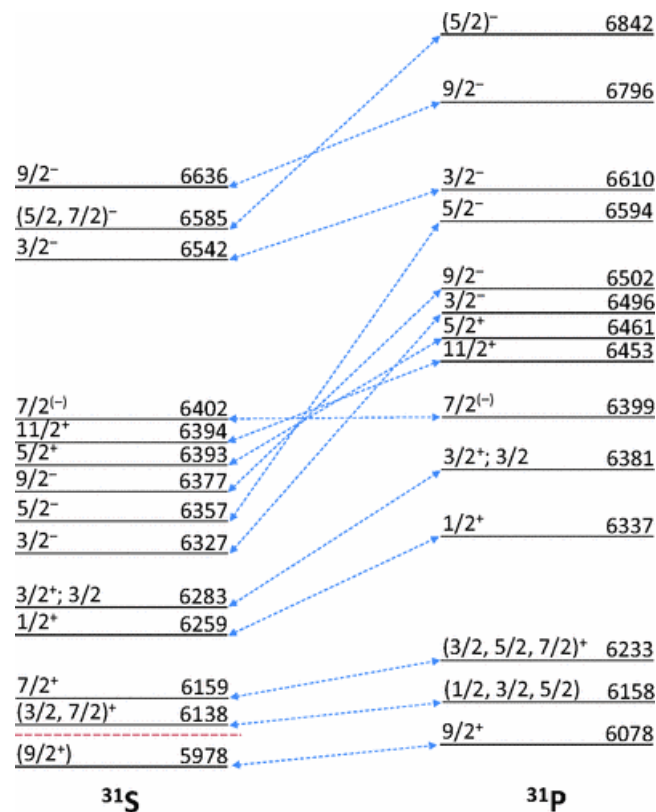


FIGURE 6.5 – Schéma de niveaux du ^{31}S dans la région en énergie d'intérêt astrophysique (jusqu'à 500 keV au-dessus du seuil proton, représenté par la ligne en pointillés rouges) et propositions de correspondances avec les états du noyau miroir ^{31}P effectuées par Irvine *et al.* [110]. Les énergies d'excitation et les spins-parités des états du ^{31}S sont issus de Doherty *et al.* [114, 115], sauf ceux de l'état à 6402 keV [110]. Les paramètres des états du ^{31}P viennent de la référence [126]. *Figure issue de [110].*

6.2.4 Calculs de modèle en couches

Des calculs de modèle en couches peuvent être utilisés pour décrire les schémas de niveaux des noyaux et prédire leurs propriétés nucléaires comme les énergies d'excitation, les spins-parités, les facteurs spectroscopiques ou les transitions électromagnétiques. Ainsi, s'il est possible d'identifier les états du ^{31}S peuplés expérimentalement avec ceux prédits par le modèle, il devient alors possible d'attribuer des spins et parités et aussi de calculer les facteurs spectroscopiques et déduire les largeurs proton.

Jusque récemment, des calculs de modèle en couches étaient disponibles pour le ^{31}S dans la région en énergie d'intérêt uniquement pour les états de parités positives, et de très bons accords étaient observés entre les calculs et les états de parités positives observés expérimentalement [114, 115]. La description des états de parités négatives complique les calculs par la nécessité d'étendre l'espace de valence sd à l'espace complet $p - sd - pf$. Cependant, de nouveaux modèles ont été développés afin de décrire les états de parités positives et négatives [124, 127] et des associations entre les états prédits et observés expérimentalement ont été proposées. Elles nécessitent cependant d'être confirmées au vu des nombreuses incertitudes sur les données expérimentales. Les spins-parités suggérés [124, 127] sont reportés dans le tableau 6.1. Brown *et al.* [124] fournissent également les facteurs spectroscopiques et les forces de résonances pour les états qui, d'après leurs calculs, contribuent majoritairement au taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$. Ces données sont aussi présentées dans le tableau 6.1. Notons que les facteurs spectroscopiques déterminés expérimentalement par Kankainen *et al.* [122] sont typiquement d'un ordre de grandeur plus bas que ceux prédits par les calculs de modèle en couches pour les états de parités négatives. Cela montre l'importance d'avoir des données expérimentales pour déterminer les largeurs partielles et les forces de résonance.

6.2.5 Bilan

Des taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ dans la gamme de température d'intérêt pour les novæ ONe ($T = 0.1 - 0.4$ GK) ont été calculés [101, 108, 109, 112–116, 122] en combinant les données expérimentales disponibles, les informations venant du noyau miroir et les résultats de modèles théoriques. Les valeurs obtenues dépendent fortement du nombre d'états pris en compte dans les calculs et des hypothèses effectuées, notamment sur les spins-parités et les valeurs des largeurs partielles.

Parikh *et al.* (2011) [101] ont calculé des taux de réaction hauts et bas avec la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* [44] pour prendre en compte

les largeurs partielles inconnues et les incertitudes sur les énergies de résonance. Ils ont également tenu compte des incertitudes sur les spins-parités en faisant les calculs avec les valeurs des J^π qui minimisent les contributions des résonances ou au contraire qui les maximisent. Le rapport entre les taux hauts et bas obtenus (figure 6.6) varie d'un facteur entre environ 10 et 20 dans la gamme de température $T = 0.1 - 0.4$ GK, montrant ainsi la grande influence des paramètres inconnus ou incertains. Le taux calculé par Doherty *et al.* [114, 115] est similaire au taux haut de Parikh *et al.* (2011) dans la gamme $T = 0.14 - 0.3$ GK. Cela vient essentiellement des choix différents de spins-parités pour les états à 6327.0 et 6357.3 keV (tableau 6.1). Le taux estimé par Jenkins *et al.* [112, 113] est plus bas car à l'époque de ce calcul les résonances de bas spins n'avaient pas été identifiées.

Sur la figure 6.6, les taux estimés par les différents travaux sont représentés par rapport au taux calculé avec un modèle statistique Hauser-Feshbach [105], utilisé dans les modèles stellaires. On constate un bon accord dans la région $T = 0.2 - 0.4$ GK entre le taux de Doherty *et al.* et le taux Hauser-Feshbach. Pour les températures inférieures, le taux de Doherty *et al.* est plus haut. L'enveloppe englobant les taux hauts et bas de Parikh *et al.* (2011) est quant à elle plus basse, au maximum d'un ordre de grandeur. Il est ainsi difficile de conclure sur la validité de l'utilisation du modèle Hauser-Feshbach dans les modèles de novæ pour la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$. C'est cependant ce taux qui est pour l'instant utilisé à cause des trop grandes incertitudes sur les paramètres expérimentaux et des largeurs partielles manquantes.

6.3 Méthode de détermination des rapports de branchement proton

Nous venons de voir que les incertitudes sur les spins-parités et les largeurs partielles manquantes peuvent faire varier le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ de plus d'un ordre de grandeur dans la gamme de température des novæ ONe. Il est donc indispensable de réduire ces incertitudes et de déterminer expérimentalement les paramètres manquants. Wrede *et al.* (2009) [116] ont montré (section 6.3.1) qu'il était possible de déterminer le rapport de branchement proton Γ_p/Γ_{tot} intervenant dans le calcul de la force de résonance (équation (6.2)). Cependant, ils n'ont pu obtenir des valeurs que pour les états du ^{31}S d'énergies d'excitation supérieures à 6.7 MeV, soit au-dessus de la gamme d'intérêt astrophysique. Le but de ce travail est de réaliser une nouvelle mesure de

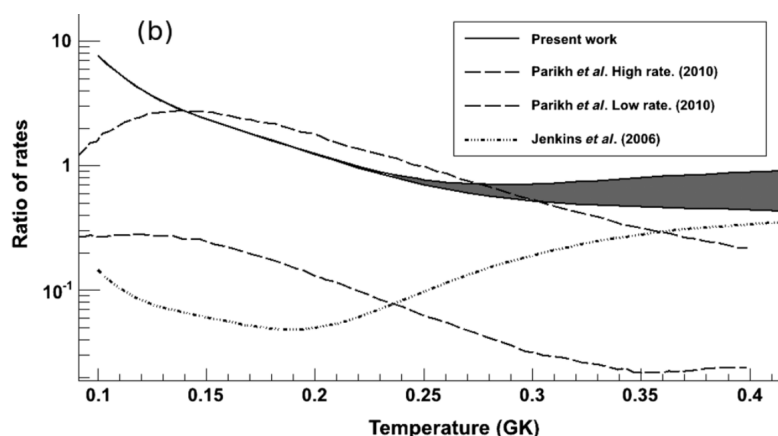


FIGURE 6.6 – Rapport entre les taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ estimés par différents travaux (Doherty *et al.* [114, 115] « present work », Parikh *et al.* [101] et Jenkins *et al.* [112, 113]) et le taux calculé avec un modèle statistique [105]. La zone grise indique la variation du taux selon le spin-parité choisi pour l'état à 6583 keV ($J^\pi = 5/2^-$ ou $7/2^-$). Figure issue de [114].

rappports de branchement proton pour étendre les données aux états de plus basses énergies d'excitation et réduire les incertitudes associées aux données actuelles fournies par Wrede *et al.* (2009).

6.3.1 Principe de l'expérience réalisée par Wrede *et al.*

Le rapport de branchement proton pour un état excité donné du ^{31}S correspond au rapport entre le nombre de protons émis par la décroissance de ce dernier et le nombre de noyaux de $^{31}\text{S}^*$ formés dans cet état excité. Pour peupler les états du ^{31}S , Wrede *et al.* ont utilisé la réaction d'échange de charge $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$, très peu sélective à basse énergie. L'expérience a été réalisée au Wright Nuclear Structure Laboratory de l'Université de Yale. Un faisceau d' ^3He de 20 MeV a été envoyé sur une cible de ^{31}P de $152 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'épaisseur sur un support de ^{nat}C de $20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ d'épaisseur. Les particules légères émises aux angles avant ont été analysées en impulsion avec un spectromètre magnétique Enge split-pole et détectées et identifiées au plan focal avec une chambre à dérive sensible à la position et un scintillateur plastique. Le spectromètre a été placé à un angle de 1.5° dans le laboratoire. Les protons de décroissance correspondant à un état du $^{31}\text{S}^*$ formé au cours de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}^*(p)^{30}\text{P}$ ont été détectés avec un ensemble de détecteurs silicium semi-conducteurs simple face à pistes (nommé YLSA pour « Yale Lamp Shade Array ») couvrant la gamme angulaire $130^\circ \lesssim \theta_{lab} \lesssim 165^\circ$. Le principe de l'expérience est résumé sur le schéma de la figure 6.7.

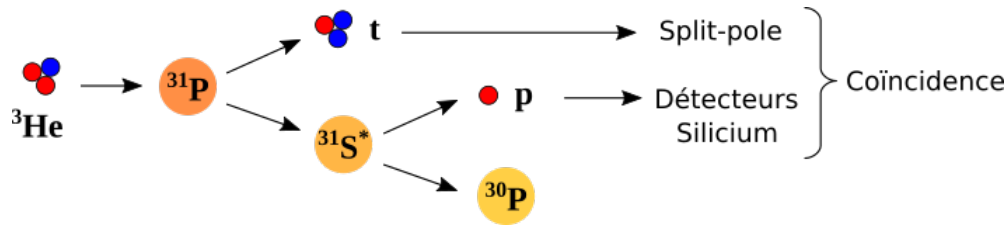


FIGURE 6.7 – Schéma illustrant le principe de la mesure de la réaction en coïncidence $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}^*(p)^{30}\text{P}$ utilisée pour déterminer les rapports de branchement proton des états excités du ^{31}S au-dessus du seuil proton.

La méthode générale de détermination du rapport de branchement proton est la suivante. Les pics du spectre en position des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ et associés aux états excités du ^{31}S (courbe noire sur la figure 6.8 issue de la mesure de Wrede *et al.*), sont ajustés afin d’extraire le nombre de noyaux de ^{31}S produits dans chacun des états excités peuplé (N_{single}). Le spectre des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l’état fondamental du ^{30}P (courbe rouge) permet quant à lui de déterminer le nombre de protons de décroissance. Cependant, ce nombre varie en fonction de l’angle d’émission dans le centre de masse θ_{cm} . En effet, comme nous le verrons plus tard, selon le spin de l’état du $^{31}\text{S}^*$ qui décroît, la distribution angulaire du proton émis peut être isotrope ou décrite par une combinaison linéaire de polynômes de Legendre paires. Il est donc nécessaire d’extraire les spectres en coïncidence pour différents angles de détection des protons afin de prendre en compte cette distribution dans le calcul du rapport de branchement puisque la couverture angulaire du YLSA ne couvre pas les 4π sr d’angle solide. Dans l’expérience de Wrede *et al.*, les spectres ont été obtenus pour quatre gammes angulaires entre $135^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 170^\circ$. L’ajustement des pics de chacun des spectres permet d’extraire le nombre de protons de décroissance issu d’un état du $^{31}\text{S}^*$ émis dans la gamme angulaire considérée ($N_{coinc,\theta_{cm}}$). Pour un état donné, la distribution du rapport $N_{coinc,\theta_{cm}}/N_{single}$ en fonction de θ_{cm} , après prise en compte de l’efficacité géométrique des détecteurs silicium, a alors une forme caractéristique liée au spin de l’état étudié. L’ajustement de la corrélation angulaire permet non seulement d’accéder au rapport de branchement proton mais renseigne également sur le spin de l’état du $^{31}\text{S}^*$ qui a déchu.

Wrede *et al.* ont ainsi déterminé des rapports de branchement proton vers l’état fondamental du ^{30}P pour les états du ^{31}S d’énergies d’excitation entre 6.7 et 8.4 MeV. Ils ont également fourni des valeurs de rapport de branchement ou des limites supérieures pour les décroissances proton vers les deux premiers états excités du ^{30}P ($E^*(^{30}\text{P}) = 0.677$ et 0.709 MeV, non résolus) pour les états du ^{31}S d’énergies d’excitation

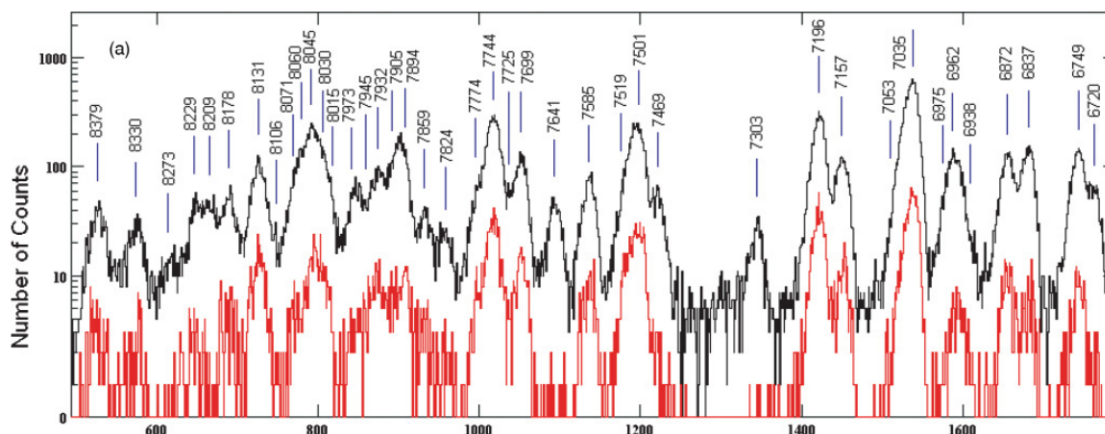


FIGURE 6.8 – Spectres en position (en canal) des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ (courbe noire) et des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{31}P (courbe rouge) obtenus par Wrede *et al.* Les énergies d'excitation des états du ^{31}S correspondant aux pics peuplés sont indiquées. *Figure issue de [116].*

tation supérieures à 7.4 MeV. Les incertitudes associées aux rapports de branchement déduits sont importantes et peuvent atteindre 80 % dans un grand nombre de cas. Elles sont dues à la faible statistique des événements émis en coïncidence et à la gamme angulaire limitée de la détection des protons qui rend la description des distributions angulaires ambiguë, comme nous le montrerons après. Des contraintes sur les spins-parités ont également été proposées dans certains cas en se basant sur les distributions angulaires obtenues.

6.3.2 Objectifs de la mesure présentée dans ce travail

Comme nous le décrirons plus en détail dans le chapitre suivant, nous avons réalisé une nouvelle mesure de la réaction en coïncidence $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}^*(p)^{30}\text{P}$ à l'installation ALTO. L'énergie du faisceau d' ^3He a été choisie à 25 MeV. En effet, des mesures de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ effectuées à cette énergie [101, 116] ont montré que les sections efficaces différentielles des états peuplés du $^{31}\text{S}^*$ sont plus importantes d'un facteur 4 comparé aux cas des mesures effectuées à 20 MeV. De la même manière que Wrede *et al.* [116], un spectromètre magnétique Enge split-pole a été utilisé pour analyser en impulsion les tritons correspondant aux états peuplés du ^{31}S . Il a été placé à un angle de 10° dans le laboratoire. La détection des protons de décroissance du ^{31}S , émis en coïncidence avec les tritons, a été effectuée avec un ensemble de détecteurs silicium semi-conducteurs double face à pistes couvrant la gamme angulaire $103^\circ \lesssim \theta_{lab} \lesssim 170^\circ$.

Le dispositif expérimental adopté présente plusieurs avantages. L'utilisation de détecteurs silicium double face (au lieu de simple face comme Wrede *et al.*) permet premièrement de réduire le bruit de fond grâce à la possibilité de ne sélectionner que les événements physiques qui donnent lieu à un même dépôt d'énergie mesuré sur les deux faces. Le deuxième avantage est de pouvoir définir plus précisément la position d'interaction des protons dans les détecteurs grâce à une mesure des coordonnées x et y . Cela permet de mieux déterminer l'angle d'émission des protons et ainsi d'effectuer une meilleure correction de la dépendance angulaire de la décroissance.

Pour leur mesure, Wrede *et al.* ont placé le spectromètre à 1.5° dans le laboratoire, entraînant une couverture angulaire des détecteurs silicium dans le centre de masse très proche de celle dans le laboratoire, et toujours sur une gamme réduite ($130^\circ \lesssim \theta_{lab} \lesssim 165^\circ$ équivalent à $135^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 170^\circ$). Dans notre cas, nous avons choisi de détecter les tritons à $\theta_{lab} = 10^\circ$, ce qui correspond à des noyaux du $^{31}\text{S}^*$ émis à θ_{lab} autour de 21° et permet ainsi d'élargir la couverture angulaire des détecteurs silicium dans le centre de masse entre $87^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 170^\circ$. L'avantage d'une plus grande couverture angulaire vers 90° est de pouvoir contraindre plus précisément la forme des distributions angulaires et donc la détermination du spin-parité et du rapport de branchement. Sur la figure 6.9 sont présentées les corrélations angulaires des alphas issus de la décroissance de l'état à 6864 keV du ^{19}Ne peuplé par la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He},t)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$. Cette réaction a été étudiée avec le dispositif expérimental de Yale [128] utilisé par Wrede *et al.*, et avec le dispositif d'Orsay (ALTO) [57] identique à celui utilisé dans ce travail. On observe bien que les données d'Orsay (points rouges) couvrent une gamme beaucoup plus étendue ($75^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 175^\circ$) que les données de Yale (points bleus, $130^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 167^\circ$). Nous notons également que les données d'Orsay sont plus basses que celles de Yale. Ce problème sera discuté dans la chapitre 8. Dans le cas présenté, le spin-parité de l'état est connu ($J^\pi = 7/2^-$). L'ajustement des données (courbe noire) est donc contraint avec une combinaison de polynômes de Legendre déterminée par le spin. On comprend cependant que dans le cas où le spin-parité aurait été inconnu, les données de Yale n'auraient pas été suffisantes pour contraindre la forme caractéristique de la distribution pour $\theta < 130^\circ$. Le spin-parité, venant de la forme de la distribution, et le rapport de branchement, calculé en intégrant la courbe sur tout l'angle solide, auraient ainsi été beaucoup moins bien contraints. Avec notre dispositif, nous avons ainsi comme objectif de mieux contraindre la forme des distributions angulaires proton pour réduire les incertitudes associées à un ajustement ambigu.

Enfin, dans le but de déterminer des rapports de branchement proton pour des états du ^{31}S d'énergies d'excitation inférieures à 6.7 MeV, nous avons diminué le seuil de détection en énergie des protons associé aux détecteurs silicium. De précédentes expériences utilisant le même dispositif [57] ont montré qu'un seuil de 400 keV pouvait être atteint.

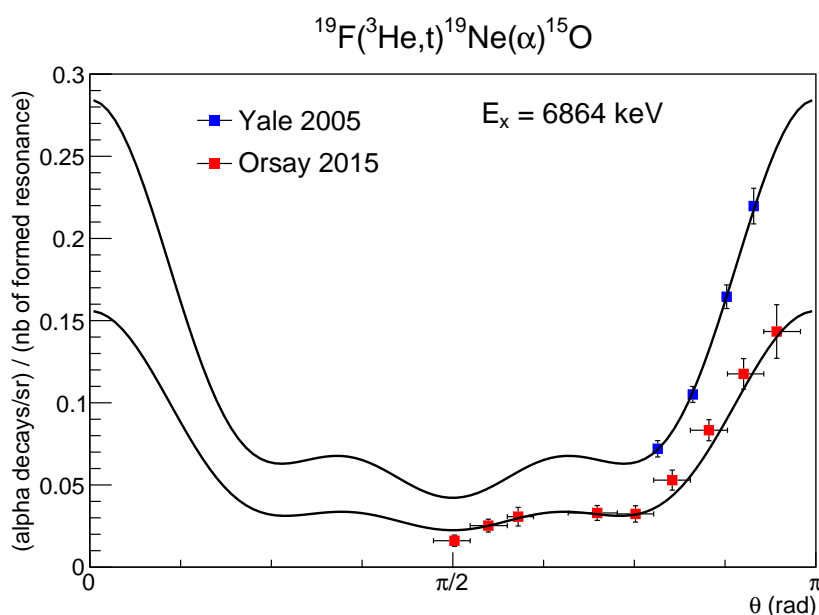


FIGURE 6.9 – Comparaison des corrélations angulaires des alphas provenant de la décroissance de l'état à 6864 keV du ^{19}Ne peuplé par la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He},t)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$, dans le cas où le dispositif expérimental utilisé est celui de Yale (points bleus) ou d'Orsay (points rouges). Les données de Yale sont issues de la référence [128] et celles d'Orsay de la référence [57]. *J.E. Riley, communication privée.*

Dans les novæ ONe, la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ est le point de passage obligatoire pour produire les isotopes dans la région de masse Si-Ca. L'incertitude du taux de cette réaction dans la gamme de température d'intérêt ($T_9 = 0.1 - 0.4$) peut entraîner une variation des abondances prédites par les modèles dans la région de masse Si-Ca de plus d'un ordre de grandeur, en particulier pour le ^{30}Si . Or, le rapport isotopique $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ est utilisé pour identifier les novæ ONe comme potentielle origine de certains grains SiC. L'incertitude sur le taux de la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ a également un impact sur les rapports élémentaires utilisés comme « thermomètres » pour contraindre le pic de température atteint pendant l'explosion et comme « indicateurs de mélange » (dans une moindre mesure) pour estimer le degré de mélange entre l'enveloppe accrétée et les couches externes de la naine blanche. Il est donc indispensable de réduire l'incertitude associée à ce taux. Une mesure directe de la section efficace ne pouvant à l'heure actuelle pas être réalisée, de nombreux travaux se sont concentrés sur l'étude des propriétés du noyau composé ^{31}S . La majorité des états dans la région d'intérêt ont été observés expérimentalement, mais il existe des désaccords sur l'existence de certains états et sur un grand nombre de spins-parités attribués par les différents travaux. De plus, les largeurs partielles (ou les forces de résonance) sont manquantes dans la plupart des cas. Le but de ce travail est de réaliser une mesure de rapports de branchement proton Γ_p/Γ_{tot} , intervenant dans le calcul de la force de résonance, afin d'étendre les données actuelles aux états de plus basses énergies d'excitation et de réduire les incertitudes. Nous allons pour cela utiliser la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ pour peupler les états du ^{31}S et étudier leur décroissance vers le ^{30}P . L'étude de cette réaction est détaillée dans le chapitre suivant.

7

Mesure en coïncidence de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$

Table des matières

7.1	Dispositif expérimental	167
7.1.1	Production du faisceau	167
7.1.2	Cible de ^{31}P	168
7.1.3	Spectromètre split-pole et détection au plan focal	173
7.1.4	Détecteurs silicium semi-conducteurs (W1)	173
7.1.5	Traitement des données	176
7.2	Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$	181
7.2.1	Étalonnage du détecteur « position »	181
7.2.2	Correction du champ magnétique	184
7.2.3	Spectre en rigidité magnétique des tritons	186
7.3	Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$	196
7.3.1	Étalonnage en énergie des détecteurs W1	197
7.3.2	Sélection des événements dans les W1	203
7.3.3	Sélection des coïncidences t-p	207
7.3.4	Spectre en rigidité magnétique des événements en coïncidence	211

Dans le but de déterminer les rapports de branchement proton des états excités du ^{31}S , nous avons utilisé la réaction d'échange de charge $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$ pour peupler indirectement les états excités d'intérêt qui décroissent vers le ^{30}P en émettant un proton. La mesure a été réalisée à l'installation ALTO. Un faisceau d' $^3\text{He}^{2+}$ de 25 MeV a été envoyé sur une cible de ^{31}P et les tritons ont été analysés en impulsion avec le spectromètre split-pole placé à $\theta_{lab} = 10^\circ$. Les protons issus de la décroissance des états excités du $^{31}\text{S}^*$ associés aux tritons ont été détectés avec des détecteurs silicium semi-conducteurs placés à l'arrière dans la chambre à réaction. Pour s'assurer que les particules détectées sont bien un triton et un proton issus de la même réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$, un certain nombre de précautions doivent être prises, à la fois au niveau de la méthode de détection et de l'analyse des données.

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord le dispositif expérimental utilisé (section 7.1). Nous détaillons ensuite l'analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$, qui donne accès au nombre de noyaux de ^{31}S formés (section 7.2). Nous présentons finalement l'analyse des données de la réaction en coïncidence $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$, qui permet de déterminer le nombre de protons issus de la décroissance du ^{31}S (section 7.3). L'ensemble des analyses présentées a été réalisé en utilisant le code NPTool (Nuclear Physics Tool) développé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay [129].

7.1 Dispositif expérimental

7.1.1 Production du faisceau

Comme expliqué dans la section 3.1.1, la production d'un faisceau accéléré d' ^3He nécessite de produire en premier lieu des ions chargés négativement. Pour cela, une source Duoplasmatron est utilisée [130, 131], dont le principe général est le suivant. La source est séparée en deux régions par une électrode intermédiaire de forme conique positionnée entre la cathode et l'anode (figure 7.1). L' ^3He gazeux sous faible pression est envoyé dans la première région où il est soumis à un bombardement d'électrons produits par la cathode (filament en tantale ou tungstène), ce qui provoque son ionisation. Le plasma d'ions positifs produits est confiné géométriquement par l'électrode intermédiaire dans la première région et par un champ magnétique axial dans la deuxième région, ce qui permet d'obtenir un plasma de haute densité. L'anode est percée d'un trou évasé sur la face externe pour permettre l'extraction des ions et l'expansion du plasma. Le champ électrique produit entre l'anode et l'électrode d'extraction accélère les ions vers un canal d'échange de charge dans lequel est envoyé de l'hydrogène ou des vapeurs de lithium. Au cours de collisions atomiques, les ions positifs capturent des électrons et deviennent chargés négativement.

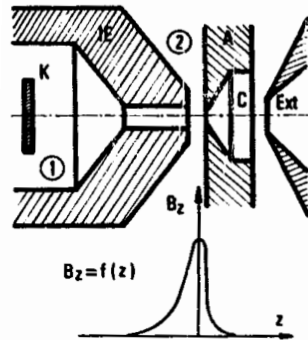


FIGURE 7.1 – Schéma illustrant le principe d'une source Duoplasmatron. (1) Région de la cathode. (2) Région de l'anode. K - Cathode. IE - Électrode intermédiaire. A - Anode. C - Ouverture évasée de l'anode. Ext - Électrode d'extraction. $B_z = f(z)$ - Profil axial du champ magnétique. Image issue de [130].

Le faisceau d'ions $^3\text{He}^-$ produit est ensuite pré-accélééré vers l'accélérateur tandem (section 3.1.1). Dans cette expérience, des ions totalement épluchés d' $^3\text{He}^{2+}$ ont été accélérés à une énergie finale de 25 MeV avec une tension au terminal $V_{terminal} = 8.27$ MeV. L'intensité du courant a été maintenue en moyenne à 100 nAe. Le faisceau a ensuite été transporté jusqu'à la cible de ^{31}P située dans la chambre à réaction (section 3.1.2).

7.1.2 Cible de ^{31}P

a/ Méthode de préparation

Les cibles de ^{31}P ont été préparées par évaporation sous vide de phosphore élémentaire pur, dont l'utilisation présente l'avantage de minimiser la contamination de la cible par d'autres éléments qui seraient présents dans un composé chimique. Notons par ailleurs que le ^{31}P est le seul isotope stable du phosphore. Cependant, cette méthode représente un défi à cause des propriétés chimiques de cet élément. En effet, le phosphore se présente sous différentes formes allotropiques¹. En dessous de 800°C, la vapeur de phosphore existe sous forme tétraédrique P_4 , quelque soit l'allotrope utilisé pour la produire. Si elle se condense, du phosphore blanc est formé, particulièrement toxique et inflammable spontanément au contact de l'air. À partir d'environ 1000°C, le phosphore se dissocie en molécules P_2 et se condense en phosphore rouge. Cet allotrope est quant à lui non toxique et il est inflammable à l'air à partir de températures voisines de 250°C. Sous des pressions autour de 10^{-4} - 10^{-6} Torr, typiquement utilisées pour l'évaporation, le phosphore s'évapore à environ 300°C. Il est donc nécessaire d'utiliser

1. L'allotropie désigne la propriété de certains corps d'exister sous différentes formes cristallines ou moléculaires.

un deuxième étage de chauffage pour élever la température de la vapeur au-delà de 1000°C et ainsi obtenir du phosphore rouge par condensation, beaucoup plus stable.

Un premier dispositif expérimental a été proposé par Hooton *et al.* [132] et est schématisé sur la figure 7.2. Le phosphore rouge sous forme de poudre est déposé dans un creuset en tantale, qui est chauffé à environ 300°C une fois le système sous vide. Au-dessus du creuset se trouve le support sur lequel le phosphore va se condenser (feuille de carbone, d'or, etc.), qui est protégé de l'évaporation directe par une lame de verre. Un filament en tungstène, chauffé au rouge, est placé au-dessus de ce support et constitue le deuxième étage de chauffage de la vapeur nécessaire à la condensation du phosphore rouge. Cette méthode, présentant un rendement limité et donnant des cibles peu uniformes, a ensuite été améliorée [133, 134]. Avec la deuxième technique (figure 7.3), le creuset en graphite est relié par un tube en pyrex à un cône creux en graphite, appelé four, d'ouverture au sommet de quelques millimètres de diamètre. Toujours sous vide, le phosphore est évaporé dans le creuset à environ 300°C, puis la vapeur traverse le four chauffé à environ 1000°C. Cette dernière se condense alors sous forme de phosphore rouge sur le support placé sur une grille perforée située au-dessus de l'ouverture conique. Dans tous les cas, un grand nombre de précautions doivent être prises à cause des vapeurs toxiques et plusieurs évaporations peuvent être nécessaires pour obtenir les épaisseurs désirées.

b/ Caractéristiques de la cible utilisée

Pour notre expérience, des cibles de ^{31}P sur un support de ^{nat}C ont été préparées avec la deuxième méthode [133, 134] aux services de cibles de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), en France, et du Maier-Leibnitz-Laboratorium (MLL) de Garching, en Allemagne.

Des mesures de diffusions élastiques (^3He , ^3He) ont été réalisées afin de vérifier la composition des cibles. Elles ont été effectuées à une énergie incidente de 25 MeV et les ^3He diffusés ont été analysés en impulsion avec le spectromètre magnétique split-pole (section 3.1.3) placé à un angle de 20° dans le laboratoire, et détectés et identifiés avec le système de détection au plan focal (section 3.1.4). Une première estimation de la quantité de ^{31}P dans les cibles fabriquées (voir plus loin pour la méthode) a montré qu'il y avait beaucoup moins de ^{31}P qu'attendu. Nous avons donc également analysé la composition d'une ancienne cible disponible à Orsay, préparée par Vernotte *et al.* dans les années 1980 avec la première méthode [132], au cas où cette dernière contiendrait davantage de ^{31}P , ce qui est nécessaire pour notre étude. Notons qu'aucune indication sur l'épaisseur du ^{31}P et du support de ^{nat}C n'a été trouvée concernant cette cible.

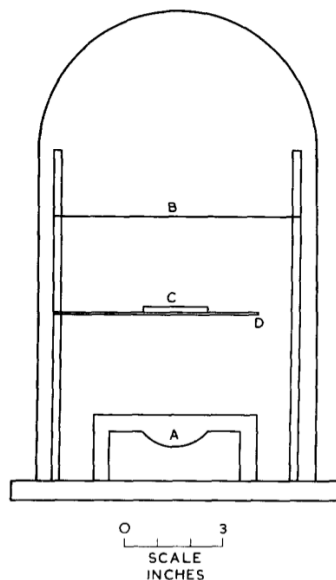


FIGURE 7.2 – Schéma du système d'évaporation utilisé par Hooton *et al.* [132]. A - Creuset contenant le phosphore. B - Filament chauffé au rouge. C - Support (feuille de C ou Au). D - Lame de verre.

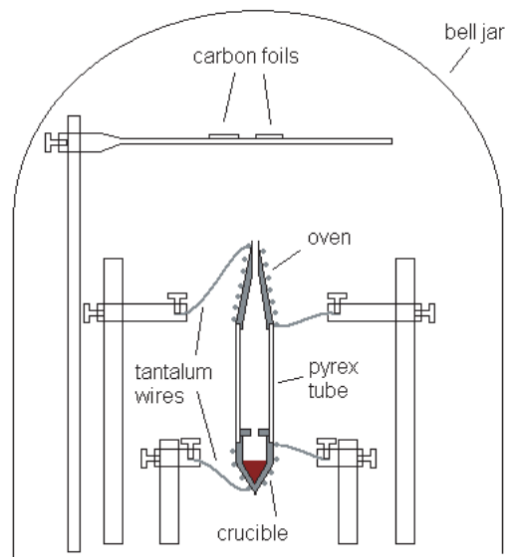


FIGURE 7.3 – Schéma du système d'évaporation utilisé par Wrede *et al.* [134], adapté de [133].

La figure 7.4 montre les pics de diffusions élastiques sur les différents isotopes contenus dans les cibles étudiées. Pour pouvoir comparer directement les spectres, le nombre de coups détectés est normalisé par rapport à la charge totale accumulée correspondante. On observe comme attendu la présence de ^{31}P et de ^{12}C . On remarque également des pics de diffusions élastiques sur l' ^{16}O et sur un contaminant plus lourd pour la nouvelle cible d'Orsay et celle de Vernotte, qui sont clairement séparés des pics d'intérêt. Nous n'avons pas réussi à identifier le contaminant lourd, il provient certainement du matériel utilisé à Orsay pour effectuer l'évaporation, la poudre de phosphore étant la même pour la nouvelle cible d'Orsay et celle de Garching. On constate que les nouvelles cibles fabriquées à Orsay et Garching ont des quantités similaires de ^{31}P et de ^{12}C . Elles contiennent cependant environ six fois moins de ^{31}P que la cible de Vernotte.

L'épaisseur du ^{31}P peut être déterminée avec la relation :

$$e = \frac{A N_{pic}(\theta_{lab})}{N_A N_{inc}(\theta_{lab}) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}(\theta_{c.m.}) \Delta\Omega_{lab}} J(\theta_{lab}) \quad (7.1)$$

avec A le nombre de masse du phosphore, N_{pic} le nombre de coups dans le pic de diffusion élastique $^{31}\text{P}(^3\text{He},^3\text{He})^{31}\text{P}$, N_A le nombre d'Avogadro, N_{inc} le nombre de particules incidentes, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}$ la section efficace différentielle dans le centre de masse, $\Delta\Omega_{lab}$ l'angle

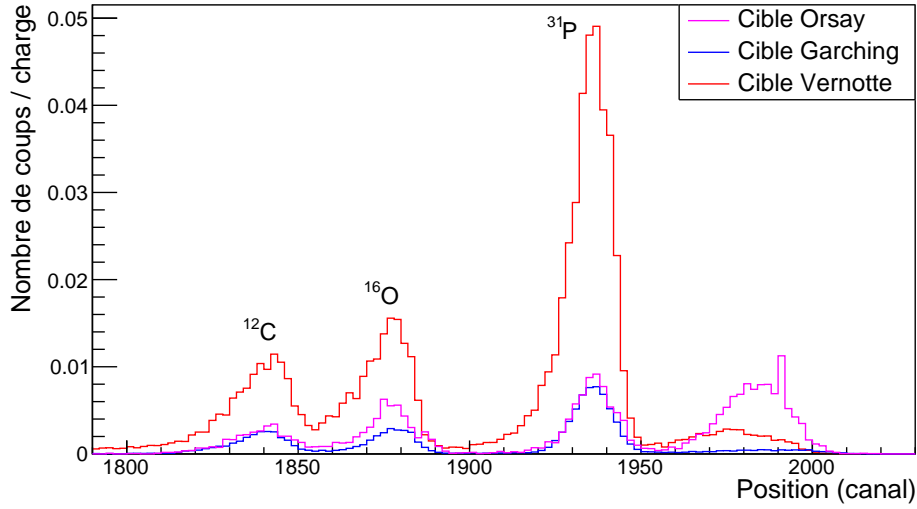


FIGURE 7.4 – Spectres en position des ^3He diffusés élastiquement sur les différentes cibles testées et détectés à un angle de 20° dans le laboratoire. Les pics de diffusion élastique sur le ^{12}C , l' ^{16}O et le ^{31}P sont clairement séparés. Le nombre de coups détectés pour chacun des trois spectres présenté est normalisé par rapport à la charge totale accumulée associée afin de comparer la composition relative des différentes cibles.

solide dans le laboratoire et $J(\theta_{lab})$ le jacobien de transformation laboratoire vers le centre de masse. La distribution angulaire de la diffusion élastique de l' ^3He à 25 MeV sur le ^{31}P a été mesurée par Kalifa *et al.* [135]. Les sections efficaces différentielles dans le centre de masse, normalisées par rapport à la section efficace de diffusion élastique de Rutherford, notées $d\sigma/d\sigma_{Ruth}$, y sont présentées en fonction de l'angle dans le centre de masse ($10^\circ \lesssim \theta_{c.m.} \lesssim 96^\circ$). La section efficace différentielle dans le centre de masse est alors donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \frac{d\sigma}{d\sigma_{Ruth}} \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}^{Ruth} \quad (7.2)$$

À l'angle de détection de notre expérience $\theta_{lab}^{vrai} = 21^\circ$ (prenant en compte l'ouverture asymétrique des fentes du spectromètre), correspondant à $\theta_{c.m.} = 23^\circ$, la section efficace différentielle normalisée vaut $d\sigma/d\sigma_{Ruth} = 0.28 \pm 0.02$ et la section efficace de diffusion élastique de Rutherford est égale à 1413 mb/sr. On a alors $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = 396 \pm 28$ mb/sr.

Les épaisseurs de ^{31}P calculées pour chacune des cibles avec l'équation (7.1) sont données dans le tableau 7.1. L'incertitude prend en compte l'erreur sur le nombre de coups dans le pic de diffusion élastique N_{pic} (entre 1.5 % et 5 %), sur la section efficace différentielle $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}$ (≈ 7 %) et sur l'ouverture angulaire $\Delta\Omega_{lab}$ (≈ 10 %). La cible de

Vernotte étant celle contenant le plus de ^{31}P ($76 \pm 9.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), c'est finalement cette dernière qui a été utilisée pour l'expérience.

Notons que l'épaisseur de ^{31}P de la cible de Vernotte déterminée avec les données de la diffusion élastique est confirmée avec celles issues de la voie de réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},d)^{32}\text{S}$ que nous avons mesurée à $\theta_{lab} = 10^\circ$ (section 7.2.1.a). En effet, les sections efficaces différentielles de cette réaction sont également fournies dans Kalifa *et al.* [135] pour plusieurs états du ^{32}S observés dans ce travail. L'épaisseur calculée avec l'équation (7.1) en utilisant notre mesure de l'état à 4.695 MeV du ^{32}S vaut $70 \pm 11 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, ce qui est bien en accord avec la valeur trouvée plus haut.

Il n'y a pas dans la littérature de données de sections efficaces de diffusion élastique $^{12}\text{C}(^3\text{He},^3\text{He})^{12}\text{C}$ à 25 MeV. Nous ne pouvons donc pas appliquer la même méthode que précédemment pour déterminer l'épaisseur du ^{12}C contenu dans la cible de Vernotte, que nous avons choisi d'utiliser. Nous avons donc déduit cette épaisseur à partir de celle donnée par le fabricant de la cible de Garching grâce à la relation :

$$e(^{12}\text{C})_{Vernotte} = e(^{12}\text{C})_{Garching} \frac{N_{Vernotte}^{pic} Q_{Garching}}{Q_{Vernotte} N_{Garching}^{pic}} \quad (7.3)$$

avec N_i^{pic} le nombre de coups dans le pic de diffusion élastique $^{12}\text{C}(^3\text{He},^3\text{He})^{12}\text{C}$ de la cible i et Q_i la charge accumulée correspondante. Le résultat est donné dans le tableau 7.1.

TABLEAU 7.1 – Caractéristiques des cibles de phosphore fabriquées pour l'expérience (cibles Orsay et Garching) et d'une ancienne cible réalisée par Vernotte *et al.*

Cible	Épaisseur de ^{12}C ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Épaisseur de ^{31}P ^a ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Orsay	13	14 (± 1.9)
Garching	10	12 (± 1.5)
Vernotte ^b	47 (± 6.3) ^c	76 (± 9.6)

^a Déterminée à partir des données de diffusion élastique de ^{13}He .

^b Cible utilisée pour l'expérience.

^c Déterminée à partir de l'épaisseur de ^{12}C de la cible de Garching (voir texte).

7.1.3 Spectromètre split-pole et détection au plan focal

Les particules légères (p, d, t, α) produites par les réactions entre le faisceau d' ^3He et les constituants de la cible ont été analysées en impulsion avec le spectromètre magnétique Enge split-pole, dont le principe de fonctionnement et les caractéristiques sont détaillés dans la section 3.1.3. Les informations issues des trois détecteurs situés au plan focal du spectromètre (section 3.1.4) ont été utilisées pour identifier les particules (section 7.2).

7.1.4 Détecteurs silicium semi-conducteurs (W1)

Pour détecter les protons de décroissance du ^{31}S , émis en coïncidence avec les tritons de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$, six détecteurs silicium semi-conducteurs carrés double face à pistes [61] ont été placés dans la chambre à réaction.

a/ Caractéristiques des détecteurs utilisés

Les détecteurs utilisés sont de type W1 [136]. Ils sont constitués d'un substrat de silicium entièrement déplété (tension de polarisation entre 10 et 45 V), la profondeur de la zone active correspond donc à l'épaisseur du substrat. Chacune des faces d'un détecteur est segmentée en seize pistes isolées électriquement, de 3 mm de largeur et 49.6 mm de longueur, séparées par des régions inter-piste de 0.1 mm (figure 7.5). Sur la face avant (côté p) les pistes sont disposées horizontalement, tandis que sur la face arrière (côté n) elles sont orientées verticalement. Les charges déposées par une particule ionisante traversant le volume actif sont collectées sur chacune des faces, donnant deux signaux électriques. La connaissance des deux pistes de chaque face ayant détecté ces signaux permet d'identifier les coordonnées x et y de l'interaction avec une résolution en position de $\pm 1.5 \text{ mm}^2$.

Une fine couche d'aluminium est utilisée pour assurer la collection des charges. Ce contact métallique peut recouvrir la totalité de chaque piste (contact de type M) ou juste une portion sous la forme d'une grille (contact de type G). À titre d'exemple, sur la figure 7.5, un contact de type G est utilisé sur la face avant et de type M sur la face arrière. Dans notre cas, les faces arrières des six détecteurs W1 sont recouvertes par un contact de type M. Pour les faces avant, le contact est de type G sauf pour un des détecteurs (voir tableau 7.2). Une particule incidente va d'abord traverser la couche d'aluminium sur la face avant et y déposer une partie de son énergie avant d'arriver dans le volume actif. L'énergie mesurée est alors inférieure à l'énergie réelle de la particule. Cela peut induire une erreur systématique sur la mesure des énergies si cet effet n'est

pas pris en compte lors de l'étalonnage. L'épaisseur de la couche d'aluminium, appelée couche morte, doit donc être connue. Sa détermination pour chaque détecteur est détaillée dans la section 7.3.1.

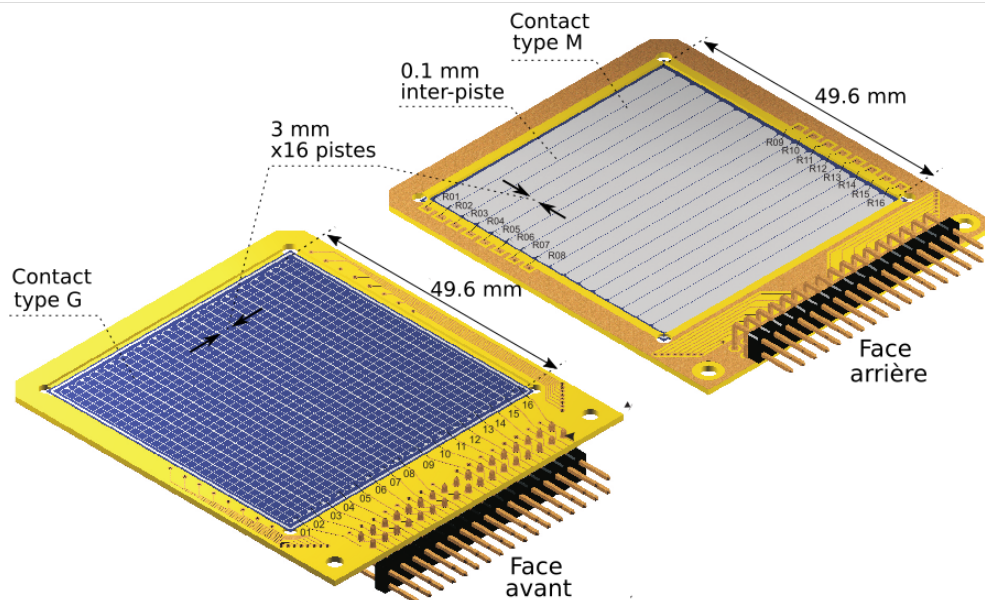


FIGURE 7.5 – Dessin des faces avant et arrière d'un des détecteurs silicium double face à pistes de type W1 [136] utilisé dans l'expérience.

b/ Positions des détecteurs

Les six détecteurs sont positionnés à l'arrière de la chambre à réaction comme montré sur la figure 7.6, de manière à maximiser l'angle solide couvert. Trois supports sont utilisés pour les arranger deux par deux verticalement. Ces supports sont posés sur un rail circulaire fixé sur un plateau dans la chambre à réaction, permettant d'ajuster la position angulaire et radiale des détecteurs tout en gardant leurs faces perpendiculaires à la cible située au centre de la chambre. Un écran en acier, d'environ 1.5 cm d'épaisseur, est placé au milieu de la chambre à réaction pour protéger les détecteurs du flux élevé de particules rétro-diffusées venant de la cage de Faraday située à 0° pour arrêter le faisceau et mesurer la charge accumulée (section 3.1.2). En effet, l'activation de la cage induite par le faisceau et la diffusion des ^3He cause d'une part l'apparition d'un bruit de fond et peut d'autre part endommager les pistes si le taux de comptage est trop élevé.

Avec cette géométrie, l'angle solide couvert dans le référentiel du laboratoire est de 1.23 sr, soit 9.8 % de l'angle solide total. L'efficacité géométrique dans le centre de masse dépend de la cinématique de la réaction étudiée. Pour la calculer, des simulations Monte Carlo sont effectuées (section 8.1.3). Par exemple, dans le cas de la détection des protons issus de la décroissance de l'état à 7.034 MeV du ^{31}S vers l'état fondamental du ^{30}P , l'angle solide couvert par les W1 dans le centre de masse est de 1.09 sr, ce qui représente 8.6 % de l'angle solide total.

Les caractéristiques spécifiques aux six détecteurs utilisés et leurs positionnements sont résumés dans le tableau 7.2.

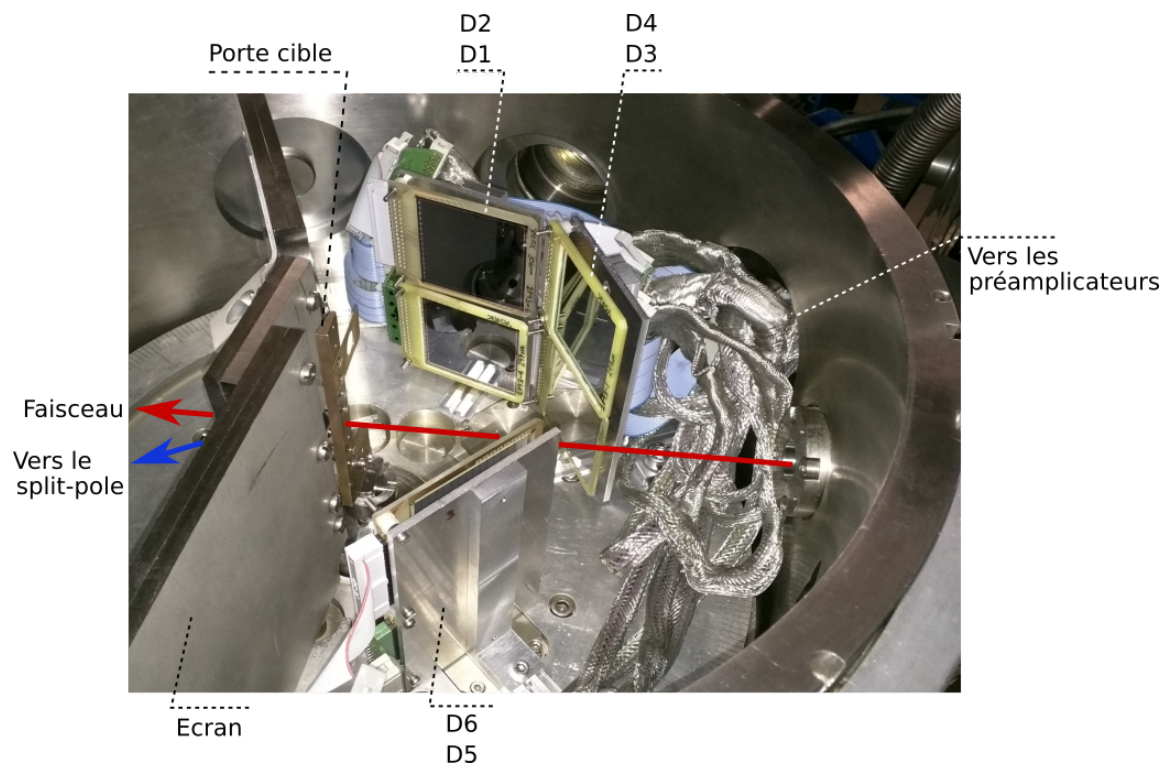


FIGURE 7.6 – Photographie de la chambre à réaction contenant les six détecteurs silicium W1 (notés D). Quand la chambre est fermée, la cage de Faraday est positionnée à 0° derrière le porte cible, face au faisceau, et est isolée des détecteurs grâce à l'écran.

TABLEAU 7.2 – Caractéristiques des détecteurs W1 utilisés et positionnement dans la chambre à réaction.

Détecteur	Épaisseur (μm)	Type de contact ^a	Angle θ ^b ($^\circ$)	Distance radiale ^c (mm)
1	297	G	116.5	107.0
2	298	G		
3	150	M	159.0	110.5
4	143	G		
5	303	G	-132.5	86.5
6	301	G		

^a G : couverture métallique sous forme de grille. M : couverture de la totalité de la surface.

^b Défini positivement dans le sens horaire, entre l'axe du faisceau incident et l'axe entre le centre de la cible et le point central de chaque paire de détecteur.

^c Distance entre le centre de la cible et le point central de chaque paire de détecteur.

7.1.5 Traitement des données

Une électronique et un système d'acquisition de données spécifiques sont nécessaires pour traiter et enregistrer les signaux venant des détecteurs. Le système habituellement utilisé pour traiter les informations venant des détecteurs au plan focal du spectromètre split-pole est l'ensemble d'acquisition COMET-NARVAL [137]. Cependant, les cartes de codage COMET (CODage Marqué En Temps) utilisées sont limitées en nombre de voies d'entrées². Il n'est donc pas possible d'utiliser ce système pour collecter les données venant des détecteurs au plan focal et des 192 pistes des six détecteurs silicium. Le système MIDAS [138], adapté pour l'acquisition de toutes ces données, a été utilisé à la place. Nous avons cependant gardé COMET-NARVAL en même temps que MIDAS pour avoir un contrôle supplémentaire des données.

a/ Données issues des détecteurs au plan focal

Le traitement des signaux issus des détecteurs au plan focal du split-pole est représenté sur la figure 7.7. Ces signaux sont pré-amplifiés dans la salle d'expérience, où se situe le spectromètre, avant d'être envoyés dans la salle de contrôle, où se trouve

2. Une carte COMET comprend 6 voies.

l'électronique et le système d'acquisition COMET-NARVAL. Comme expliqué dans la section 3.1.4, les signaux issus des extrémités de la ligne à retard du détecteur « position », notés $PosG$ et $PosP$, sont envoyés, après traitement, aux entrées « start » et « stop » d'un TAC (Time-to-Amplitude Converter). Ce dernier produit une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à la différence de temps d'arrivée des deux signaux. Les signaux issus des deux compteurs proportionnels (ΔE_{Fil} et ΔE) et des extrémités du scintillateur plastique ($PlasG$ et $PlasP$) sont envoyés dans des amplificateurs pour être mis en forme.

Les signaux de sortie sont dupliqués. Une copie est traitée par les cartes de codage COMET associées à NARVAL dans la salle de contrôle, une autre est renvoyée vers la salle d'expérience pour être traitée par les codeurs associés à MIDAS. Deux types de codeurs sont utilisés. L'ADC (Analog-to-Digital Converter), qui convertit une amplitude en une valeur numérique, permet d'obtenir les informations reliées à la position et

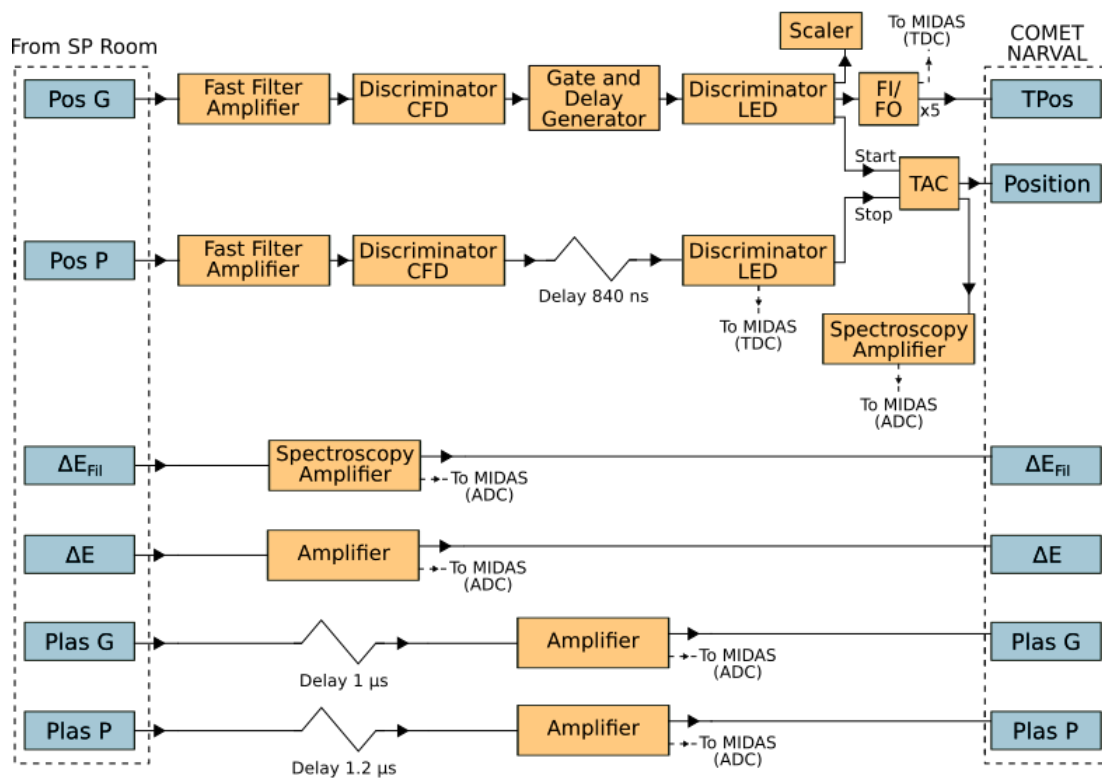


FIGURE 7.7 – Schéma de l'électronique associée aux détecteurs au plan focal du spectromètre split-pole. Les signaux d'origine, venant de la salle d'expérience du split-pole, sont traités dans la salle de contrôle où se situe l'électronique et le système d'acquisition de données COMET-NARVAL. Une copie des signaux traités est renvoyée vers la salle d'expérience où se trouve le système d'acquisition MIDAS.

aux énergies des particules détectées. Le TDC (Time-to-Digital Converter), qui produit une valeur reliée à la différence de temps entre deux signaux « start » et « stop », est utilisé pour avoir les informations en temps.

b/ Données issues des détecteurs W1

Le traitement des données venant des détecteurs silicium, associé à MIDAS, est détaillé sur la figure 7.8. Les signaux issus des 16 pistes de chaque face avant et arrière d'un détecteur sont envoyés à un même pré-amplificateur de charge possédant 16 voies d'entrées (mesytec MPR-16), positionné à l'extérieur et au plus proche de la chambre à réaction. La sortie de chaque pré-amplificateur est reliée à un module mesytec STM-16+. Ce dernier fournit deux sorties par piste. La première produit un signal analogique, correspondant au signal d'entrée amplifié et mis en forme, qui est envoyé vers un ADC (SILENA-9418). Chaque ADC possédant 32 voies d'entrées, 6 ADC sont utilisés, un par détecteur. La deuxième sortie produit un signal logique ECL qui est envoyé vers un TDC (CAEN V1190A). Seuls les signaux issus des faces avant et de la face arrière du détecteur 1 sont codés par le TDC.

c/ Déclenchement de l'acquisition

Le système d'acquisition MIDAS n'est déclenché que lorsqu'une particule est détectée au plan focal du split-pole. Dans cette expérience, le signal de déclenchement (ou « trigger ») est fourni par le signal *PlasP* validé par le signal ΔE_{Fil} (figure 7.8). L'impulsion logique produite par le module de coïncidence est envoyée au module de contrôle de l'acquisition, appelé SAC (SILENA-9418 Acquisition Control module). Ce dernier duplique le signal de déclenchement vers les ADC et émet un signal COM si l'événement est accepté, signifiant que le système d'acquisition est occupé. Le TDC n'étant quant à lui pas contrôlé par le SAC, un trigger externe est nécessaire. Pour s'assurer que les signaux du TDC ne sont lus que si l'événement est accepté par les ADC, on utilise comme déclenchement le signal logique généré par la sortie « MON2 » du SAC, qui est une copie du signal COM. Cependant, le SAC possède une horloge interne de 25 ns de période qui entraîne une oscillation du signal MON2 de 25 ns (communément appelée « jitter »). Pour avoir un déclenchement stable du TDC dérivant du SAC, le signal utilisé est en fait le trigger issu du split-pole validé par le signal MON2.

d/ Fenêtre en temps programmable

Comme le déclenchement de l'acquisition vient des signaux issus des détecteurs au plan focal du split-pole, les signaux d'un même événement venant des détecteurs silicium doivent être retardés. En effet, les signaux issus du split-pole arrivent dans les

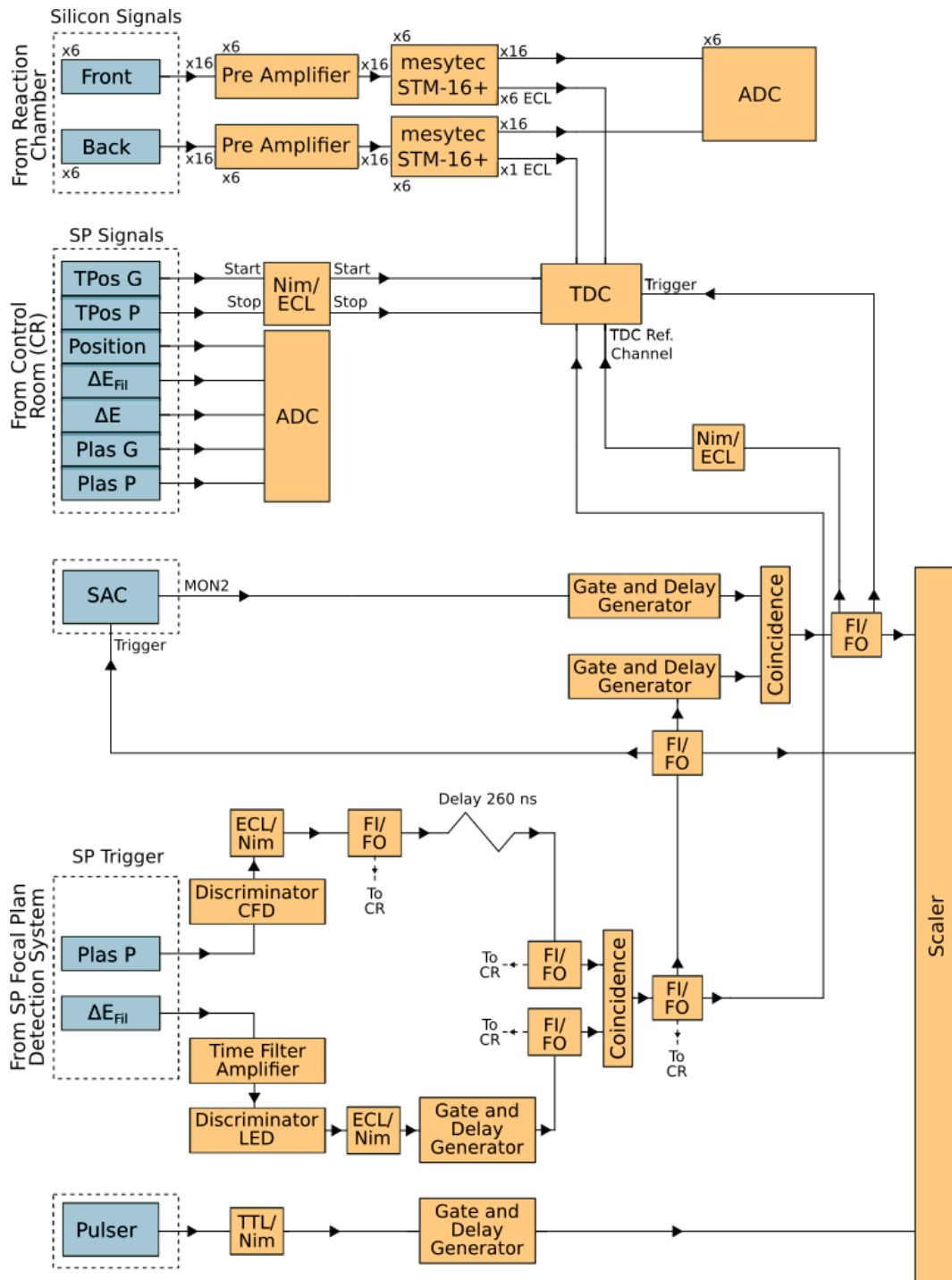


FIGURE 7.8 – Schéma de l'électronique associée au système d'acquisition MIDAS. Les signaux issus des détecteurs silicium et des détecteurs au plan focal du split-pole sont envoyés, après traitement, dans les codeurs (ADC et TDC). La partie split-pole, traitée dans la salle de contrôle, est détaillée sur la figure 7.7. Le trigger du système d'acquisition est réalisé avec le signal *PlasP* validé par le signal ΔE_{Fi} du split-pole. Le TDC est déclenché uniquement si l'événement est accepté par les ADC, avec le signal du trigger split-pole validé par le signal MON2 du module de contrôle de l'acquisition (SAC).

codeurs de l'acquisition MIDAS bien après ceux venant des W1. Ce retard vient du temps de vol plus long des particules jusqu'au plan focal, de la propagation des signaux dans la ligne à retard du détecteur « position » et de leur envoi dans la salle de contrôle pour le traitement électronique.

Pour les données traitées par les ADC, le retard est obtenu en augmentant le temps de mise en forme des impulsions par la partie amplificateur du module mesytec STM-16+. Les signaux arrivant dans le TDC sont quant à eux stockés dans une mémoire tampon. Le TDC opère en mode « trigger matching » : quand il reçoit un signal de déclenchement, une fenêtre en temps programmable s'ouvre, dont la largeur est réglée par l'utilisateur pour prendre en compte la dispersion en temps des signaux relatifs à un même événement. Une correspondance entre le trigger et un signal est détectée lorsque le signal stocké dans la mémoire tampon se trouve dans la fenêtre programmable. En plus de la largeur, l'utilisateur peut programmer un décalage, qui correspond à la distance temporelle (positive ou négative) entre le trigger et le début de la fenêtre. Dans notre cas, les signaux des W1 arrivant avant le déclenchement par le split-pole, le décalage doit être négatif pour que la fenêtre de recherche de correspondance précède le trigger. Tous les temps enregistrés (issus des W1 et du split-pole) sont référencés par rapport au début de la fenêtre, qui est synchronisé avec la période de l'horloge du TDC (25 ns). Le jitter résultant étant le même pour toutes les données d'une même fenêtre, il peut être facilement supprimé lors de l'analyse en utilisant une voie de TDC comme référence pour calculer une différence de temps. La voie de référence choisie est celle enregistrant le signal issu de la coïncidence entre le trigger du split-pole et le signal MON2, qui correspond aux événements « split-pole » acceptés par les ADC.

e/ Échelles de comptage

Un module d'échelles de comptage (CAEN V560) est utilisé pour compter le nombre de triggers envoyés d'une part au SAC (tous les événements « split-pole ») et d'autre part au TDC (événements acceptés). Ceci permet de déterminer le temps mort du système d'acquisition en calculant le rapport entre les deux échelles.

Les signaux issus d'un générateur d'impulsions, réglé à 2 Hz, sont également envoyés dans une échelle de comptage. Ils sont utilisés pour enregistrer le temps relatif de chaque événement par rapport au lancement de l'acquisition et permettre la correction, pendant l'analyse, des variations du champ magnétique du spectromètre (section 7.2.2).

7.2 Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$

Le rapport de branchement proton pour un état excité donné du ^{31}S correspond au nombre de protons émis par la décroissance de ce dernier par rapport au nombre de noyaux de $^{31}\text{S}^*$ formés dans cet état excité. Il est donc nécessaire de connaître ces deux quantités. Nous commençons par analyser les données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}^*$ qui permet de déterminer le nombre de noyaux de ^{31}S produits dans un état excité donné. Cette analyse nécessite donc de ne s'intéresser qu'aux informations issues des détecteurs situés au plan focal du spectromètre split-pole. La mesure de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$ a été effectuée à l'angle $\theta_{lab} = 10^\circ$ avec une ouverture angulaire du spectromètre $\Delta\Omega_{lab} = 1.63$ msr. Des séries de prises de données, aussi appelées « runs », de maximum 2 heures, ont été effectuées pendant l'expérience, d'abord pour réaliser un ensemble de mesures (détermination de l'épaisseur des cibles par des mesures de diffusions élastiques à $\theta_{lab} = 20^\circ$ (section 7.1.2.b), réglage du faisceau, cohérence entre les acquisitions COMET-NARVAL et MIDAS, réglage de l'électronique d'acquisition, etc.) puis pour accumuler les données de la réaction d'intérêt.

7.2.1 Étalonnage du détecteur « position »

Pour reconstruire le spectre en énergie d'excitation du ^{31}S , il est nécessaire de connaître la rigidité magnétique des tritons détectés au plan focal du spectromètre. Il faut donc calibrer le détecteur « position » pour convertir la position, donnée en canaux, en rigidité magnétique. Les états du ^{31}S à basse énergie d'excitation peuplés par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$, étroits et bien isolés, ont été utilisés à cet effet. Pour focaliser au plan focal les tritons émis correspondant à ces états, la valeur du champ magnétique a été réglée à $B = 1.45$ T.

a/ Identification des particules

Dans ces conditions d'utilisation ($E = 25$ MeV, $\theta_{lab} = 10^\circ$, $B = 1.45$ T), la voie de réaction ($^3\text{He,d}$) sur le ^{31}P et le ^{12}C est aussi ouverte, comme illustré sur la figure 7.9. Pour identifier les particules, on utilise la méthode décrite dans la section 3.2. Le spectre bidimensionnel (ΔE , *position*) est suffisant pour séparer les tritons des deutons (figure 7.10).

b/ Résultat de l'étalonnage

La projection sur l'axe position de la sélection graphique appliquée sur les événements tritons (en rouge sur la figure 7.10) permet d'obtenir le spectre en position des tritons

montré sur la figure 7.11(a), restreint à la gamme d'intérêt de notre étude. Les énergies d'excitation des états peuplés du ^{31}S utilisés pour l'étalonnage sont reportées à côté des pics correspondants.

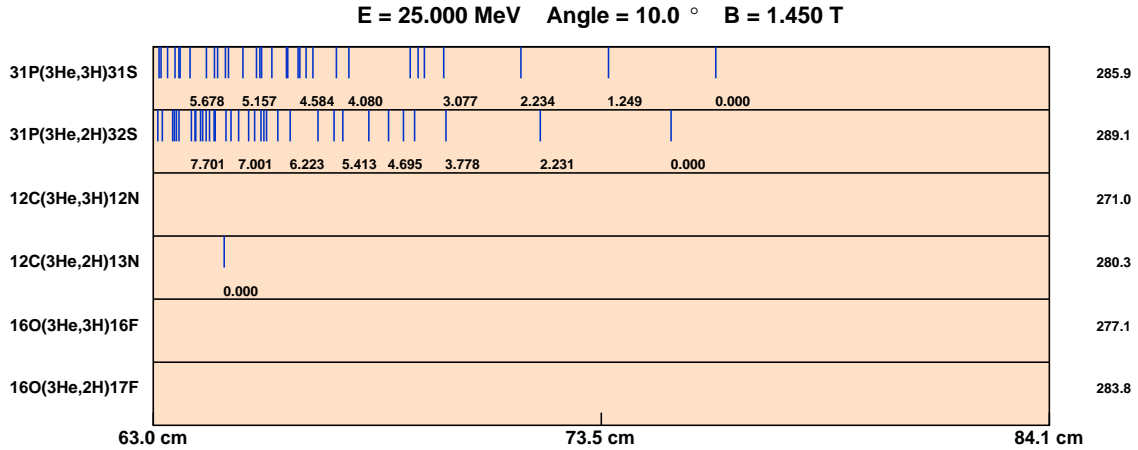


FIGURE 7.9 – Positions attendues dans le détecteur « position » au plan focal (en cm) des états peuplés par les réactions $(^3\text{He},t)$ et $(^3\text{He},d)$ sur le ^{31}P , le ^{12}C (constituant le support de la cible de ^{31}P) et l' ^{16}O (contaminant) dans les conditions expérimentales de l'étalonnage. Les énergies indiquées (en MeV) correspondent aux énergies d'excitation du noyau résiduel. Les valeurs sur la droite indiquent la position du système de détection (en mm) pour obtenir la meilleure résolution pour une réaction donnée, en relation avec le déplacement cinématique.

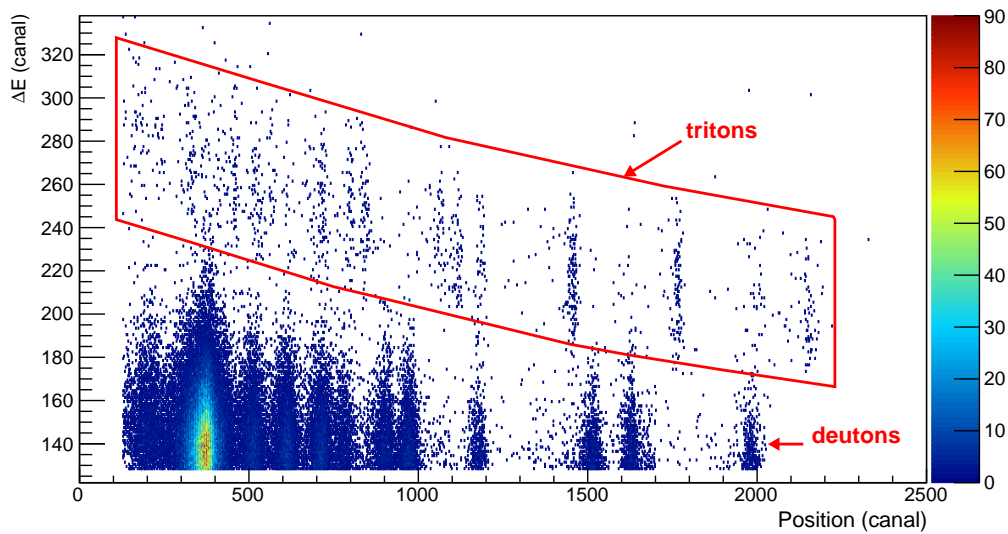


FIGURE 7.10 – Identification des particules avec le spectre bidimensionnel $(\Delta E, position)$. La sélection graphique représentée en rouge correspond aux événements tritons d'intérêt.

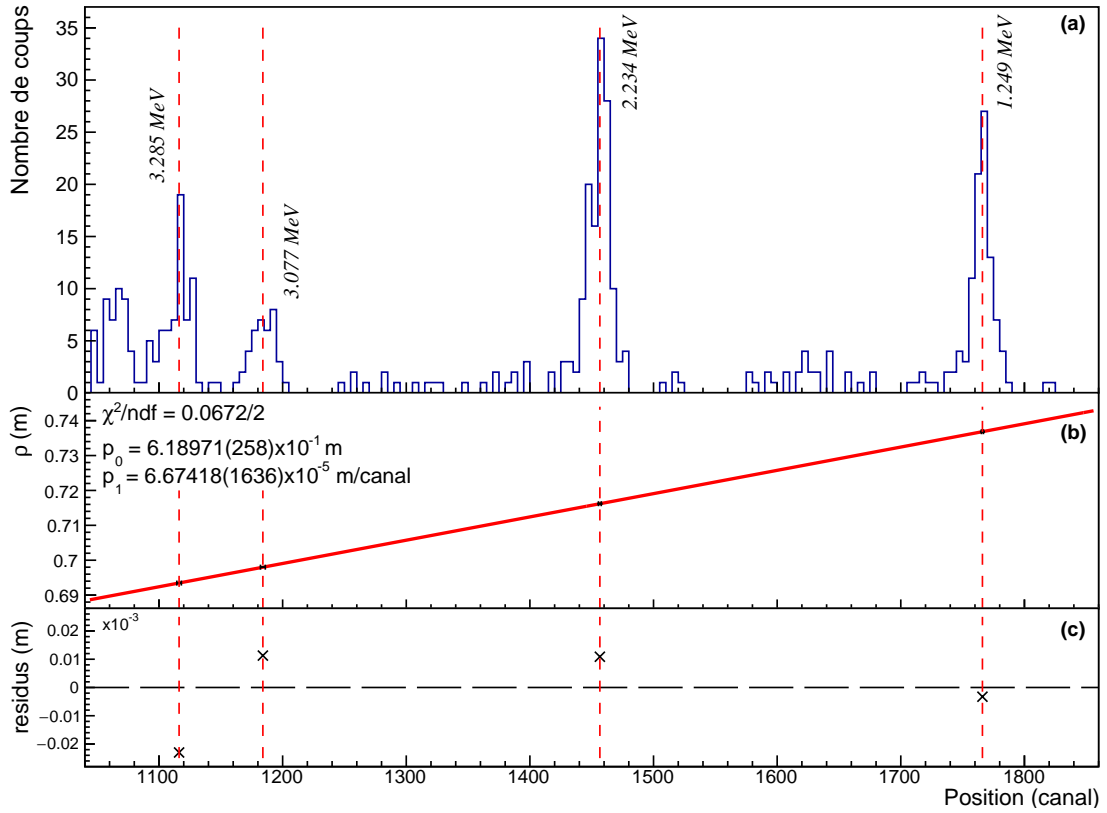


FIGURE 7.11 – Étalonage du détecteur « position » au plan focal : (a) Spectre en position des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ à l'angle de détection $\theta_{lab} = 10^\circ$ et pour un champ $B = 1.45 \text{ T}$, dans la gamme d'intérêt de l'étude présentée. Sont reportées à côté des pics correspondants les énergies d'excitation des états peuplés du ^{31}S utilisés pour l'étalonage. (b) Rayon de courbure calculé ρ des tritons en fonction de la position mesurée. L'ajustement est effectué avec un polynôme du premier ordre (courbe rouge) selon l'équation (7.4). (c) Résidus par rapport à l'ajustement.

L'application de la cinématique à deux corps (Annexe B) permet de déterminer la rigidité magnétique attendue $B\rho$ des tritons correspondant aux états peuplés du ^{31}S . Dans ces calculs, l'interaction est considérée au milieu de la couche de ^{31}P positionnée du côté du faisceau incident. La perte d'énergie des ^3He dans le ^{31}P avant l'interaction a été prise en compte, de même que celle des tritons, émis vers le spectromètre, dans le ^{31}P puis dans le support de ^{12}C (pour le spectromètre positionné à $\theta_{lab}^{vrai} = 11^\circ$ en tenant compte de l'ouverture asymétrique des fentes). Le rayon de courbure attendu ρ des tritons est ensuite calculé en divisant la rigidité magnétique obtenue par la valeur moyenne du champ magnétique appliqué, resté stable au cours de la prise de données pour l'étalonage. La relation entre le rayon de courbure et la position mesurée est montrée sur la figure 7.11(b). L'ajustement est effectué avec un polynôme du premier

ordre (courbe rouge) selon l'équation :

$$\rho = p_0 + p_1 \text{Pos} \quad (7.4)$$

Les résidus par rapport à l'ajustement sont représentés sur la figure 7.11(c). Ils sont inférieurs à $\Delta\rho = 0.012$ mm, ce qui correspond à une incertitude sur la détermination de l'énergie d'excitation des états d'intérêt du ^{31}S de $\Delta E_{ex} = 1$ keV.

7.2.2 Correction du champ magnétique

La valeur du champ magnétique a ensuite été réglée à $B = 1.25$ T afin de focaliser au plan focal les particules émises correspondant aux états d'intérêt du ^{31}S , situés à plus haute énergie d'excitation. L'identification des états peuplés se fait en deux étapes. La rigidité magnétique $B\rho$ des tritons détectés est d'abord calculée grâce à l'étalonnage effectué précédemment :

$$B\rho = B(p_0 + p_1 \text{Pos}) \quad (7.5)$$

La cinématique à deux corps permet ensuite de déterminer l'énergie d'excitation E_{ex} des états peuplés des noyaux résiduels ^{31}S associés aux tritons.

Le champ magnétique a été enregistré tout au long de l'expérience. En effet, le courant appliqué à l'aimant du split-pole peut fluctuer et causer des variations du champ. Or, comme le montre l'équation (3.5), une particule avec une énergie donnée se déplaçant sous différentes valeurs de champ magnétique ne suivra pas les mêmes rayons de courbures. Elle n'arrivera donc pas aux mêmes positions sur le détecteur au plan focal et cela aura pour effet de dégrader la résolution en énergie. Comme le système d'asservissement du champ magnétique du split-pole ne fonctionne plus, il est nécessaire de vérifier que le champ reste stable et d'appliquer des corrections si ce n'est pas le cas.

Deux types de variations du champ au cours du temps ont été observés et sont illustrés sur la figure 7.12 pour un run pris en milieu d'expérience. Il y a d'une part des variations brusques, toujours positives et pouvant atteindre $\Delta B \approx 0.9$ T, et d'autre part des fluctuations plus faibles autour de la valeur moyenne, au maximum de $\Delta B = 6$ mT. L'encart de la figure est un agrandissement autour de $B_{moy} = 1.2465$ T qui montre ces faibles fluctuations.

L'effet de ces variations au cours du temps sur la position des particules détectées au plan focal est montré sur la figure 7.13a. On regarde ici une zone réduite sur le détecteur « position ». Les bandes horizontales qui apparaissent correspondent chacune

aux positions d'une particule d'énergie donnée correspondant à un état excité du ^{31}S . L'évolution du champ magnétique pendant cette prise de donnée est superposée pour comparaison. D'après l'équation (3.5), une diminution du champ B entraîne un rayon de courbure ρ plus élevé et donc une position plus haute, et inversement. C'est bien ce qui est observé pour les fluctuations faibles du champ. Les variations brusques n'ont quant à elles pas cet effet sur la position, elles n'ont pas de signification physique. On note qu'il y a un décalage en temps entre une variation du champ et celle associée de la position. Cela vient du fait que le champ et les données sont enregistrés sur deux systèmes différents qui n'ont pas la même horloge de référence. Si on calcule la rigidité magnétique en appliquant l'équation (7.5) événement par événement, on obtient son évolution en fonction du temps présentée sur la figure 7.13b. Dans le cas présent, on constate des variations de $B\rho$ qui peuvent atteindre 160 keV en énergie d'excitation du ^{31}S (sans prendre en compte les variations brusques non physiques). Cela a pour conséquence de dégrader fortement la résolution en énergie, qui vaut environ 50 keV lorsque le champ reste stable. Pour corriger cet effet dû au décalage des deux horloges, un alignement en temps précis est effectué entre les données en position et les mesures du champ B . Pour cela, un retard est ajouté au temps associé au champ magnétique afin de superposer ses variations à celles correspondantes en position (figure 7.14a). La rigidité magnétique déterminée après cette correction est alors bien constante au cours

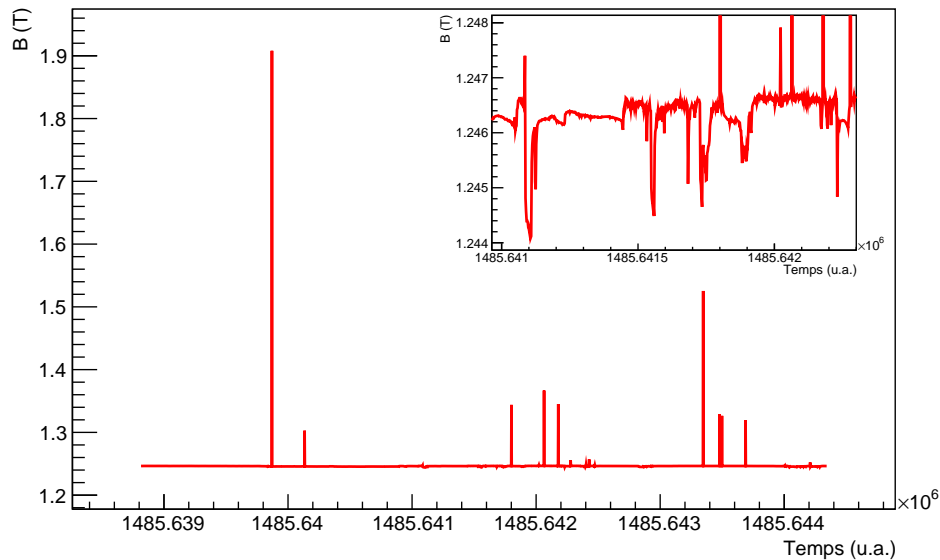


FIGURE 7.12 – Évolution du champ magnétique B au cours du temps pour un run pris en milieu d'expérience. On observe des variations brusques et des fluctuations plus faibles autour de la valeur moyenne. L'encart correspond à un agrandissement autour de $B_{moy} = 1.2465$ T.

du temps, les deux effets opposés se compensant (figure 7.14b). Une fois que le bon retard est déterminé, il est appliqué pour tous les runs. Il a été vérifié qu'aucune dérive de ce retard n'a eu lieu au cours de l'expérience.

Les variations brusques non physiques du champ sont lissées lorsqu'elles dépassent une fraction f_{saut} de la manière suivante :

$$\text{si } \left| \frac{B(t_{i+1}) - B(t_i)}{B(t_i)} \right| > f_{saut} \quad \text{alors} \quad B(t_{i+1}) = B(t_i) \quad (7.6)$$

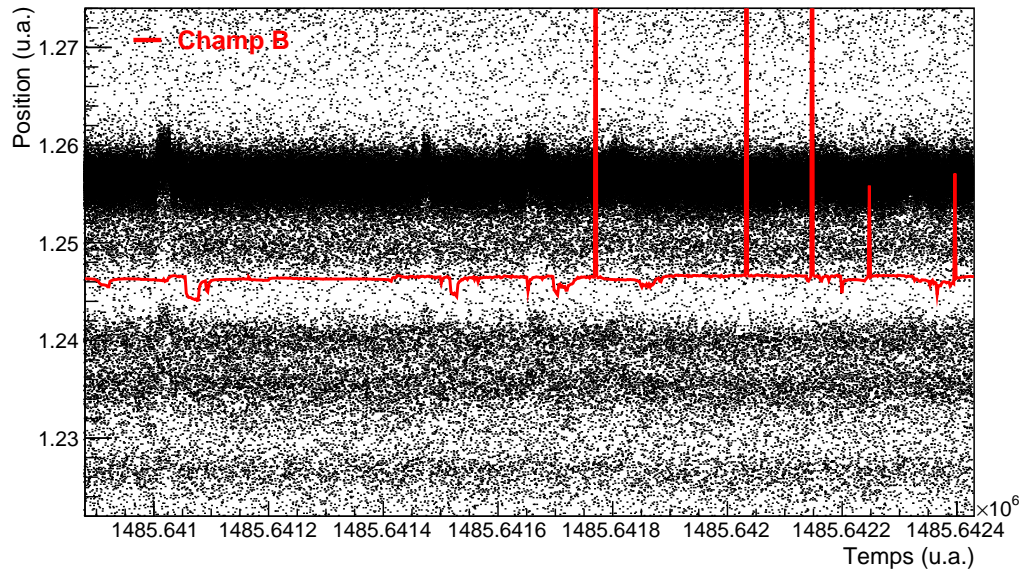
avec $B(t_i)$ la valeur du champ avant la variation et $B(t_{i+1})$ sa valeur au temps d'après, correspondant au maximum de la variation. Cette fraction est choisie de telle sorte que seuls les pics non physiques sont supprimés. Elle a été fixée ici à $f_{saut} = 2.5 \times 10^{-3}$, ce qui correspond, pour une valeur moyenne du champ de 1.25 T, à supprimer les variations brusques supérieures à environ 3 mT.

7.2.3 Spectre en rigidité magnétique des tritons

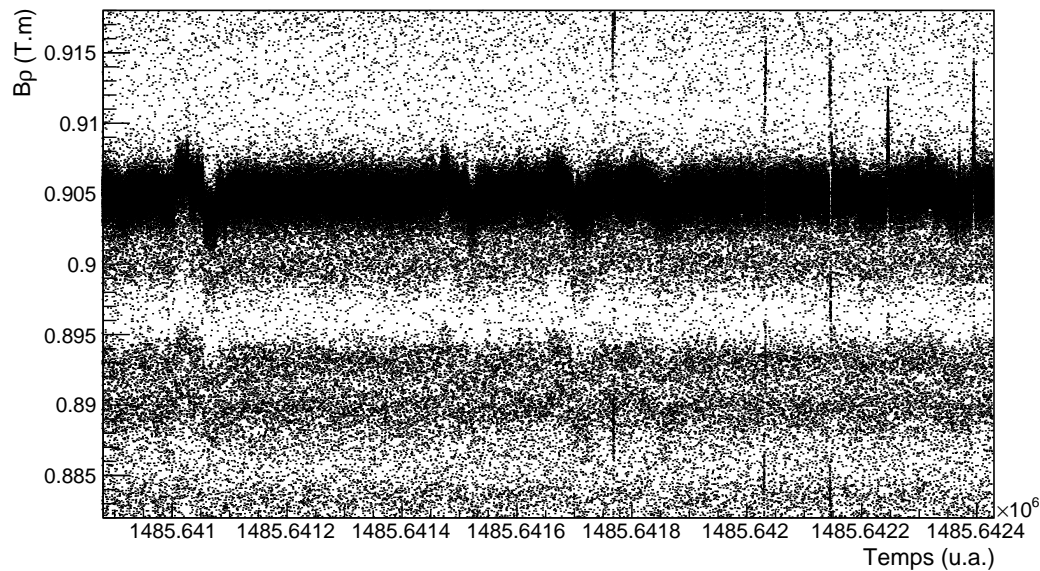
L'étalonnage à basse énergie d'excitation présenté dans la section 7.2.1 peut en principe être utilisé pour les prises de données à plus hautes énergies d'excitation puisqu'il est indépendant de la valeur du champ magnétique appliqué. Cependant, au cours de l'expérience, différents changements ont eu lieu : le filament de la source d'ions s'est cassé plusieurs fois et a dû être changé, la bouteille d' ^3He et l'éplucheur d'ion du tandem ont été remplacés, et de multiples redémarrages de la haute tension générant le champ électrique dans le détecteur « position » ont dû être effectués suite à des augmentations brusques de la tension. Tous ces changements pouvant avoir une influence sur le réglage du faisceau et la détection en position, il est nécessaire de s'assurer que l'étalonnage réalisé en début d'expérience reste valide à chaque fois qu'un des changements cité ci-dessus a lieu. Les runs sont donc d'abord étudiés par groupes avant de procéder à une addition pour obtenir le spectre en rigidité magnétique final.

a/ Identification des particules et extraction des spectres

La réaction d'intérêt $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$ est en compétition avec la voie de réaction $(^3\text{He,d})$ sur le ^{31}P , le ^{12}C et l' ^{16}O (figure 7.15). La figure 7.16 montre le spectre bidimensionnel (ΔE , *position*) pour un groupe de runs pris à la fin de l'expérience, correspondant à 7 % de la statistique totale. On constate que ce spectre n'est pas suffisant pour séparer les tritons des deutons car le locus deutons s'étend dans la région des tritons. Cet effet est particulièrement important pour les deutons correspondant aux états fortement peuplés par les réactions $^{12}\text{C}(^3\text{He,d})^{13}\text{N}$ (état fondamental et doublet non résolu à

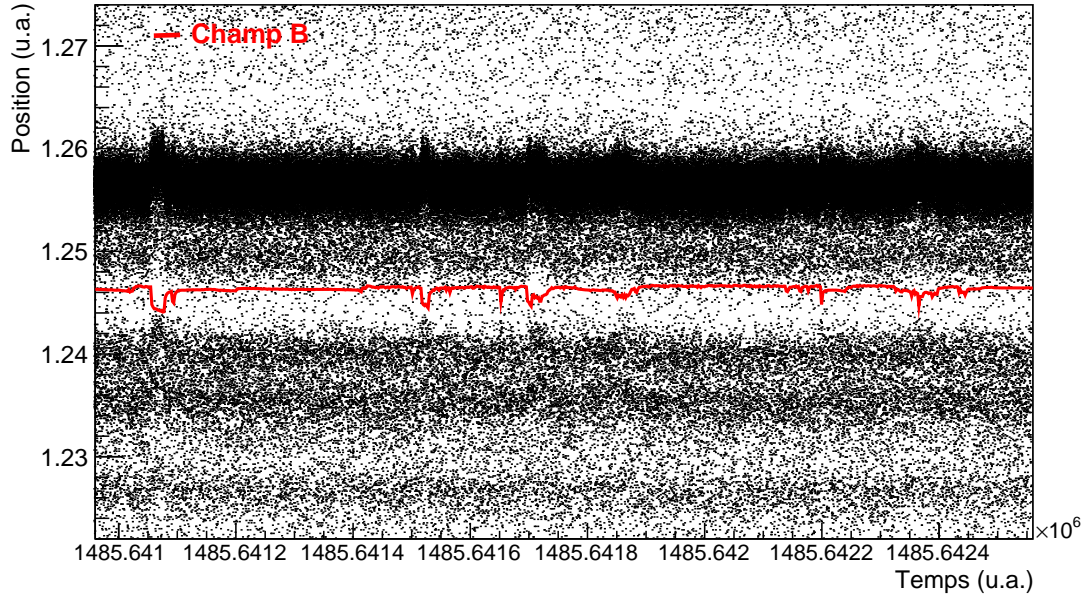


- (a) Position des particules détectées au plan focal en fonction du temps. Le champ magnétique B enregistré au même moment est superposé aux données pour comparaison. Le décalage en temps entre une variation du champ B et celle associée de la position vient du fait que le champ et les données sont enregistrés sur deux systèmes différents qui n'ont pas la même horloge de référence.

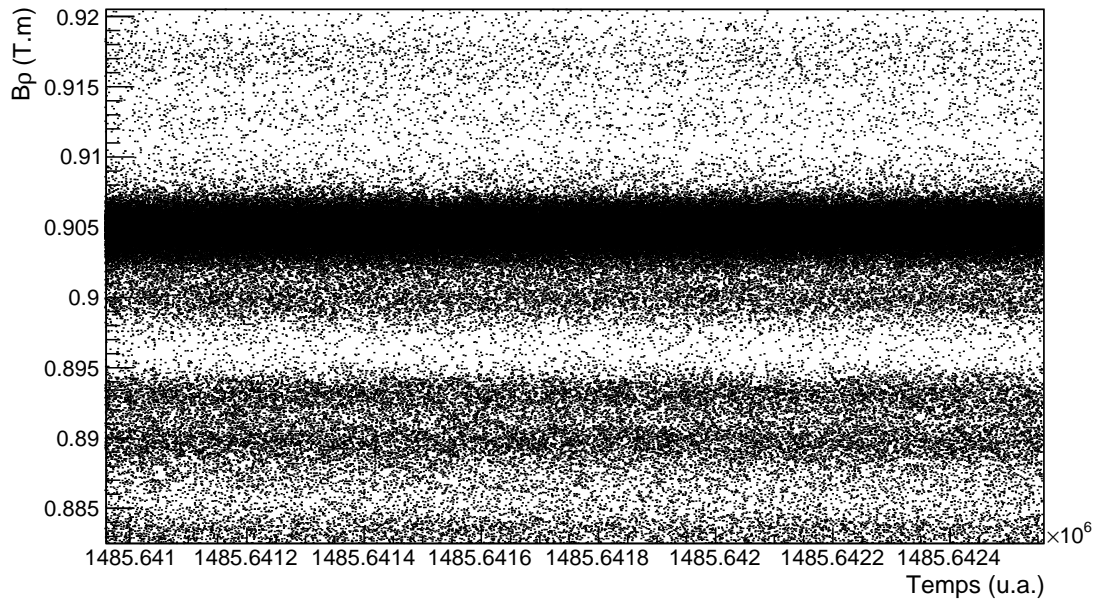


- (b) Rigidité magnétique $B\rho$ des particules en fonction du temps, calculée événement par événement avec l'équation (7.5).

FIGURE 7.13 – Influence de la variation au cours du temps du champ magnétique du spectromètre split-pole sur la position et la rigidité magnétique des particules détectées au plan focal.



(a) Alignement en temps entre la position des particules et le champ magnétique. Les variations brusques non physiques du champ ont été supprimées.



(b) Rigidité magnétique $B\rho$ des particules en fonction du temps après alignement en temps.

FIGURE 7.14 – Correction des variations induites par les fluctuations du champ magnétique.

3.502 et 3.547 MeV de l' ^{13}N) et $^{16}\text{O}(^3\text{He},d)^{17}\text{F}$ (état fondamental du ^{17}F). L'origine de ce phénomène n'est pas encore comprise, il pourrait s'agir d'un effet d'empilement des signaux.

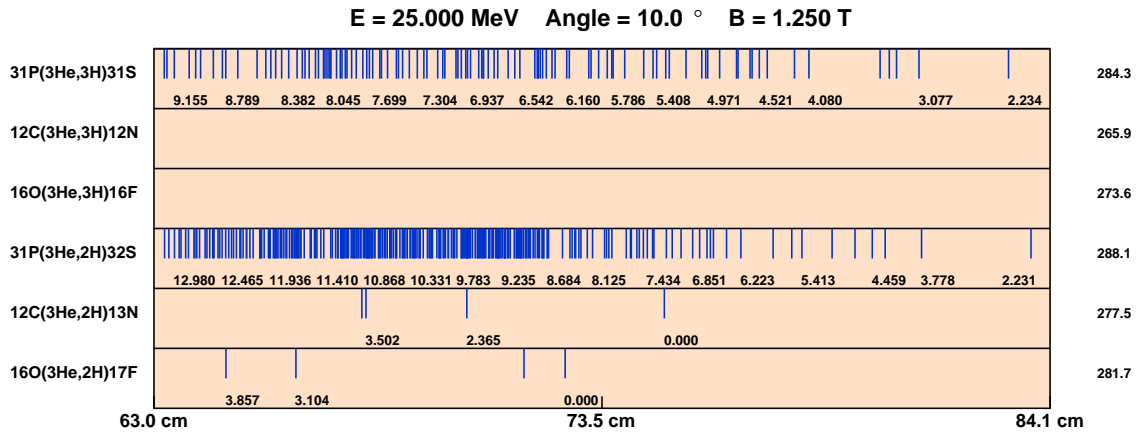


FIGURE 7.15 – Positions attendues dans le détecteur « position » au plan focal des états peuplés par les réactions $(^3\text{He},t)$ et $(^3\text{He},d)$ sur le ^{31}P , le ^{12}C et l' ^{16}O dans les conditions expérimentales de l'étude des états du ^{31}S d'intérêt astrophysique.

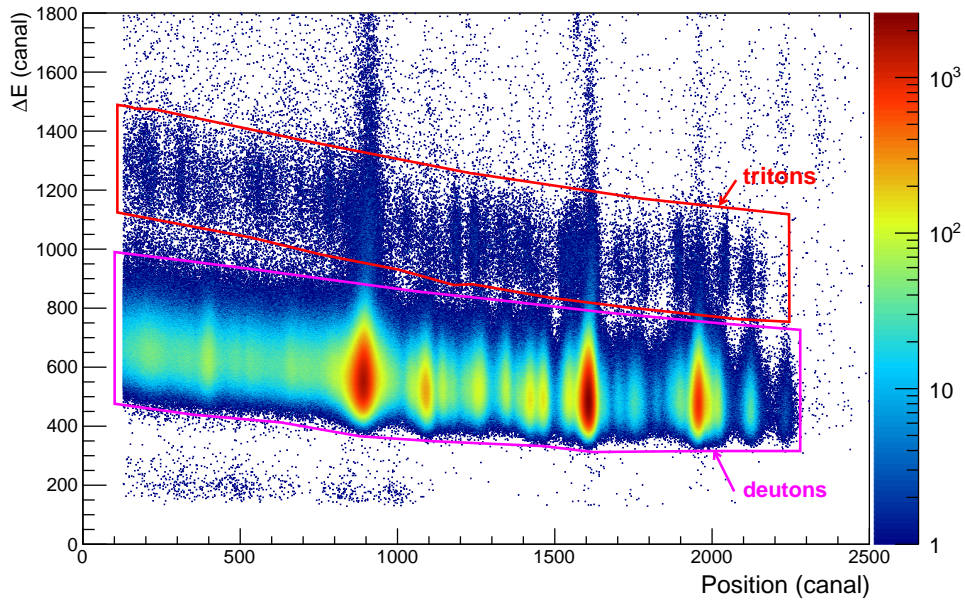


FIGURE 7.16 – Identification des particules avec le spectre bidimensionnel $(\Delta E, position)$. On observe que le locus deutons s'étend dans la région des tritons, rendant la séparation entre les tritons et les deutons incomplète avec cet unique spectre. Les sélections graphiques utilisées pour sélectionner les tritons ou les deutons sont représentées en rouge ou en magenta, respectivement.

Pour supprimer cette contamination en deutons dans le locus tritons, différentes combinaisons de spectres bidimensionnels ont été testées, impliquant les informations issues de tous les détecteurs au plan focal : position et perte d'énergie ΔE_{Fil} dans le détecteur « position », perte d'énergie ΔE dans le compteur proportionnel et énergies résiduelles E_{PlasG} et E_{PlasP} dans le scintillateur (section 3.1.4). La combinaison procurant le meilleur résultat correspond à une suite de sélections graphiques des tritons sur les spectres $(\Delta E, position)$ (figure 7.16), $(E_{PlasG}, position)$, $(E_{PlasP}, position)$ et $(\Delta E_{Fil}, position)$ (figure 7.17).

Sur la figure 7.18 sont représentés les spectres en rigidité magnétique des tritons obtenus après l'application de l'étalonnage et des différentes sélections graphiques présentées. On constate clairement une diminution de la contamination en deutons au fur et à mesure de l'application des sélections, notamment aux positions où sont situés les trois états fortement peuplés en $(^3\text{He},\text{d})$. Une comparaison, en dehors de ces trois régions, du nombre de coups dans différents pics entre la première et la dernière sélection (spectres gris et rouge respectivement) montre qu'en moyenne 20 % de la statistique qui provient du fond en deutons est supprimée. La résolution en énergie d'excitation obtenue pour les pics isolés à $B\rho = 0.941$ et 0.929 T.m est de 50 keV (FWHM).

b/ Vérification de l'étalonnage

Sur la figure 7.18 sont également affichées les positions des niveaux d'énergie observés par Wrede *et al.* [116] (lignes verticales bleues). On observe un décalage d'environ 40 keV entre ces positions et celles issues de l'étalonnage. Ce dernier n'apparaît cependant pas pour le premier groupe de runs ni lorsque l'analyse est réalisée avec les données issues de l'acquisition COMET-NARVAL. Le décalage est donc probablement dû à une dérive électronique de l'acquisition MIDAS.

L'étalonnage effectué à basse énergie d'excitation n'est donc valide que pour les premières prises de données. Un ajustement doit être fait pour les runs suivants avant l'addition finale afin de ne pas dégrader la résolution en énergie.

c/ Correction de l'étalonnage

Pour corriger le plus précisément possible le décalage en position observé avec le temps, l'étalonnage doit être ajusté run par run. Cependant, il n'est pas possible d'utiliser les états peuplés par la réaction d'intérêt $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$, la statistique pouvant être très faible si la durée de la prise de données est courte. Nous avons donc choisi d'appliquer une correction à l'étalonnage en utilisant les états fortement peuplés en $(^3\text{He},\text{d})$.

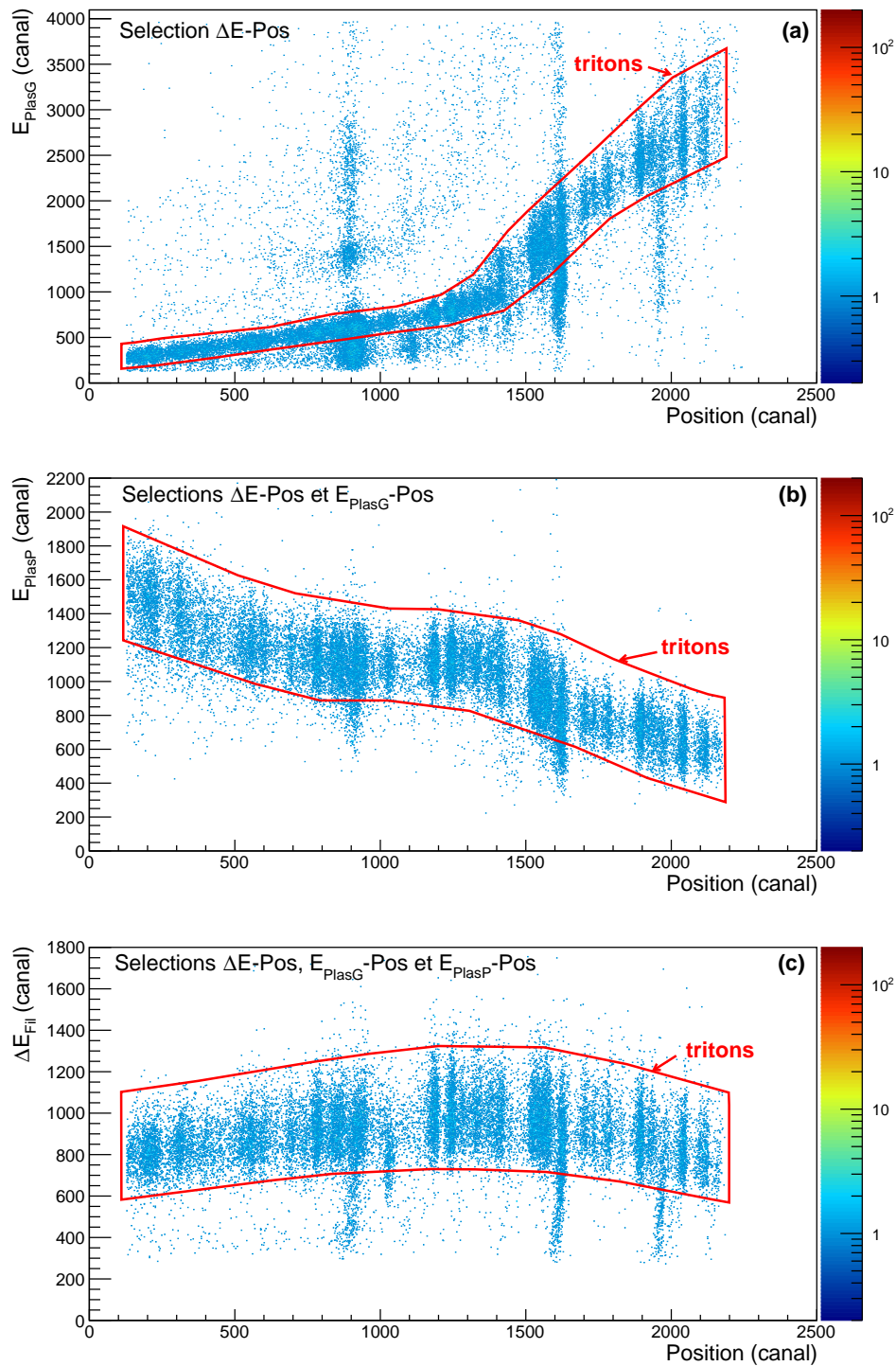


FIGURE 7.17 – Ensemble des spectres bidimensionnels utilisés en plus du spectre $(\Delta E, position)$ pour supprimer la majorité de la contamination deutons : (a) spectre $(E_{\text{PlasG}}, position)$; (b) spectre $(E_{\text{PlasP}}, position)$; (c) spectre $(\Delta E_{\text{Fil}}, position)$. Chaque sélection graphique apparaissant, focalisée sur le locus tritons, est appliquée en plus des précédentes pour obtenir le spectre suivant.

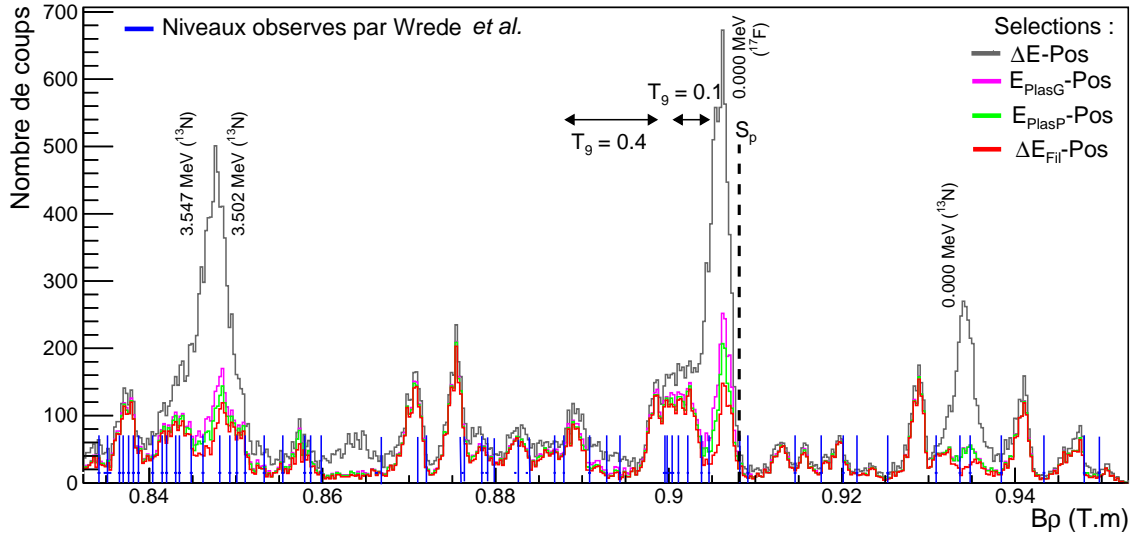


FIGURE 7.18 – Spectres en rigidité magnétique des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$, obtenus après l’application de l’étalonnage et des sélections successives présentées sur les figures 7.16 et 7.17, pour un groupe de runs correspondant à 7 % de la statistique totale. Les gammes en rigidité magnétique correspondant aux pics de Gamow pour les deux températures extrêmes d’intérêt astrophysique $T_9 = 0.1$ et $T_9 = 0.4$ sont représentées, ainsi que la position du seuil d’émission proton S_p . On constate clairement que la majorité de la contamination en deutons est supprimée. Une comparaison entre le spectre final (en rouge) et les positions des niveaux d’énergie observés par Wrede *et al.* [116] (lignes verticales bleues) montre qu’il y a un décalage entre les positions issues de l’étalonnage et celles attendues.

La procédure de correction est la suivante. Pour chaque run, le spectre en rigidité magnétique des deutons est obtenu après une suite de sélections graphiques des événements deutons sur les spectres bidimensionnels $(\Delta E, position)$, $(E_{PlasP}, position)$ puis $(\Delta E_{Fil}, position)$. La première sélection des deutons est visible sur la figure 7.16 (magenta) et un spectre deutons correspondant à un run pris en fin d’expérience est montré sur la figure 7.19(a). Les deux pics les plus peuplés en $(^3\text{He},d)$ encadrant la zone d’intérêt astrophysique (correspondant à l’état fondamental du ^{17}F et au doublet à 3.502 MeV et 3.547 MeV de l’ ^{13}N) sont ajustés avec des fonctions gaussiennes afin de déterminer leurs rigidités magnétiques. Les valeurs obtenues pour le premier run effectué à haute énergie d’excitation, pour lequel l’étalonnage est valide, sont prises comme valeurs de référence. La relation entre les rigidités magnétiques pour un run donné $(B\rho_{run})$ et celles de référence $(B\rho_{ref})$ est ensuite déterminée grâce à un ajustement avec un polynôme du premier ordre (courbe rouge sur la figure 7.19(b)) selon l’équation :

$$B\rho_{run} = p_0 + p_1 B\rho_{ref} \quad (7.7)$$

Les coefficients de correction p_0 et p_1 obtenus pour chaque run avec le spectre des deutons sont finalement utilisés pour corriger événement par événement la rigidité magnétique des tritons selon l'équation :

$$B\rho_{corr} = \frac{B\rho_{run} - p_0}{p_1} \quad (7.8)$$

La figure 7.20 montre l'effet de la correction de l'étalonnage sur le pic tritons situé à $B\rho \approx 0.877$ T.m, en comparant la dispersion de la rigidité magnétique correspondant à ce pic en fonction des runs avant et après la correction. Dans chaque cas, la différence entre la rigidité magnétique de ce pic pour un run donné $B\rho_{run}$ et celle déterminée pour le run de référence $B\rho_{ref}$ est calculée. La ligne verticale en pointillés indique la position où $B\rho_{run} = B\rho_{ref}$. Le panneau haut de chaque figure montre la différence pour chaque run, dont les numéros sont croissants avec le temps. Le panneau du bas montre la projection sur l'axe $B\rho_{run} - B\rho_{ref}$ et permet de visualiser la dispersion de la rigidité magnétique. On observe bien, avant la correction de l'étalonnage (figure 7.20a), le décalage avec le temps évoqué précédemment. Deux groupes se distinguent. Le premier comprend les runs pour lesquels l'étalonnage à basse énergie d'excitation est valide (peu d'écart avec le run de référence). Le deuxième, composé de 92 % des runs, contient les cas pour lesquels un décalage d'en moyenne 40 keV est observé par rapport à la rigidité magnétique de référence. La dispersion autour de la moyenne pour ce deuxième groupe est de l'ordre de 10 keV. Après la correction de l'étalonnage (figure 7.20b), on constate que les positions du pic tritons étudié sont dans l'ensemble alignées. La dispersion autour de la valeur moyenne est réduite à environ 6 keV. Notons que les runs pour lesquels les barres d'erreurs sont importantes ou qui présentent encore des décalages significatifs sont ceux qui possèdent les statistiques les plus faibles.

d/ Spectre en rigidité magnétique final de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He,t})^{31}\text{S}$

Le spectre en rigidité magnétique final des tritons obtenu après l'addition de tous les runs est présenté sur la figure 7.21. Un bon accord est maintenant observé avec les positions des niveaux observés par Wrede *et al.* [116]. La résolution en énergie d'excitation du spectre mesuré est de 50 keV (FWHM). Elle inclut plusieurs facteurs : dispersion en énergie due à l'épaisseur de la cible, résolution du spectromètre et du système de détection et dispersion venant de l'étalonnage.

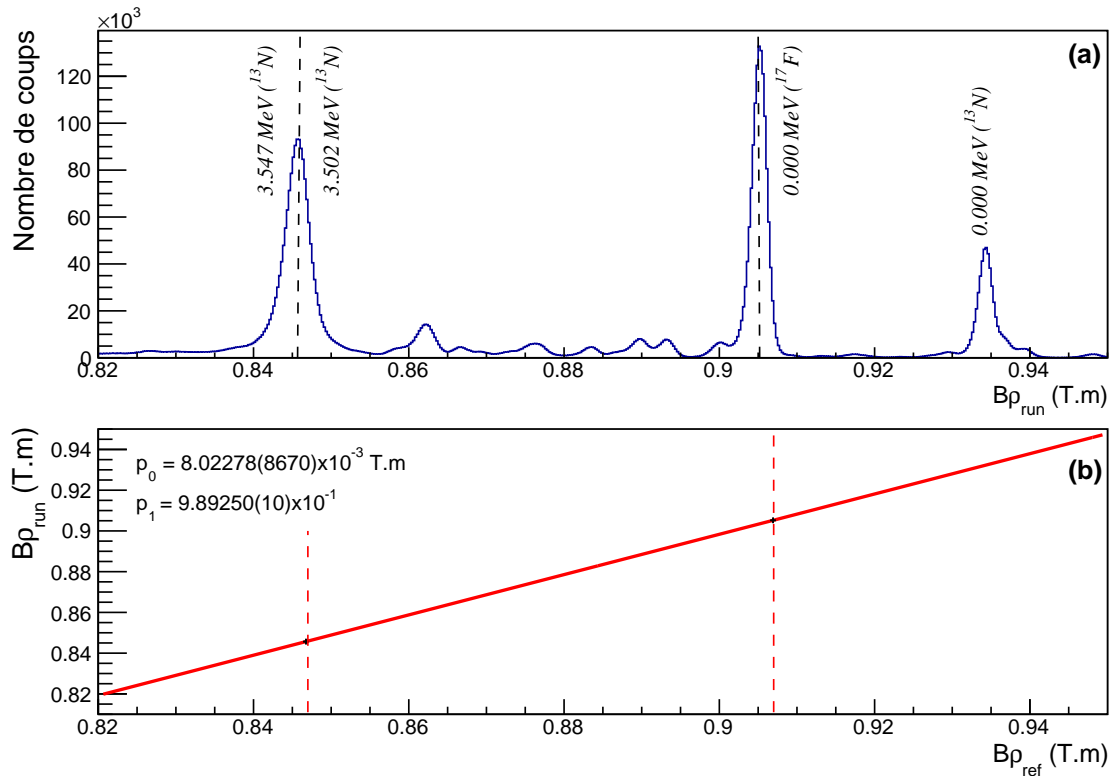
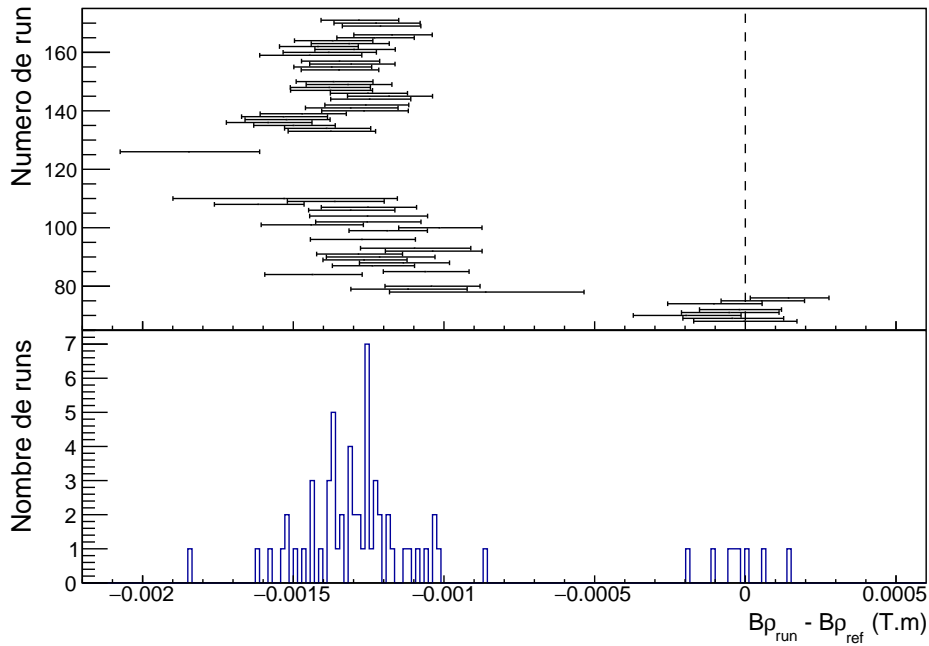
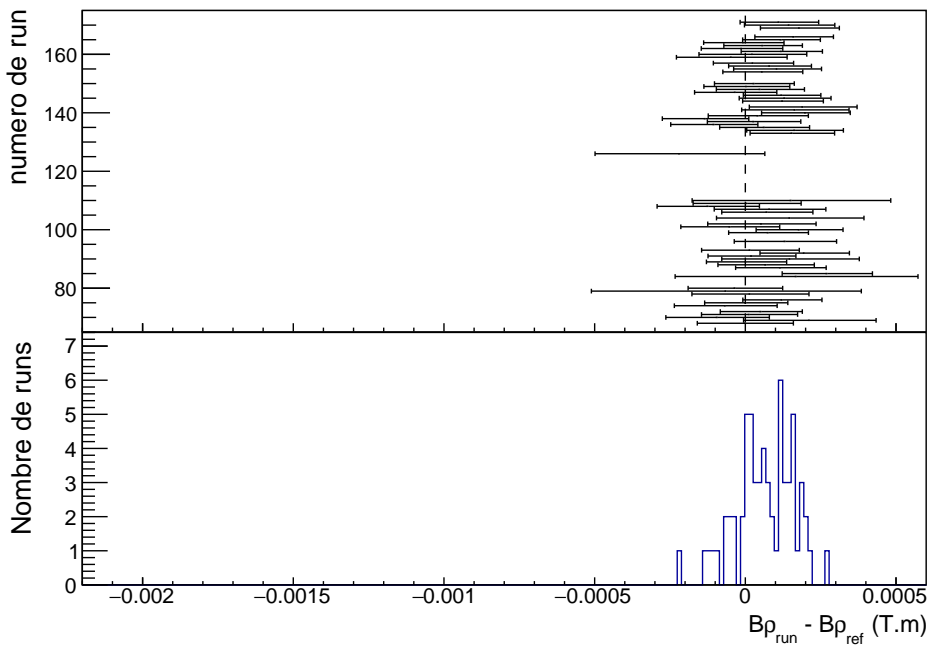


FIGURE 7.19 – Correction de l'étalonnage du détecteur « position ». (a) Spectre en rigidité magnétique des deutrons pour un run pris en fin d'expérience. (b) Rigidités magnétiques pour le run étudié ($B\rho_{run}$) des pics les plus peuplés en ($^3\text{He},d$), encadrant la zone d'intérêt astrophysique, en fonction des rigidités magnétiques de référence ($B\rho_{ref}$) déterminées pour le premier run, pour lequel l'étalonnage est valide. L'ajustement est effectué avec un polynôme du premier ordre (courbe rouge) selon l'équation (7.7). On note le décalage entre les positions des pics de références (lignes en pointillés rouge) et celles des pics du run étudié (lignes en pointillés noir).



(a) Dispersion avant la correction.



(b) Alignement après la correction.

FIGURE 7.20 – Effet de la correction de l'étalonnage pour un pic du spectre tritons situé à $B\rho \approx 0.877$ T.m. La différence entre la rigidité magnétique $B\rho_{run}$ déterminée pour un run donné et celle du run de référence $B\rho_{ref}$ est calculée pour chaque run de l'expérience. L'écart moyen entre les deux groupes de runs observés avant la correction est d'environ 40 keV et la dispersion pour le deuxième groupe, comprenant la majorité des runs, est de l'ordre de 10 keV. Après la correction, les positions du pic étudié sont alignées et la dispersion est d'environ 6 keV.

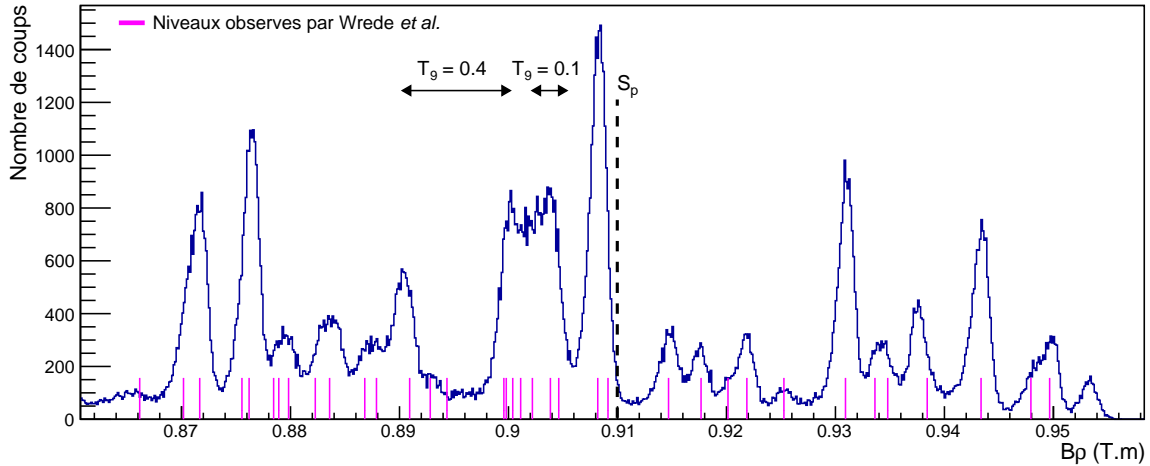


FIGURE 7.21 – Spectre en rigidité magnétique final des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*$ à 25 MeV pour un angle de détection $\theta_{lab} = 10^\circ$. Les gammes en rigidité magnétique correspondant aux pics de Gamow pour les deux températures extrêmes d'intérêt astrophysique $T_9 = 0.1$ et $T_9 = 0.4$ sont représentées, ainsi que la position du seuil d'émission proton S_p . La comparaison avec les positions des niveaux d'énergie observés par Wrede *et al.* [116] (lignes verticales magenta) montre un bon accord.

7.3 Analyse des données de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$

La deuxième étape pour obtenir le rapport de branchement proton est de déterminer le nombre de protons de décroissance correspondant à un état excité du $^{31}\text{S}^*$ formé au cours de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}^*(\text{p})^{30}\text{P}$. Pour cela, nous sélectionnons les événements correspondant à une coïncidence entre un triton, détecté dans les détecteurs au plan focal du split-pole, et un proton, détecté dans un détecteur W1. On parlera dans la suite pour simplifier de coïncidence t-p. Alors que dans les détecteurs du split-pole environ 700 particules sont détectées par seconde (p,d,t, α), les W1 sont sujets à un flux de particules beaucoup plus important venant des diffusions élastiques et des électrons δ arrachés à la cible. Comme les seuils en énergie des ADC ont été fortement baissés dans cette expérience pour détecter les protons de basses énergies (quelques centaines de keV), des taux de l'ordre de 60 kHz par détecteur ont été atteints. Pour s'assurer que les signaux mesurés correspondent aux particules d'intérêt, un certain nombre de conditions doivent donc être mises en places, que nous détaillons dans les sections suivantes.

7.3.1 Étalonnage en énergie des détecteurs W1

La sélection des bons événements protons nécessite de connaître les énergies des particules détectées dans les W1. Il faut donc établir la correspondance entre le canal électronique et l'énergie déposée dans le détecteur. Cet étalonnage doit être réalisé pour chaque piste des deux faces des six détecteurs, les pistes possédant chacune une voie électronique indépendante (section 7.1.5.b). Les protons que nous souhaitons détecter ont des énergies entre quelques centaines de keV et quelques MeV. L'idéal est d'utiliser des sources émettrices de particules d'énergies connues qui couvrent toute la gamme en énergie d'intérêt. Nous disposons d'une source triple alpha émettant des alphas à des énergies entre 5 et 6 MeV, mais nous n'avons pas de source pour la partie à plus basse énergie. Pour pouvoir appliquer l'étalonnage réalisé avec la source triple alpha sur toute la gamme, nous devons nous assurer que chacune des voies des ADC utilisés pour coder les informations a un comportement linéaire. Pour cela, nous utilisons un générateur délivrant des impulsions d'amplitudes connues. Nous décrivons d'abord l'étude de la linéarité des voies d'ADC puis l'étalonnage en énergie avec la source triple alpha.

a/ Linéarité des ADC

Des signaux d'amplitudes connues entre 0.05 et 0.5 V, délivrés par un générateur d'impulsion, ont été injectés dans les pré-amplificateurs reliés aux détecteurs W1. La figure 7.22(a) montre le spectre obtenu pour la première piste de la face avant du détecteur 1. Les impulsions couvrent à la fois la gamme correspondant aux basses énergies et celle des particules alpha de la source d'étalonnage (dont on distingue le spectre entre les canaux 1500 et 2000). La relation entre l'amplitude de l'impulsion et le canal auquel elle est codée est représentée sur la figure 7.22(b), l'ajustement (courbe rouge) est réalisé avec un polynôme d'ordre 1. L'écart à l'ajustement est au maximum de 0.2 mV (figure 7.22(c)), ce qui correspond à une erreur de 1.2 keV sur les énergies les plus basses mesurées. La dispersion des résidus suggère cependant qu'un ajustement avec un polynôme de degré 2 serait plus adapté. L'utilisation d'un ordre 2 complexifiant la procédure d'étalonnage (section 7.3.1.b) et l'incertitude de 1.2 keV étant tout à fait satisfaisante, nous avons choisi de conserver l'ajustement avec un polynôme d'ordre 1. Nous pouvons donc considérer que les voies d'ADC ont un comportement linéaire sur toute la gamme. L'extrapolation de la droite d'ajustement à l'amplitude nulle permet d'obtenir la valeur de l'offset électronique.

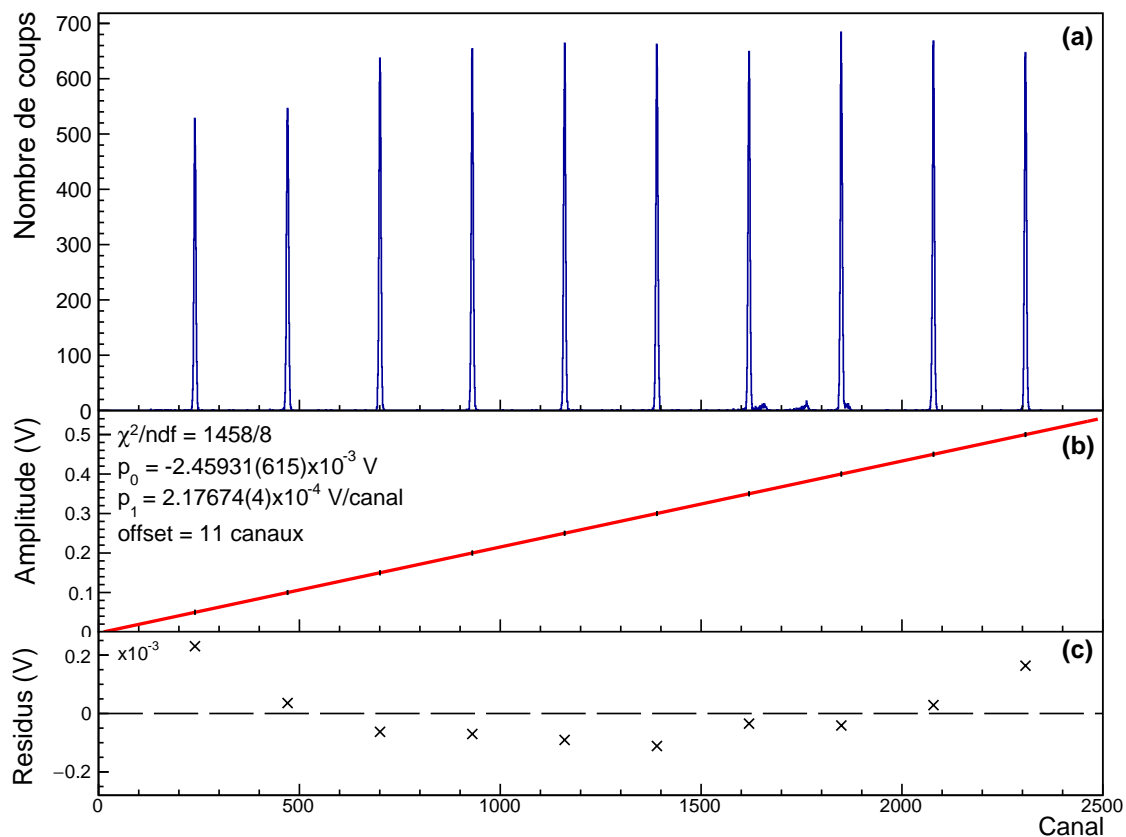


FIGURE 7.22 – Vérification du comportement linéaire de l'ensemble de la chaîne électronique et détermination de l'offset électronique dans le cas de la première piste de la face avant du détecteur 1 : (a) Spectre en canaux d'une série de dix impulsions d'amplitudes entre 0.05 et 0.5 V injectées dans la chaîne électronique du détecteur. (b) Relation entre l'amplitude de l'impulsion et le canal auquel elle est codée. L'ajustement (courbe rouge) est effectué avec un polynôme du premier ordre. L'offset électronique est déterminé en extrapolant la droite d'ajustement à l'amplitude nulle, sa valeur est ici de 11 canaux. (c) Écart à l'ajustement.

b/ Étalonnage avec une source triple alpha

La source triple alpha utilisée pour l'étalonnage en énergie est composée de ^{239}Pu , d' ^{241}Am et de ^{244}Cm qui se désintègrent en émettant des particules alpha dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 7.3.

L'étalonnage a été réalisé en utilisant la méthode d'extrapolation à zéro [140]. Cette méthode permet de déterminer l'épaisseur de la couche morte d'aluminium recouvrant les pistes (section 7.1.4.a) et de la prendre en compte pour déduire l'énergie déposée dans le volume actif du détecteur. Le détecteur et son électronique sont ensuite ca-

TABLEAU 7.3 – Énergies et intensités relatives des particules alpha émises par chacun des isotopes constituant la source utilisée pour l'étalonnage en énergie des détecteurs W1 [139].

Isotope	E_α (MeV)	I_α (%)
^{239}Pu	5.15659(14)	70.77(14)
	5.1443(8)	17.11(14)
	5.1055(8)	11.94(7)
^{241}Am	5.48536(12)	84.8(5)
	5.44280(13)	13.1(3)
	5.388	1.66(2)
^{244}Cm	5.80477(5)	76.90(10)
	5.76264(3)	23.10(10)

librés en énergie indépendamment du type de particules, ce dont nous avons besoin étant donné que nous sommes intéressés par la détection de protons et non d'alphas. Le principe est que lorsque l'épaisseur de la couche morte est bien ajustée, la droite d'étalonnage fait correspondre l'énergie nulle à l'offset électronique. La procédure pour chaque détecteur (on ne s'intéresse ici qu'aux faces avant) est la suivante :

- Les spectres alphas sont obtenus pour chacune des pistes (le cas de la piste 1 de la face avant du détecteur 1 est montré sur la figure 7.23(a)) ;
- Les canaux correspondant aux trois raies les plus peuplées sont déterminés avec des ajustements gaussiens ;
- Une épaisseur initiale de la couche d'aluminium de $0.5 \mu\text{m}$, typique des détecteurs produits par Micron Semiconductor Ltd (MSL) [136], est supposée, et les énergies déposées dans le volume actif du détecteur par les particules incidentes, E_{depot} , sont calculées à partir des énergies initiales (tableau 7.3) en prenant en compte la perte d'énergie dans la couche morte ;
- La relation entre l'énergie déposée E_{depot} et le canal associé est ajustée avec un polynôme de degré 1 (figure 7.23(b)) d'équation $E_{\text{depot}} = p_0 + p_1 \text{Canal}$;
- L'ajustement est extrapolé pour trouver le canal c_0 correspondant à $E_{\text{depot}} = 0 \text{ MeV}$, soit $c_0 = -p_0/p_1$;
- La différence δ entre c_0 et l'offset électronique est calculée pour chaque piste (figure 7.24) ;
- Si la valeur moyenne de δ sur l'ensemble des pistes du détecteur est inférieure à la résolution en canal des pics alpha ($\sigma \approx 4$ canaux), l'épaisseur d'aluminium

supposée est validée. Dans le cas contraire, l'hypothèse sur l'épaisseur est modifiée et le procédé recommence à partir de la première étape.

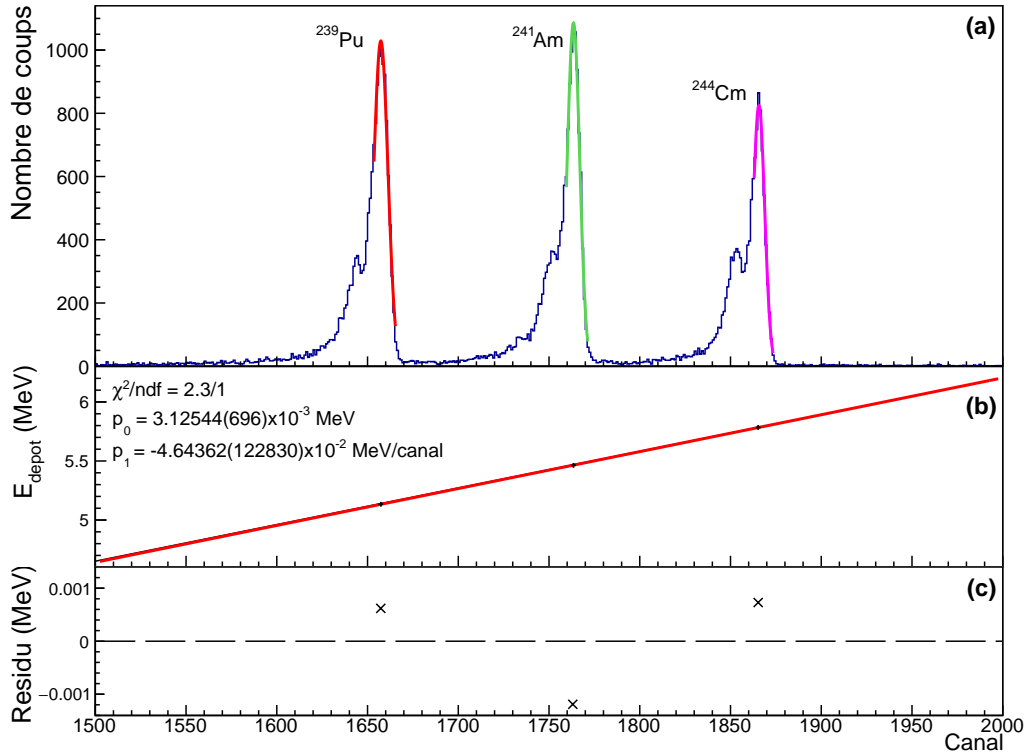


FIGURE 7.23 – Étalonnage en énergie avec une source triple alpha dans le cas de la première piste de la face avant du détecteur 1. (a) Spectre alpha. (b) Énergie déposée E_{depot} dans le volume actif du détecteur, après prise en compte de la perte d'énergie dans la couche morte d'aluminium, en fonction du canal de l'ADC. L'ajustement est réalisé avec un polynôme de degré 1 (courbe rouge). (c) Résidus.

Comme illustré sur le schéma de la figure 7.24, si l'épaisseur supposée est trop importante (exemple avec $e_{\text{Al}} = 0.6 \mu\text{m}$, en bleu), la perte d'énergie est telle que les énergies déposées calculées sont sous-estimées. La droite d'ajustement a alors une pente trop élevée et le canal c_0 est trop éloigné de l'offset électronique par rapport au critère fixé. Réduire la valeur de l'épaisseur (cas avec $e_{\text{Al}} = 0.15 \mu\text{m}$, en rouge) diminue la perte d'énergie et augmente l'énergie déposée calculée, ce qui a pour effet de diminuer la pente de la droite d'ajustement et de réduire l'écart δ pour se rapprocher de la situation réelle attendue ($c_0 \approx$ offset électronique). L'ajustement de l'épaisseur de la couche morte et l'étalonnage sont ainsi effectués en même temps à chaque étape. À l'issue du processus, l'épaisseur validée et les coefficients de l'étalonnage associé sont extraits. Les

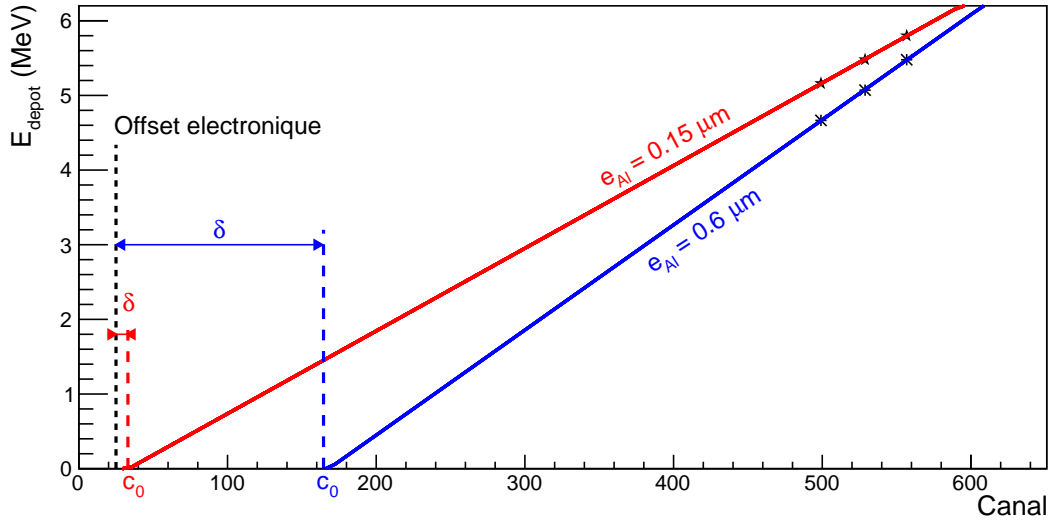
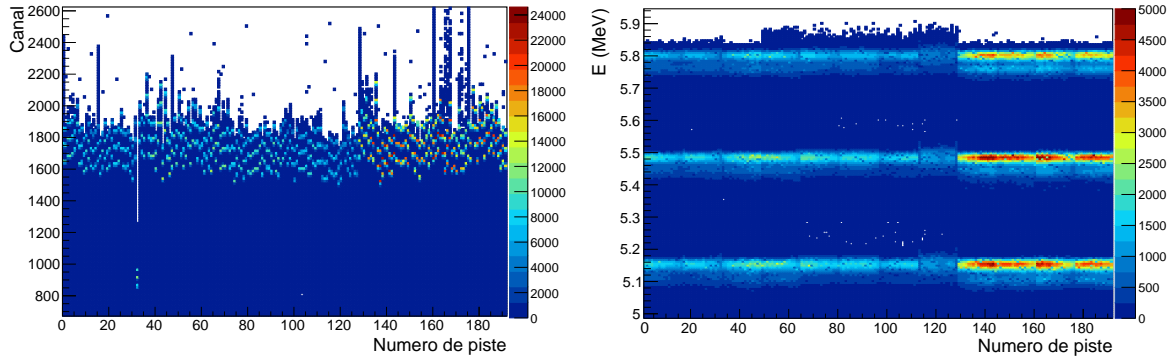


FIGURE 7.24 – Schéma illustrant le principe de la méthode d'extrapolation à zéro utilisée pour déterminer les coefficients d'étalonnage et l'épaisseur de la couche morte d'aluminium recouvrant les détecteurs W1. La relation entre les énergies E_{depot} déposées par les particules alpha dans le détecteur W1 (calculées à partir des énergies initiales en prenant en compte la perte d'énergie dans la couche morte) et les canaux de l'ADC est ajustée avec un polynôme d'ordre 1. Si l'épaisseur est surestimée (cas $e_{\text{Al}} = 0.6 \mu\text{m}$, en bleu), la différence δ entre l'offset électronique et le canal c_0 déterminé avec l'ajustement (pour $E_{\text{depot}} = 0 \text{ MeV}$) est trop élevée. Réduire l'épaisseur de la couche morte (cas $e_{\text{Al}} = 0.15 \mu\text{m}$, en rouge) diminue la perte d'énergie et augmente les valeurs des énergies déposées calculées. La pente de la droite d'ajustement est alors moins importante et c_0 se rapproche de la valeur de l'offset électronique.

épaisseurs de couches mortes déterminées avec cette méthode pour les faces avant de chaque détecteur sont données dans le tableau 7.4. Le détecteur 3 correspond typiquement à un détecteur W1 produit par MSL [136] de type 2M, caractérisé par une couche morte d'environ $0.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur et entièrement recouvert de métal. Les 5 autres W1 correspondent à des détecteurs de type 7G ou 9G, caractérisés par une épaisseur de couche morte de l'ordre de $0.3 \mu\text{m}$ et $0.1 \mu\text{m}$, respectivement, et recouverts d'une grille métallique.

L'effet de l'étalonnage et de la correction de la perte d'énergie est montré sur la figure 7.25. Chacune des 192 voies des ADC code l'énergie E_{depot} déposée par les particules alpha à des canaux différents (figure 7.25a). L'application de l'étalonnage obtenu pour chacune des pistes et la prise en compte de la perte d'énergie dans la couche

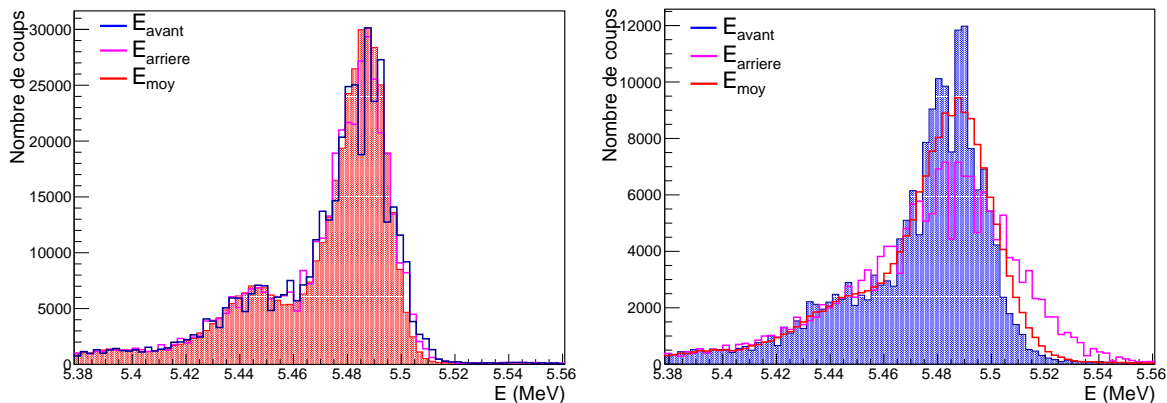
morte déterminée pour chaque détecteur permet de calculer les énergies initiales E des particules incidentes (figure 7.25b). On constate que ces énergies sont bien alignées aux valeurs attendues (tableau 7.3) pour toutes les pistes.



- (a) Les canaux associés aux trois pics alpha principaux ne sont pas les mêmes d'une piste à l'autre. (b) Après l'étalonnage et la correction de la perte d'énergie dans la couche morte, les énergies des trois pics sont alignées.

FIGURE 7.25 – Alignement en énergie des 192 pistes constituant les faces avant et arrière des six détecteurs W1. Les pistes sont classées par détecteur, du numéro 1 au numéro 6, avec d'abord les 16 pistes de la face avant.

L'étude des spectres alpha permet également de déterminer la résolution en énergie dans le laboratoire de chacune des faces des détecteurs. Pour cela, on effectue la moyenne sur les seize pistes de la résolution des trois pics alpha utilisés pour l'étalonnage. La figure 7.26a montre un agrandissement du spectre alpha en énergie dans la région du pic de l' ^{241}Am , obtenu pour la face avant du détecteur 6 (E_{avant} , histogramme bleu) et sa face arrière (E_{arriere} , histogramme magenta), en prenant en compte la contribution des seize pistes. L'histogramme rouge correspond au spectre obtenu lorsque l'on fait la moyenne sur les énergies des faces avant et arrière ($E_{\text{moy}} = (E_{\text{avant}} + E_{\text{arriere}})/2$). On observe que la résolution est meilleure avec le spectre en énergie « moyenne » (20 keV (FWHM) à comparer à 26 et 22 keV pour la face avant et arrière, respectivement). Le même constat est effectué pour les autres détecteurs à l'exception du détecteur 4 (figure 7.26b). Ce détecteur a été sous-polarisé par inadvertance, entraînant une collection de charges incomplète sur la face arrière et ainsi une dégradation de la résolution pour cette face (60 keV (FWHM)). La résolution en énergie « moyenne » est donc également dégradée (36 keV), la meilleure valeur est obtenue lorsque seule l'énergie détectée sur la face avant est prise en compte (29 keV). Les résolutions en énergie déterminées pour chaque détecteur, autour de 25 keV (FWHM), sont données dans le tableau 7.4.



(a) Cas du détecteur 6. La résolution obtenue est meilleure lorsque l'énergie moyenne est considérée (histogramme rouge hachuré). (b) Cas du détecteur 4. La résolution est meilleure quand on ne considère que l'énergie mesurée sur la face avant (histogramme bleu hachuré).

FIGURE 7.26 – Comparaison des résolutions en énergie pour le pic alpha de l' ^{241}Am . Dans chaque cas, l'histogramme bleu est obtenu en considérant uniquement les énergies E_{avant} , mesurées sur les pistes de la face avant, et l'histogramme magenta en prenant en compte uniquement les énergies E_{arriere} , mesurées sur la face arrière. Le spectre rouge est obtenu en faisant la moyenne sur les énergies des faces avant et arrière, $E_{\text{moy}} = (E_{\text{avant}} + E_{\text{arriere}})/2$.

TABLEAU 7.4 – Épaisseurs des couches mortes d'aluminium recouvrant les faces avant des détecteurs W1 utilisés dans l'expérience, et résolutions en énergie moyenne dans le laboratoire obtenues à partir des spectres alpha.

Détecteur	1	2	3	4	5	6
$e_{\text{Al}} (\mu\text{m})$	0.15	0.15	0.71	0.07	0.08	0.09
ΔE (FWHM) (keV) ^a	24	23	30	29	21	20

^a Déterminée à partir du spectre alpha en énergie « moyenne » $E_{\text{moy}} = (E_{\text{avant}} + E_{\text{arriere}})/2$, sauf pour le détecteur 4 pour lequel le spectre pris en compte est fonction de l'énergie de la face avant seule.

7.3.2 Sélection des événements dans les W1

L'application de l'étalonnage en énergie permet de déterminer les énergies déposées par les particules dans les détecteurs W1. Un dépôt d'énergie entraînant un signal à la fois sur la face avant et sur la face arrière du détecteur touché, un bon événement physique correspond à un événement pour lequel les énergies mesurées sur les deux

faces d'un même détecteur sont les mêmes. La première sélection des événements dans les W1 consiste donc à effectuer une sélection en énergie. La deuxième est de s'assurer qu'un temps a été enregistré pour cet événement.

a/ Sélection en énergie

Chacune des 16 pistes d'une face ayant sa propre voie électronique, il est possible d'enregistrer au maximum en même temps 96 signaux pour les faces avant et 96 pour les faces arrière. Pour associer les signaux venant des deux faces correspondant au même détecteur et au même dépôt d'énergie, on effectue toutes les combinaisons possibles entre les signaux « avant » et « arrière » enregistrés en même temps et on ne garde que celles qui satisfont à la condition « même détecteur touché et $E_{\text{avant}} \approx E_{\text{arriere}}$ ».

La figure 7.27 montre la relation entre les énergies « avant » et « arrière » quand le détecteur touché est le numéro 1. Les événements sur la bissectrice sont les événements physiques. Ceux en dehors correspondent à du bruit ou à une particule arrivant sur un inter-piste (le total des inter-pistes représentant 2.8 % de la surface d'un détecteur). On constate qu'une grande partie des signaux mesurés sont du bruit de basse énergie ($\lesssim 600$ keV). Dans cette expérience, nous avons gardé les événements pour lesquels la différence entre les énergies mesurées sur les faces avant et arrière est inférieure à six fois la résolution moyenne de 25 keV. La sélection graphique correspondant à cette condition est en rouge sur la figure 7.27.

b/ Association énergie et temps

L'information sur le temps d'arrivée des particules dans les W1, codée par le TDC, est indispensable pour identifier les coïncidences t-p, comme nous le verrons dans la section d'après (section 7.3.3.a). Il faut donc donner à chaque couple construit précédemment la valeur temps correspondante. Dans cette expérience, ce sont les temps issus des pistes des faces avant qui ont été enregistrés et utilisés (section 7.1.5.b). Les informations venant d'une voie d'ADC et de TDC sont donc corrélées si elles sont associées au même détecteur et à la même piste « avant ».

Environ 30 % des événements traités n'ont pas d'information en temps. Cela vient du fait que la fenêtre en temps programmable définie pour rechercher à la fois les signaux venant du split-pole et des W1 (section 7.1.5.d) est plus courte que celle pour les ADC. Ces événements en dehors de la fenêtre ne correspondent pas à des particules d'intérêt.

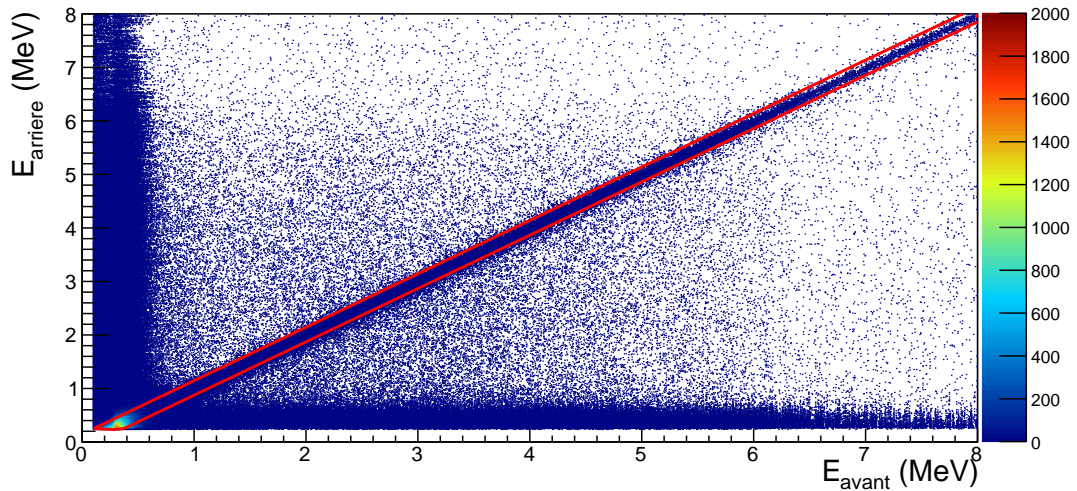


FIGURE 7.27 – Relation entre les énergies mesurées sur la face avant E_{avant} et arrière $E_{arriere}$ du détecteur 1. Les événements sur la bissectrice sont des événements physiques. La sélection graphique en rouge correspond aux événements gardés dans cette expérience, pour lesquels $|E_{avant} - E_{arriere}| < 6\sigma$ (FWHM).

c/ Caractéristiques des événements

Nous venons de voir que parmi les événements enregistrés, beaucoup correspondent à du bruit de basse énergie, correspondant à la gamme d'intérêt de notre étude. Le nombre de combinaisons entre les signaux « avant » et « arrière » peut ainsi être très élevé. Il est par conséquent important de connaître les caractéristiques des événements sélectionnés et de ceux rejetés afin de s'assurer que seuls les bons événements sont conservés après chaque sélection.

La figure 7.28 illustre la façon dont sont sélectionnés les événements. L'exemple présenté considère uniquement 5 signaux codés par les ADC « avant » et « arrière » (partie de gauche). Parmi toutes les combinaisons possibles, seules celles associant le même détecteur D et la même énergie mesurée E sont gardées. Dans cet exemple, sont donc conservés les couples avec le détecteur 1 (reliés par des flèches bleues), le détecteur 4 (flèches magenta) et le détecteur 5 (flèche rouge). Les signaux enregistrés dans les détecteurs 3 et 6 sont rejetés car ils ne font pas partie d'une association « avant - arrière ».

On constate que certains couples formés associent, pour un même détecteur, la même piste « avant » et une piste « arrière » différente, ou inversement (partie centrale de la figure 7.28). Ces couples sont qualifiés d'ambigus car une seule de ces combinaisons

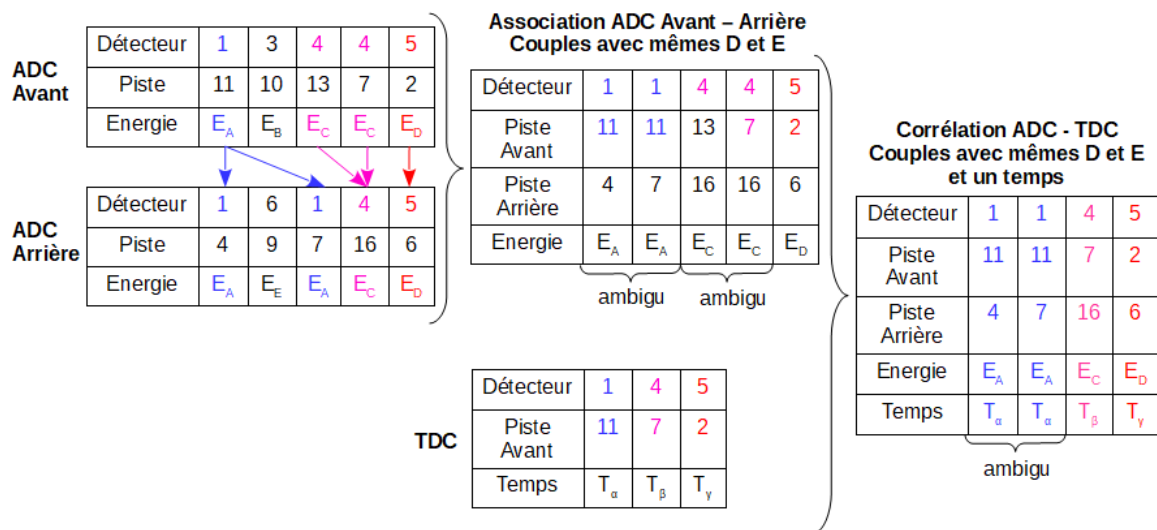


FIGURE 7.28 – Illustration de l’association des données venant des ADC et TDC dans le cas où plusieurs signaux ont été enregistrés en même temps. Seules les combinaisons correspondant à un même dépôt d’énergie E sur les faces avant et arrière d’un même détecteur D sont représentées à l’étape « association ADC avant-arrière ». Deux couples associant la même piste avant ou arrière d’un détecteur sont qualifiés d’ambigus car une seule des combinaisons est correcte mais il n’est pas possible de savoir de laquelle il s’agit.

correspond à une situation réelle. En effet, si une énergie est déposée par une particule au niveau de la piste « avant » 11 du détecteur 1 par exemple, le dépôt d’énergie sur la face arrière ne peut être mesuré que par la piste la plus proche de l’interaction, à savoir la 4 ou 7, mais pas les deux en même temps. On ne peut cependant pas savoir quelle est la bonne combinaison, d’où le terme d’ambigu. Notons que si deux particules déposent leur énergie en même temps au niveau de la piste « avant » 11 et des deux pistes « arrière » 4 et 7, l’énergie mesurée sur la piste « avant » correspondant à l’addition des deux dépôts, la condition $E_{avant} \approx E_{arriere}$ n’est plus respectée. Ce cas de figure est rejeté lors de l’association en couple et ne peut pas correspondre au cas ambigu.

L’association énergie et temps permet de supprimer les couples ambigus venant des combinaisons ayant des pistes « arrière » identiques et des pistes « avant » différentes. En effet, le temps est associé à un couple si il correspond au même détecteur et à la même piste « avant ». Dans l’exemple de la figure 7.28, le couple du détecteur 4 {piste avant 13 - piste arrière 16} est rejeté car le temps enregistré pour le détecteur 4 correspond à la piste « avant » 7 et non 13. Les couples ambigus avec les mêmes pistes « avant » sont par contre conservés. Nous verrons par la suite (section 7.3.4) que leur proportion dans la sélection finale des événements en coïncidence t-p est négligeable.

7.3.3 Sélection des coïncidences t-p

Une fois que les événements physiques avec une information en temps ont été sélectionnés dans les W1, il faut déterminer lesquels correspondent à des événements protons émis en coïncidence avec les tritons détectés au plan focal du split-pole. Pour cela, une sélection en temps est effectuée.

a/ Sélection en temps

Comme expliqué dans la section 7.1.5.d, les temps enregistrés dans le TDC, venant des particules détectées au plan focal du split-pole et dans les W1, que l'on notera respectivement t_{SP} et t_{W1} , sont référencés par rapport au début de la fenêtre en temps programmable. Les valeurs obtenues ne sont donc pas des temps de vol à strictement parler, cependant la différence $t_{W1} - t_{SP}$ correspond bien à l'écart entre les deux temps de vol. Ce dernier est caractéristique du type de particules détectées en coïncidence. Pour sélectionner les événements d'intérêt t-p, il suffit donc de ne garder que ceux associés à la bonne valeur $t_{W1} - t_{SP}$. La voie de décroissance proton étant la seule ouverte pour les états excités du ^{31}S peuplés dans les conditions expérimentales choisies, on s'attend à n'avoir que des coïncidences t-p (avec les tritons déjà sélectionnés) et donc un pic unique dans le spectre en temps. C'est bien ce que l'on observe sur la figure 7.29 qui montre, pour une piste donnée, la répartition des valeurs calculées $t_{W1} - t_{SP}$ pour tous les couples sélectionnés dans les W1. On constate un bruit de fond important venant d'une part des coïncidences fortuites entre un triton et un signal correspondant à du bruit, et d'autre part des couples ambigus. Dans le cas présenté, le pic en temps des événements d'intérêt est tout à fait identifiable. Cela n'est cependant pas le cas pour toutes les pistes lorsque le nombre de couples ambigus est très important. Nous avons donc choisi de supprimer ces derniers pour pouvoir faciliter la sélection en temps. Nous montrerons par la suite que cela n'a pas d'incidence sur le résultat final.

Le temps d'arrivée d'une particule dépend de la longueur du chemin qu'elle parcourt et de sa vitesse (donc de son énergie). Par exemple les tritons de plus basses énergies, correspondant aux états excités du ^{31}S de plus hautes énergies, ont la vitesse la plus faible ($\beta \approx 0.09$) mais suivent les trajectoires les plus courtes dans le spectromètre (équation (3.5)). Les protons venant de la décroissance de ces états du $^{31}\text{S}^*$ sont quant à eux émis avec les plus grandes énergies. On observe donc une dispersion autour de la valeur moyenne du pic en temps $t_{W1} - t_{SP}$, due à la cinématique de la réaction (≈ 25 ns (FWHM)). De plus, les W1 étant positionnés à des angles et à des distances différentes, la longueur de parcours d'un proton ne sera pas la même selon son angle d'émission. Il y a donc également un décalage en temps piste par piste dû à la géométrie, comme

on peut le voir sur la figure 7.30a. Pour simplifier l'analyse, nous avons aligné les pics en temps de chaque piste à la même valeur (celle de la piste 1 du détecteur 1, choisie arbitrairement). Chaque canal du TDC étant équivalent à 0.8 ns, il n'y a pas de gain à considérer mais juste un offset. Le résultat de l'alignement est visible sur la figure 7.30b.

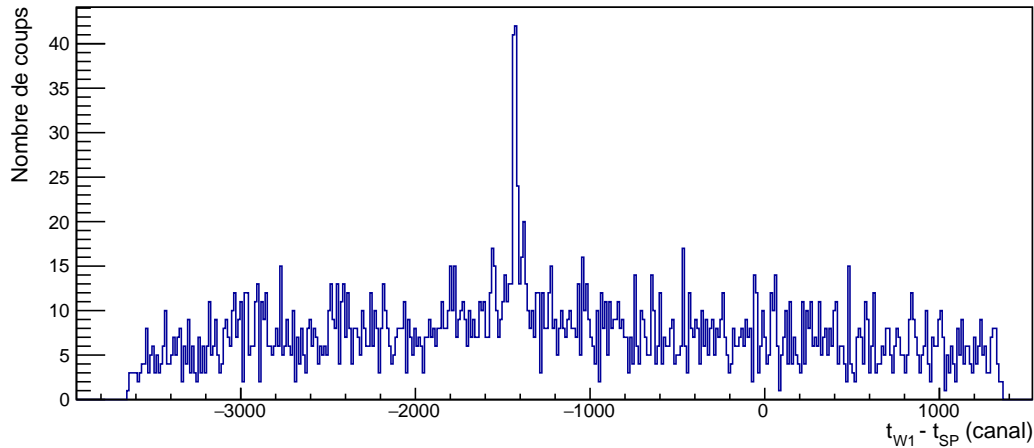
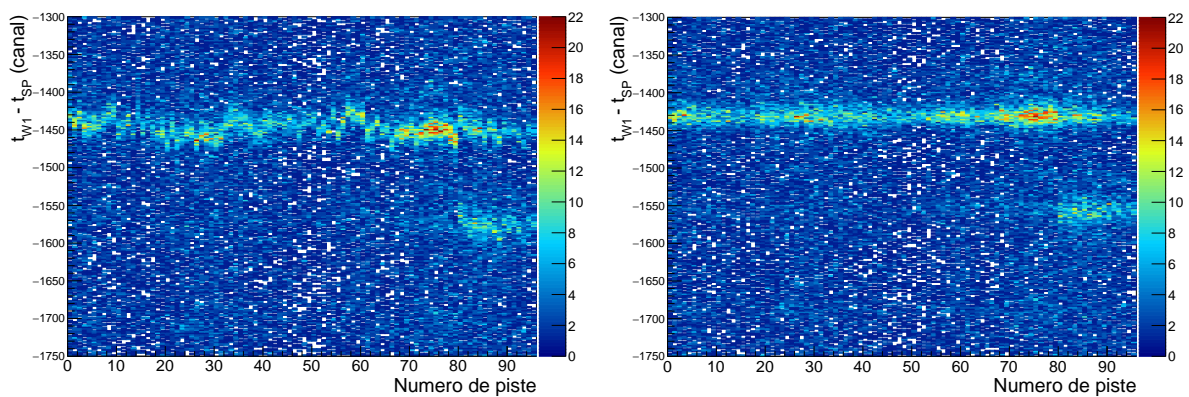


FIGURE 7.29 – Spectre en temps donnant la répartition des couples de tous les événements en fonction de leur différence de temps $t_{W1} - t_{SP}$, représentant l'écart entre l'arrivée en coïncidence d'une particule dans une piste d'un détecteur W1 et d'un triton dans les détecteurs du split-pole. Est représenté ici le cas de la piste 1 de la face avant du détecteur 1 pour un groupe de run avec les mêmes réglages du TDC, représentant 91 % de la statistique. Les couples correspondant à une coïncidence t-p ont une différence de temps similaire et forment un pic au-dessus du bruit de fond venant des coïncidences fortuites.



(a) Avant l'alignement : le pic en temps n'est pas codé au même canal pour chaque piste. (b) Après l'alignement : la piste de référence est la première du détecteur 1.

FIGURE 7.30 – Alignement en temps des 96 pistes des faces avant des détecteurs W1. Les pistes sont classées par détecteur, du numéro 1 au numéro 6.

On observe un deuxième pic en temps, bien visible pour le détecteur 6, séparé d'environ 100 ns. Les événements en coïncidence avec un temps $t_{W1} - t_{SP}$ dans ce deuxième pic ne correspondent pas à des cas où deux temps t_{W1} auraient été enregistrés pour le même couple. En effet, ce cas de figure, qui ne représente que 0.1 % de tous les événements W1, a été supprimé lors de l'association énergie et temps. De plus, nous avons vérifié que les événements dans le deuxième pic en temps ont les mêmes caractéristiques que ceux du pic principal, à savoir que si nous les sélectionnons nous les retrouvons dans le même locus cinématique sur le spectre bidimensionnel (E_{W1} , $B\rho$) (section 7.3.3.b). Ce sont donc de bons événements que nous devons garder.

La sélection finale des coïncidences en temps t-p se fait avec le spectre bidimensionnel ($t_{W1} - t_{SP}$, E_{W1}) pour prendre en compte la dépendance en énergie du temps de vol. Il est présenté sur la figure 7.31, où les contributions de tous les détecteurs sont considérées. On constate qu'il y a en réalité trois pics en temps séparés du même intervalle de temps (≈ 100 ns). Trois sélections graphiques sont donc effectuées pour prendre en compte tous les bons événements (sélections en rouge sur la figure). On observe également des petits locus au-dessus des sélections ($1 \lesssim E_{W1} \lesssim 1.5$ et $t_{W1} - t_{SP} \approx -1380$ et -1500 canaux). Ils correspondent aux coïncidences en temps deuton-proton. En effet, bien qu'une série de sélections graphiques ait été effectuée pour réduire le fond deuton (section 7.2.3.a), il n'a pas été complètement supprimé. Les événements dans ces locus d-p correspondent à 5.6 % des événements en coïncidence observés (t-p et d-p).

b/ Sélection cinématique

Le spectre bidimensionnel (E_{W1} , $B\rho$) présenté sur la figure 7.32 permet finalement de distinguer, parmi les événements en coïncidence t-p, ceux qui correspondent à la décroissance proton d'un état excité du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P ou vers ses états excités.

On observe en effet différents locus cinématiques associés à chacune des décroissances. Celui entouré par la sélection graphique en rouge correspond aux protons de décroissance vers l'état fondamental du ^{30}P (locus « p_0 »). La sélection a été faite séparément pour chaque paire de détecteurs positionnés verticalement sur le même support (section 7.1.4.b). En effet, comme la cinématique de la réaction dépend de l'angle d'émission, les énergies des protons détectés dans les différentes paires de W1 sont légèrement différentes et les locus cinématiques sont légèrement décalés. Les trois locus que l'on distingue à des énergies plus faibles que le locus « p_0 » correspondent aux décroissances proton vers les quatre premiers états excités du $^{30}\text{P}^*$ ($E^*(^{30}\text{P}) = 0.677$

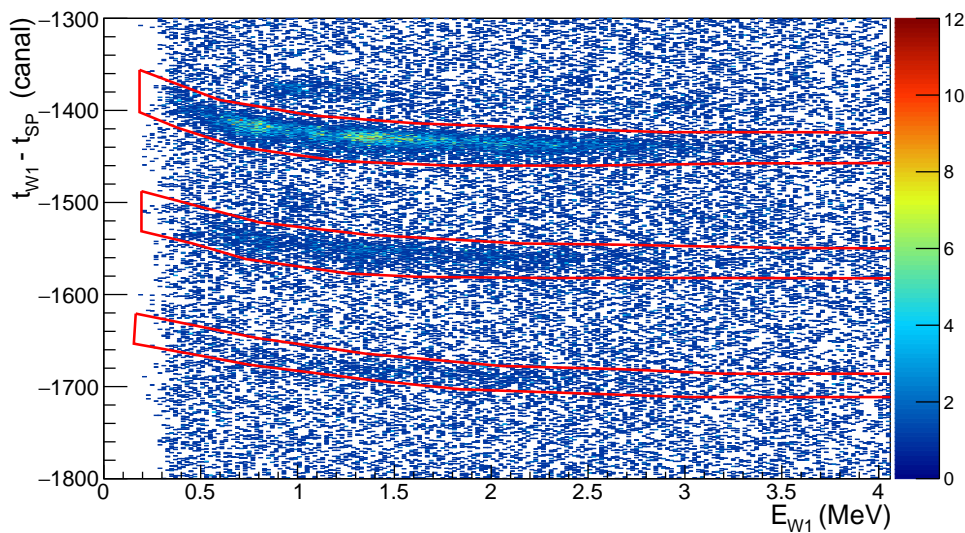


FIGURE 7.31 – Sélection des coïncidences en temps triton-proton avec le spectre bidimensionnel $(t_{W1} - t_{SP}, E_{W1})$. Les trois sélections graphiques représentées en rouge correspondent aux bons événements en coïncidence.

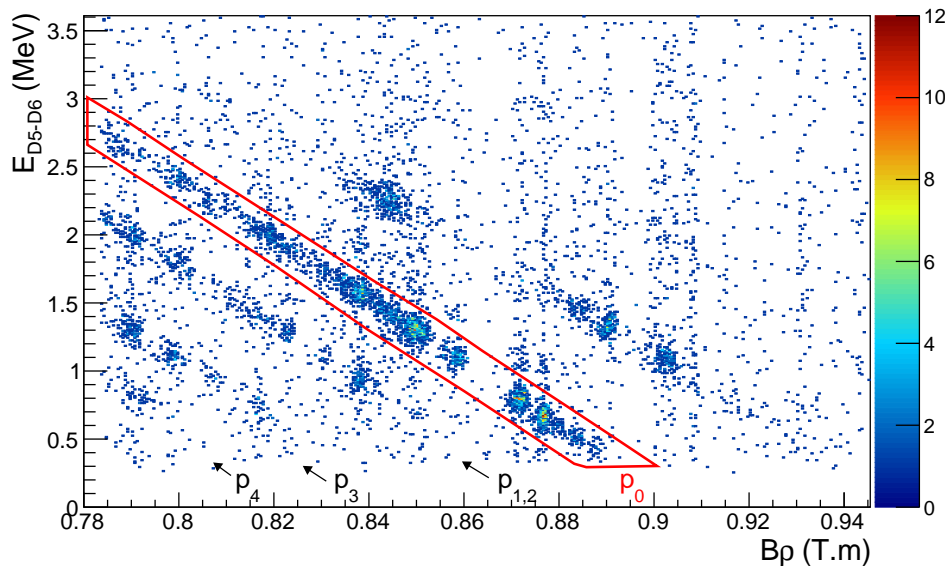


FIGURE 7.32 – Spectre bidimensionnel $(E_{W1}, B\rho)$ des événements en coïncidence t-p correspondant à la paire de détecteurs D5-D6. Le locus cinématique entouré correspond aux protons de décroissance des états excités du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P (locus « p_0 »). Les locus correspondant à des événements déposant moins d'énergie dans les W1 correspondent aux décroissances proton vers les quatre premiers états excités du $^{30}\text{P}^*$.

et 0.709 MeV pour le premier locus (non résolu), $E^*(^{30}\text{P}) = 1.454$ et 1.973 MeV pour le deuxième et le troisième locus, respectivement). Le locus situé au-dessus du locus « p_0 », qui présente une pente différente, correspond à un contaminant non identifié. On observe sur la figure que le seuil en énergie de détection des protons est d'environ 300 keV dans le référentiel du laboratoire.

7.3.4 Spectre en rigidité magnétique des événements en coïncidence

a/ Bilan des sélections

La sélection des événements en coïncidence t- p_0 est effectuée grâce à une suite de conditions :

- 1*) Événements triton détectés dans les détecteurs au plan focal du split-pole ;
- 2*) Événements physiques dans les W1 : couples « avant-arrière » avec le même dépôt d'énergie mesuré sur les faces avant et arrière d'un même détecteur ;
- 3*) Suppression des couples W1 ambigus, associés à un même détecteur et à la même piste « avant » (et pistes « arrière » différentes) ;
- 4*) Couples W1 avec une information en temps ;
- 5*) Différence de temps $t_{W1} - t_{SP}$ dans le pic en temps caractéristique des coïncidences t-p : sélection avec le spectre $(t_{W1} - t_{SP}, E_{W1})$;
- 6*) Corrélation cinématique t- p_0 : sélection avec le spectre $(E_{W1}, B\rho)$.

Notons que nous avons finalement choisi de supprimer les couples ambigus {même détecteur - même piste avant} avant d'effectuer l'association en temps et non après, comme cela a été décrit précédemment, afin de gagner du temps de calcul. Le nombre d'événements en coïncidence t- p_0 sélectionné à la dernière étape est cependant le même quelque soit l'ordre de ces deux étapes.

La dernière condition avant d'obtenir le spectre en rigidité magnétique des événements en coïncidence t- p_0 est d'imposer une multiplicité de 1 aux événements de la dernière sélection (6*). En effet, un triton détecté au plan focal du split-pole, correspondant à un état excité du $^{31}\text{S}^*$, ne peut être associé qu'à un proton de décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers le ^{30}P . Nous avons donc finalement :

- 7*) Événements en coïncidence t- p_0 de multiplicité 1.

La figure 7.33a montre l'évolution de la multiplicité des événements dans les W1 au fur et à mesure des sélections énumérées ci-dessus, à partir de l'étape 2*) (un événement W1 n'est analysé que si un triton est détecté dans le split-pole). On entend par multiplicité le nombre de couples W1. Comme évoqué précédemment, le nombre de combinaisons possibles entre les signaux codés par les ADC « avant » et « arrière » donnant des couples associés au même détecteur D et avec la même énergie E peut être très important : la multiplicité peut atteindre 700 et seuls 22 % des événements ont une multiplicité 1 (courbe grise, non représentée entièrement). La suppression des couples ambigus (étape 3*) diminue considérablement la multiplicité, valant après cette sélection au maximum 25 (courbe magenta). Notons que supprimer des couples d'un événement n'entraîne pas forcément la suppression de ce dernier. Si on reprend l'exemple donné sur la figure 7.28, le nombre de couples après l'association ADC « avant - arrière » (partie centrale) est de 5. La suppression des deux couples ambigus associés au même détecteur 1 et à la même piste « avant » 11 réduit alors la multiplicité de l'événement W1 à 3 mais ne le supprime pas. Cela a aussi pour effet de diminuer le nombre d'événements de multiplicité 5 et d'augmenter ceux avec une multiplicité 3. La répartition des multiplicités est donc totalement modifiée : les événements avec plus de 25 couples à l'étape 2*) se retrouvent après la sélection 3*) avec des multiplicités plus faibles s'ils ne sont pas supprimés, augmentant ainsi les proportions des événements de multiplicité inférieure à 25. C'est pourquoi sur la figure 7.33a on observe que la courbe magenta peut être au-dessus de la courbe grise dans certains cas. Après avoir ajouté les sélections 4*) à 6*), 99.8 % des événements ont une multiplicité de 1 (courbe rouge).

Afin de s'assurer que l'on ne perd pas de bons événements en coïncidence $t-p_0$ avec la suppression des couples ambigus, nous avons également suivi l'évolution de la multiplicité des événements dans les W1 au fur et à mesure des sélections en enlevant l'étape 3*) (figure 7.33b). Dans ce cas, la multiplicité est encore importante après avoir ajouté l'information en temps (courbe verte, non représentée entièrement), elle peut atteindre 200. Après l'ajout des sélections 5*) et 6*), plus de 96.5 % des événements gardés ont une multiplicité de 1 (courbe rouge). Ces derniers correspondent aux bons événements en coïncidence $t-p_0$ de l'étape finale 7*), que l'on peut comparer à ceux sélectionnés avec la procédure où les couples ambigus sont supprimés (figure 7.33a). On constate que leur nombre est similaire : il y a 6236 événements en coïncidence $t-p_0$ à la fin de la procédure qui supprime les couples ambigus contre 6249 avec la procédure qui ne les supprime pas.

Une autre façon de s'assurer que les deux procédures illustrées sur la figure 7.33 aboutissent au même résultat est de comparer le nombre d'événements restant après

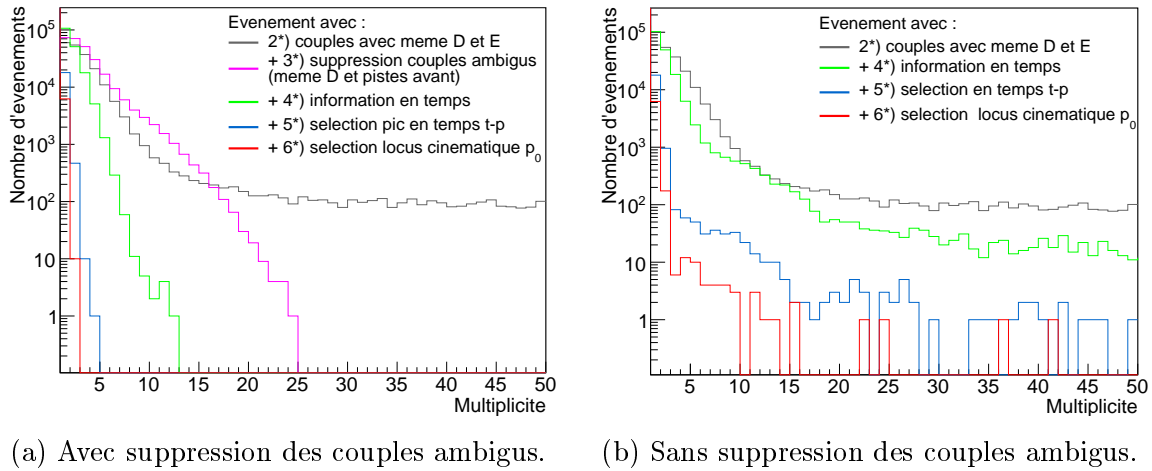


FIGURE 7.33 – Multiplicité des événements dans les W1 après les différentes étape de sélections (voir texte), lorsqu'un triton est détecté au plan focal du split-pole. On entend par multiplicité le nombre de couples formés après avoir combiné les signaux des faces avant et arrière des détecteurs. La multiplicité maximale des événements avec au moins un couple « avant-arrière » ayant des signaux dans le même détecteur D et de même énergie E est de 700 (courbe grise) mais n'est pas visualisée sur les figures.

chaque étape (figure 7.34). Si on s'intéresse à la procédure qui supprime les couples ambigus (figure de gauche), on constate que même si des couples d'un événement sont éliminés, ce dernier n'est dans 98 % des cas pas supprimé (passage de la barre grise à la barre magenta). L'explication de cette observation a été donnée précédemment. L'ajout de l'information en temps réduit le nombre d'événements de la même manière avec les deux procédures (environ 33 % des événements sont supprimés, barre verte). La sélection dans le pic en temps des coïncidences t-p (étape 5*) est celle qui supprime le plus de bruit de fond (environ 90 % des événements sont éliminés dans les deux cas). La dernière étape (7*), qui ne conserve que les cas de multiplicité 1 dans le locus cinématique p_0 , aboutit à un nombre similaire d'événements quelque soit la procédure (1.96 % contre 1.97 %).

Le fait d'obtenir le même résultat avec le deux méthodes nous assure que nous ne perdons pas de bons événements. Nous avons également vérifié que le spectre en rigidité magnétique des tritons en coïncidence avec les protons de décroissance p_0 est le même quelque soit la procédure utilisée.

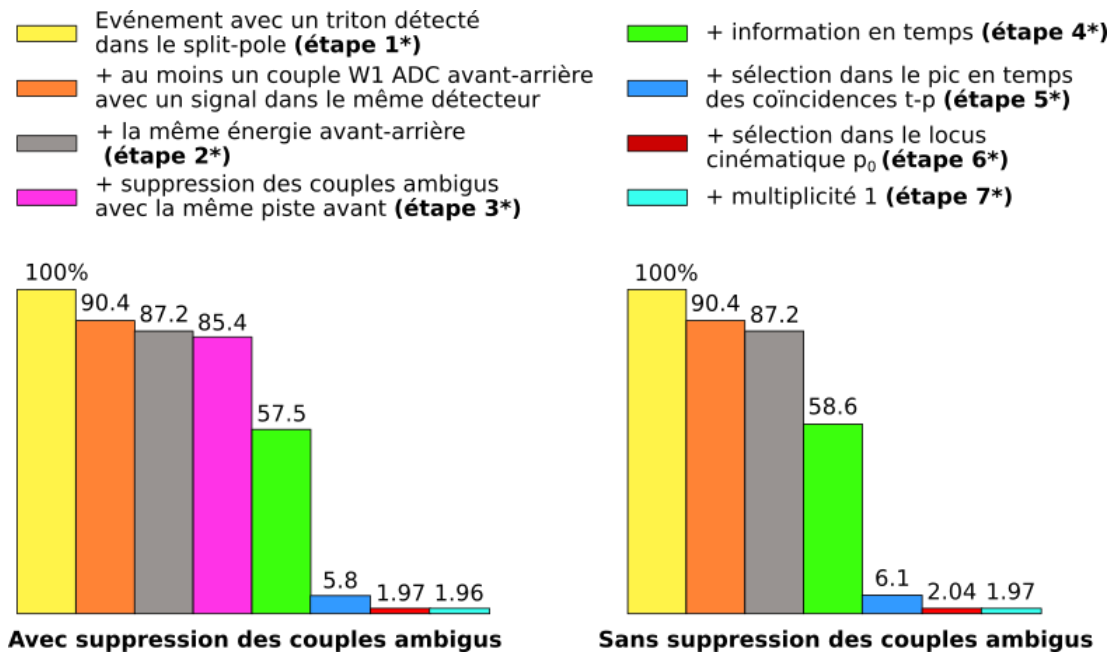


FIGURE 7.34 – Évolution du nombre d'événements restant après chaque étape de sélection pour ne garder que les événements en coïncidence t-p₀. La procédure consistant à supprimer les couples ambigus (couples associés au même détecteur et à la même piste « avant ») avant l'ajout de l'information en temps est comparée à celle qui les garde jusqu'à la dernière sélection. La référence (100 %) correspond au nombre de tritons détectés au plan focal du split-pole, qui est le même pour les deux procédures présentées. L'efficacité géométrique des W1 n'a pas été prise en compte pour la comparaison.

b/ Spectre en coïncidence

Sur la figure 7.35 sont présentés le spectre en rigidité magnétique des tritons issus de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ (spectre bleu, déjà montré dans la section 7.2.3.d) et le spectre des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P (spectre rouge). Nous constatons que la statistique du spectre en coïncidence est très faible aux énergies proches du seuil d'émission proton S_p ³. Le premier état excité du ^{31}S pour lequel il est possible de déterminer un rapport de branchement proton est celui à 6.720 MeV, correspondant au pic triton à $B\rho \approx 0.888$ T.m.

3. $S_p = 6.131$ MeV.

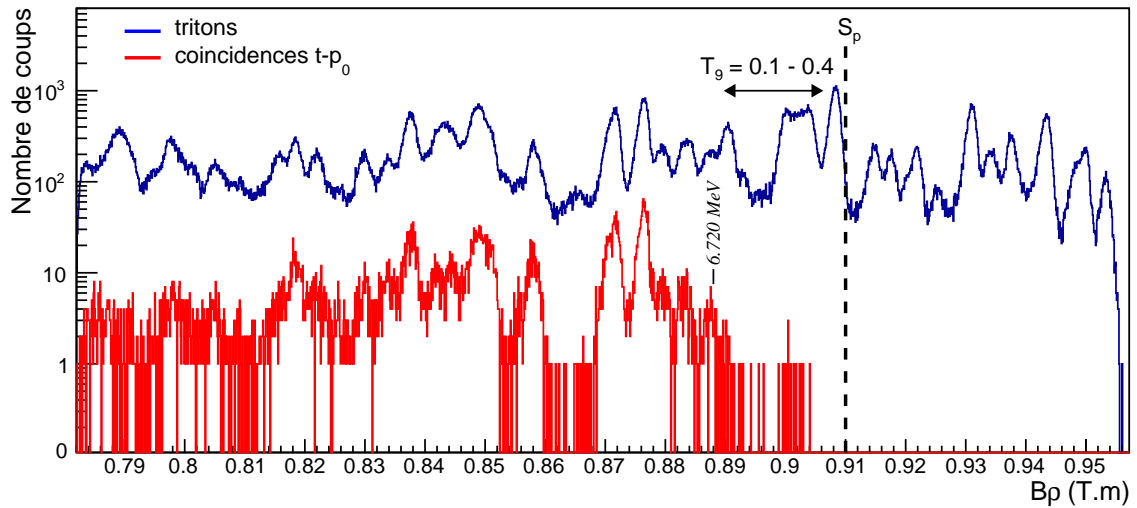


FIGURE 7.35 – Spectres en rigidité magnétique des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$ (courbe bleue) et des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P (courbe rouge). La gamme en rigidité magnétique correspondant aux pics de Gamow pour les deux températures extrêmes d'intérêt astrophysique $T_9 = 0.1$ et $T_9 = 0.4$ est représentée, ainsi que la position du seuil d'émission proton S_p . Le premier état excité du ^{31}S pour lequel il est possible de déterminer un rapport de branchement proton est celui à 6.720 MeV.

La réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},\text{t})^{31}\text{S}$ permet de peupler la plupart des états connus du ^{31}S et d'étudier leur décroissance vers le ^{30}P par émission de proton. Le système d'acquisition MIDAS est bien adapté pour traiter l'ensemble des données issues des détecteurs au plan focal du split-pole et de chacune des pistes des détecteurs W1. La sélection des tritons correspondant à la population des états excités du ^{31}S nécessite d'utiliser les signaux venant de tous les détecteurs au plan focal du spectromètre pour réduire le fond venant des deutons. Un certain nombre de corrections doivent également être effectuées pour améliorer la résolution en position, qui peut être dégradée à cause des variations au cours du temps du champ magnétique et de dérives électroniques observées. Le spectre en rigidité magnétique des tritons obtenu est en bon accord avec les mesures effectuées par Wrede *et al.*. L'analyse des données pour ne sélectionner que les protons de décroissance issus du ^{31}S , émis en coïncidence avec les tritons correspondant, nécessite d'imposer une succession de conditions sur les signaux détectés dans les W1. La prochaine étape est d'analyser les spectres en rigidité magnétique obtenus, de tous les événements tritons et des tritons émis en coïncidence avec les protons sélectionnés, pour calculer le rapport de branchement proton de chaque état excité peuplé du ^{31}S , après prise en compte de l'efficacité des détecteurs W1. Cette étude est détaillée dans le chapitre suivant.

8

Analyse des corrélations angulaires

Table des matières

8.1	Extraction des corrélations angulaires	219
8.1.1	Ajustement du spectre tritons	219
8.1.2	Ajustement du spectre tritons en coïncidence avec les protons	221
8.1.3	Détermination de l'efficacité géométrique	227
8.1.4	Corrélations angulaires	229
8.2	Analyse des corrélations angulaires	229
8.2.1	Formalisme des corrélations angulaires	229
8.2.2	Ajustement des corrélations angulaires et extraction des rap- ports de branchement	234

La détermination du rapport de branchement proton pour un état excité donné du ^{31}S nécessite de connaître d'une part le nombre de noyaux de $^{31}\text{S}^*$ formés dans cet état excité et d'autre part le nombre de protons émis par la décroissance de ce dernier. Ces deux quantités sont obtenues à partir de l'ajustement des spectres en rigidité magnétique de tous les événements tritons associés à l'état du $^{31}\text{S}^*$ étudié (section 7.2.3) et des événements tritons détectés en coïncidence avec les protons de décroissance (section 7.3.4). Cependant, comme nous l'avons évoqué dans la section 6.3, le nombre de protons de décroissance varie en fonction de l'angle d'émission dans le centre de masse, et cette distribution angulaire est caractéristique du spin de l'état du $^{31}\text{S}^*$ qui décroît. L'intérêt d'analyser les corrélations angulaires est donc double. Premièrement, cette analyse est indispensable pour prendre en compte la distribution de l'émission proton en fonction de l'angle dans le calcul du rapport de branchement. Deuxièmement, cela renseigne sur le spin de l'état qui décroît.

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord la procédure d'extraction des corrélations angulaires, avec les ajustements des différents spectres tritons et la détermination de l'efficacité géométrique des détecteurs W1 (section 8.1). Nous présentons ensuite l'analyse des corrélations angulaires extraites (section 8.2).

8.1 Extraction des corrélations angulaires

8.1.1 Ajustement du spectre tritons

Le spectre en rigidité magnétique de tous les événements tritons est analysé grâce à un ajustement par la méthode des moindres carrés avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour décrire les pics correspondant aux états peuplés du ^{31}S et une composante linéaire pour prendre en compte le fond expérimental. Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 8.1 (courbe continue rouge). Les contributions individuelles sont représentées par les courbes en pointillés rouges et le fond par la courbe en pointillés magentas.

Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment (section 7.3.4.b), le premier état du $^{31}\text{S}^*$ pour lequel il y a suffisamment de statistique dans le spectre des événements tritons en coïncidence avec les protons est celui à $E_{ex} = 6720$ keV. La région d'intérêt pour la détermination des rapports de branchement est donc celle correspondant à $B\rho < 0.889$ T.m. Nous avons cependant également analysé la région de plus basse énergie d'excitation ($E_{ex} \leq 5977$ keV soit $B\rho > 0.912$ T.m) afin de mieux contraindre la largeur commune à chaque contribution individuelle grâce aux pics étroits et isolés

dans cette zone, correspondant à des états liés. En effet, comme dans le cas de Wrede *et al.* (2009) [116], nous n'observons pas d'état qui semble avoir une largeur naturelle similaire ou supérieure à la résolution expérimentale ($\Delta E_{ex} \approx 50$ keV (FWHM)). Une largeur commune à toutes les distributions individuelles et correspondant à la résolution expérimentale est donc choisie, et est laissée libre au cours de la procédure d'ajustement. La région en énergie intermédiaire ($0.896 < B\rho < 0.912$) étant très densément peuplée (figure 7.21) et la résolution ne permettant pas de séparer les états présents, la recherche de minima liée à la procédure d'ajustement échoue si cette zone est prise en compte dans l'analyse. Nous avons donc choisi d'exclure cette région dans la procédure, qui ne fait de toute façon pas parti de la zone d'intérêt pour la détermination des rapports de branchement.

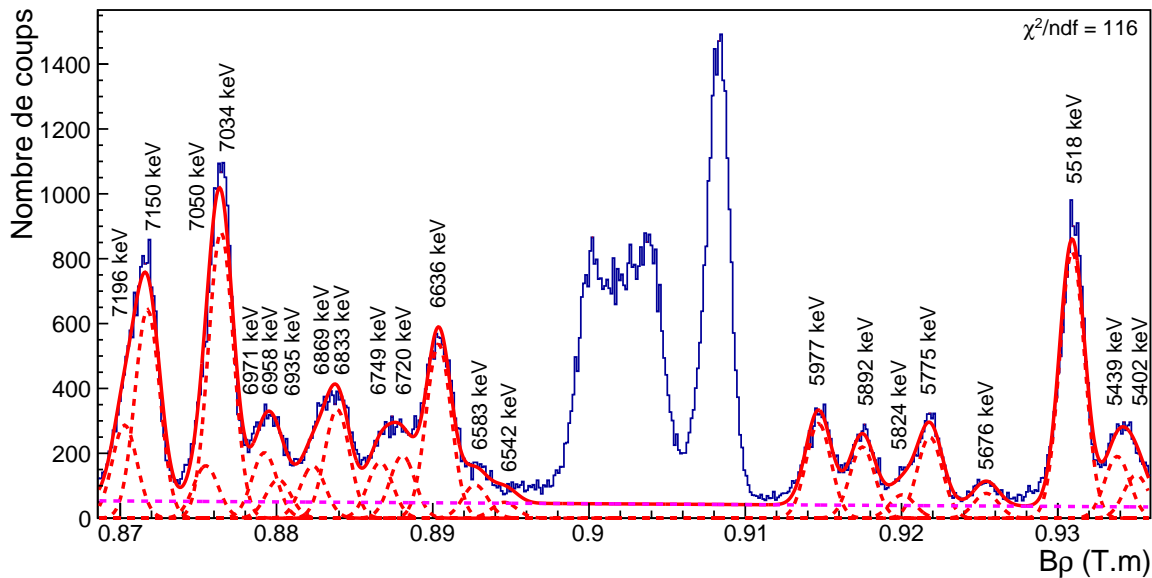


FIGURE 8.1 – Spectre en rigidité magnétique des tritons produits par la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$. L'ajustement (courbe continue rouge) est effectué avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour décrire les pics correspondant aux états peuplés du ^{31}S (contributions individuelles en pointillés rouges) et une composante linéaire pour prendre en compte le fond expérimental (courbe en pointillés magenta). Les énergies des états excités du ^{31}S sont indiquées à côté des pics correspondant (tableau 6.1 et référence [115] pour $E_{ex} < 5970$ keV).

Le centroïde de chaque distribution gaussienne est autorisé à varier de ± 5 keV par rapport à l'énergie d'excitation de l'état du ^{31}S correspondant (tableau 6.1 et référence [115] pour $E_{ex} < 5970$ keV)¹. L'erreur obtenue sur la position est au maximum de 2 keV. On remarque que dans la région entre 0.878 et 0.881 T.m trois états ont été observés [101, 110, 116] (à 6935, 6958 et 6971 keV) alors que le résultat de l'ajustement ne prend en compte que deux états, le troisième (celui à 6971 keV) est mis à zéro. Ceci est lié à la résolution en énergie de notre expérience, qui fait que l'ajustement ne nécessite la prise en compte que de deux états pour converger. Cette observation de deux états au lieu de trois nécessitera un traitement spécial pour l'extraction des corrélations angulaires, comme nous le verrons après (section 8.1.2.b).

La principale source du fond observé provient des deutons produits par les réactions ($^3\text{He}, d$) qui n'ont pas été supprimés avec l'ensemble des sélections effectuées sur les spectres bidimensionnels utilisant les données des détecteurs au plan focal du spectromètre (section 7.2.3.a). Ne connaissant pas la forme du fond des deutons restant dans le spectre des tritons, nous avons fait l'hypothèse d'une composante linéaire passant sous les minima de la statistique du spectre.

Le nombre de coups dans chacun des pics associé à un état du $^{31}\text{S}^*$ d'énergie d'excitation $E_{ex} \geq 6720$ keV est extrait à partir de l'intégrale de chaque contribution individuelle, calculée analytiquement à partir des paramètres issus de l'ajustement. On note ce nombre N_{single} pour un état donné. L'erreur associée est calculée analytiquement en propageant les erreurs des paramètres issus de l'ajustement.

8.1.2 Ajustement du spectre tritons en coïncidence avec les protons

Comme nous l'avons expliqué dans la section 6.3, la détermination du rapport de branchement proton pour un état excité donné du ^{31}S nécessite d'analyser la distribution angulaire des protons émis dans le centre de masse, étant donné que leur nombre varie avec l'angle d'émission. Il faut donc d'abord convertir les coordonnées des détecteurs silicium W1 du référentiel du laboratoire vers le centre de masse, puis diviser la couverture de l'ensemble des détecteurs en plusieurs gammes angulaires afin d'extraire les spectres tritons associés aux événements en coïncidence avec les protons dans chaque gamme.

1. Notons que nous obtenons des résultats similaires si nous autorisons les positions à varier autour des énergies obtenues par Wrede *et al.* (2009).

a/ **Division de la gamme angulaire dans le centre de masse**

La reconstruction de la géométrie des détecteurs W1 dans le référentiel du laboratoire se fait à partir des positions des interactions des protons dans les détecteurs et de la connaissance du positionnement de ces derniers par rapport à la cible (section 7.1.4.b). La position d'interaction pour un événement proton donné est déterminée grâce à la connaissance des pistes « avant » et « arrière » touchées dans le même détecteur. Le vecteur d'interaction (noté \vec{p}_i sur la figure 8.2 pour une interaction dans le détecteur i) est défini comme le vecteur entre le centre O de la cible et le point d'interaction. Sur la figure 8.2 sont données les définitions des angles dans le laboratoire θ_{lab} et ϕ_{lab} et les conventions choisies, ainsi que deux exemples pour illustrer ces définitions. La distribution en fonction de θ_{lab} et ϕ_{lab} des événements protons en coïncidence avec les tritons est montrée sur la figure 8.3(a) et la projection sur l'axe θ_{lab} est représentée sur la figure 8.3(b).

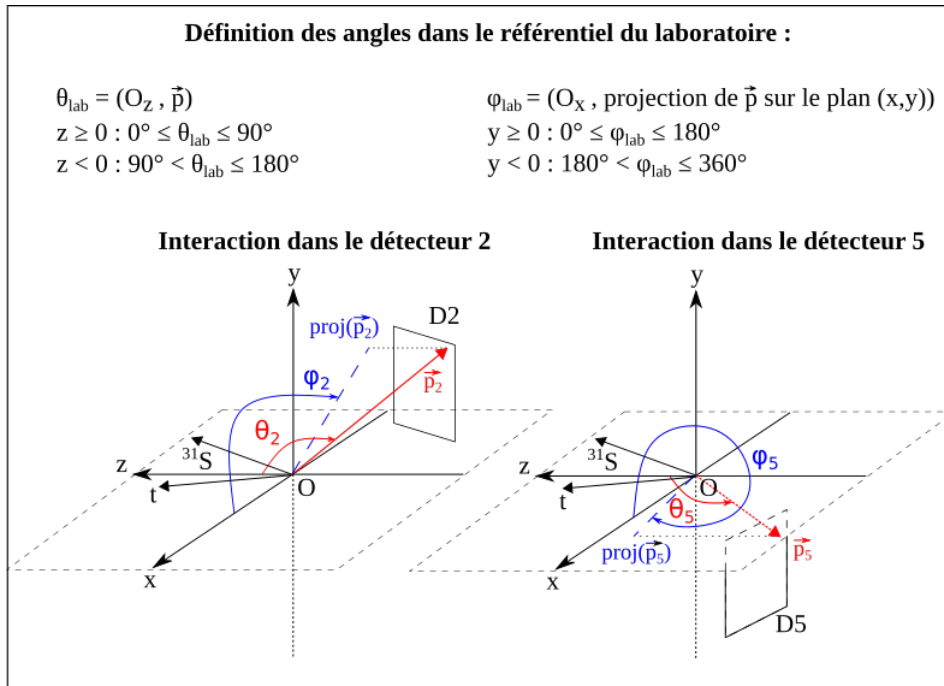


FIGURE 8.2 – Conventions choisies pour définir les angles dans le laboratoire θ_{lab} et ϕ_{lab} et schéma illustrant ces définitions dans le cas d'une interaction d'un proton (p) dans le détecteur 2 (D2) ou le détecteur 5 (D5). Sont également représentés le triton détecté en coïncidence à $\theta_{lab} = 10^\circ$ et le noyau de ^{31}S correspondant.

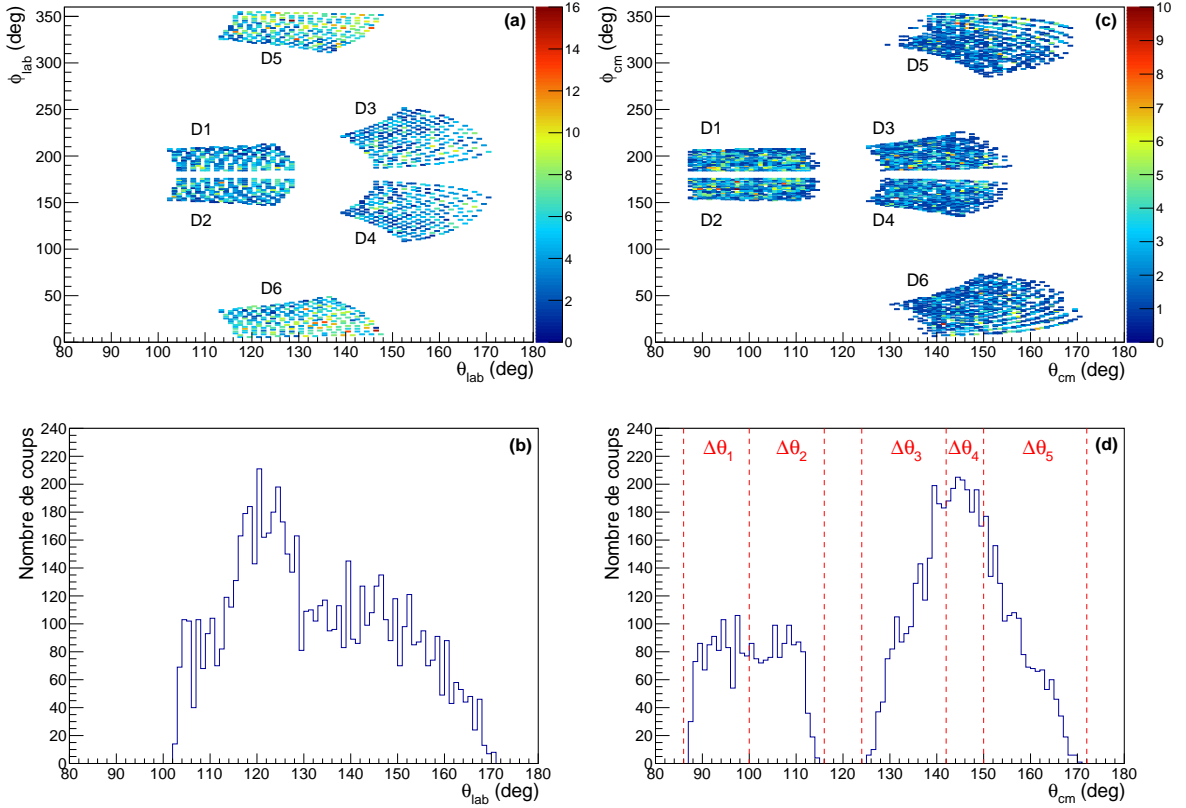


FIGURE 8.3 – Couverture angulaire des détecteurs W1 dans le référentiel du laboratoire (figures (a) et (b)) et du centre de masse (figures (c) et (d)). Les angles θ et ϕ sont définis sur la figure 8.2. Les figures (a) et (c) montrent la distribution en fonction de θ et ϕ des interactions des protons issus de la décroissance des états du $^{31}\text{S}^*$ émis en coïncidence avec les tritons correspondant. Les figures (b) et (d) correspondent aux projections sur l'axe θ . Les cinq gammes angulaires $\Delta\theta$ dans le centre de masse utilisées pour l'analyse des corrélations angulaires sont représentées sur le spectre en fonction de θ_{cm} (figure (d)).

La transformation des coordonnées du référentiel du laboratoire vers le référentiel du centre de masse, qui correspond au référentiel du $^{31}\text{S}^*$ qui décroît, se fait en prenant en compte la cinématique de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He}, t)^{31}\text{S}^*$ et de la décroissance proton de l'état peuplé du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P . La distribution en fonction de θ_{cm} et ϕ_{cm} des événements protons en coïncidence avec les tritons est montrée sur la figure 8.3(c). On constate que la couverture angulaire est plus étendue que dans le référentiel du laboratoire ($87^\circ \lesssim \theta_{cm} \lesssim 170^\circ$ contre $103^\circ \lesssim \theta_{lab} \lesssim 170^\circ$), ce qui était attendu. En effet, le fait de détecter les tritons à $\theta_{lab} = 10^\circ$ permet de sélectionner des protons issus de la décroissance de noyaux de $^{31}\text{S}^*$ émis entre $\theta_{lab} = 16^\circ$ et 26° (la variation en angle vient de l'acceptance angulaire du spectromètre et dépend de l'énergie d'excitation de l'état du ^{31}S). La transformation dans le centre de masse du

$^{31}\text{S}^*$ entraîne ainsi un décalage vers 90° pour les détecteurs 1 à 4 situés du côté des $x < 0$, comme les noyaux de $^{31}\text{S}^*$ émis correspondant aux tritons détectés, et vers 170° pour les détecteurs 5 et 6 situés du côté des $x > 0$ (figure 8.2).

La projection sur l'axe θ_{cm} des événements protons émis en coïncidence avec les tritons est représentée sur la figure 8.3 (d). Le spectre est divisé en cinq gammes angulaires ($\Delta\theta_1$ à $\Delta\theta_5$) contenant un nombre d'événements similaire. Notons que des divisions en six et sept gammes angulaires ont également été testées, mais étant donné la faible statistique le choix d'une division en cinq s'est révélé être le meilleur compromis.

b/ Ajustement du spectre des tritons en coïncidence avec tous les événements protons

Étant donné la faible statistique des spectres tritons associés aux événements en coïncidence t-p₀ dans chaque gamme angulaire, le spectre des tritons émis en coïncidence avec tous les événements protons, sur toute la gamme angulaire, est d'abord analysé afin de contraindre la largeur des distributions individuelles utilisée dans l'ajustement. Ce spectre total est montré sur la figure 8.4. On constate que la majorité du fond dû aux deutons (figure 8.1) a été éliminée grâce aux différentes sélections effectuées pour ne conserver que les événements en coïncidence t-p₀ (section 7.3).

Comme pour le spectre de tous les événements tritons (figure 8.1), l'analyse du spectre des tritons en coïncidence avec les protons (figure 8.4) est réalisée avec un ajustement par la méthode des moindres carrés avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour décrire les pics correspondant aux états peuplés du $^{31}\text{S}^*$ (courbe continue pour l'ajustement total et courbes en pointillés pour les contributions individuelles). La largeur, liée à la résolution expérimentale, est commune à toutes les distributions individuelles et laissée libre au cours de la procédure d'ajustement. La résolution obtenue est de 42 keV (FWHM), ce qui est inférieur à la résolution du spectre de tous les événements tritons (section 8.1.1). Cet effet vient probablement du fait que les événements sélectionnés en coïncidence correspondent à une ouverture angulaire plus faible que celle du spectromètre et sont ainsi mieux focalisés par le spectromètre (section 3.1.3). La position du centroïde associé à chaque composante individuelle est autorisée à varier dans la barre d'erreur de la position trouvée lors de l'ajustement du spectre de tous les événements tritons, soit d'au maximum 2 keV.

On constate sur la figure 8.4 que le résultat de l'ajustement donne des contributions non nulles pour les trois états à 6935, 6958 et 6971 keV, alors que lors de l'ajustement du spectre de tous les événements tritons (section 8.1.1) la contribution de l'état à

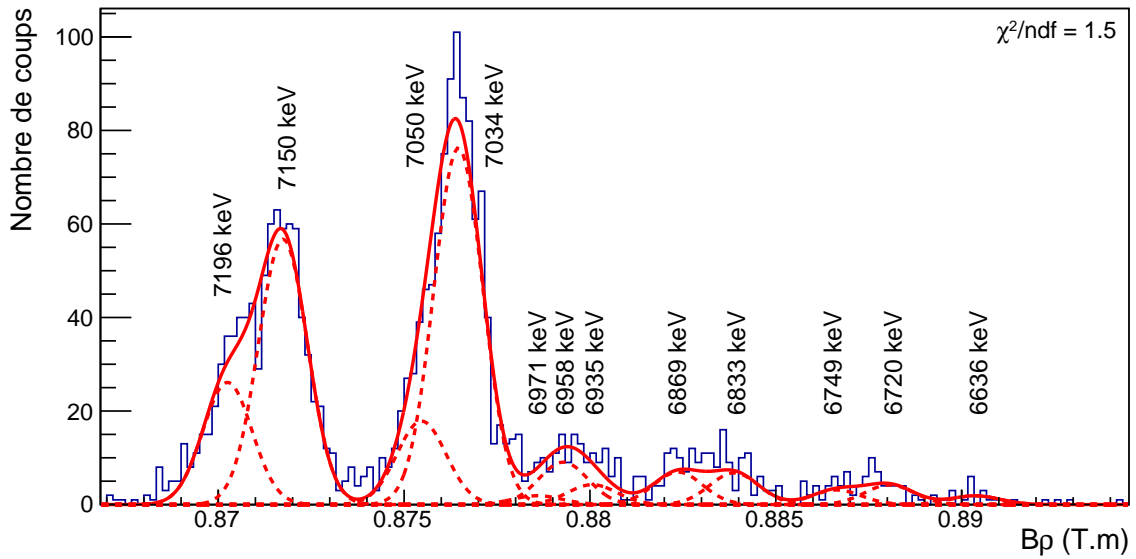


FIGURE 8.4 – Spectre en rigidité magnétique des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P . L'ajustement (courbe continue rouge) est effectué avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour décrire les pics correspondant aux états peuplés du ^{31}S (contributions individuelles en pointillés rouges). Les énergies d'excitation sont indiquées à côté des pics correspondant.

6971 keV était mise à zéro. Cette région en énergie est donc traitée différemment : comme il n'est pas possible d'extraire des corrélations angulaires pour chacun des trois états séparément, nous avons fait le choix de sommer leurs contributions (donc le nombre de coups extraits pour chacun des pics) et d'analyser la corrélation angulaire de cette somme.

c/ Ajustement des spectres en coïncidence t-p₀ par gamme angulaire

Les spectres des tritons en coïncidence avec les protons sont ensuite extraits pour chaque gamme angulaire présentée sur la figure 8.3(d), de $\Delta\theta_1$ à $\Delta\theta_5$. Ils sont présentés sur la figure 8.5. Le spectre légendé $\Delta\theta_1$ correspond aux événements tritons détectés en coïncidence avec des protons émis dans la gamme angulaire $\Delta\theta_1$, et ainsi de suite pour les autres angles. L'analyse est effectuée avec un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance [141], mieux adaptée dans le cas de très faibles statistiques. Les pics ont été ajustés avec des distributions gaussiennes de largeur commune, contrainte à celle obtenue avec l'ajustement du spectre de tous les événements tritons en coïncidence avec les protons (section 8.1.2.b). Les positions sont autorisées à varier dans les barres d'erreur des positions trouvées lors de l'ajustement du spectre de tous les événements tritons (section 8.1.1).

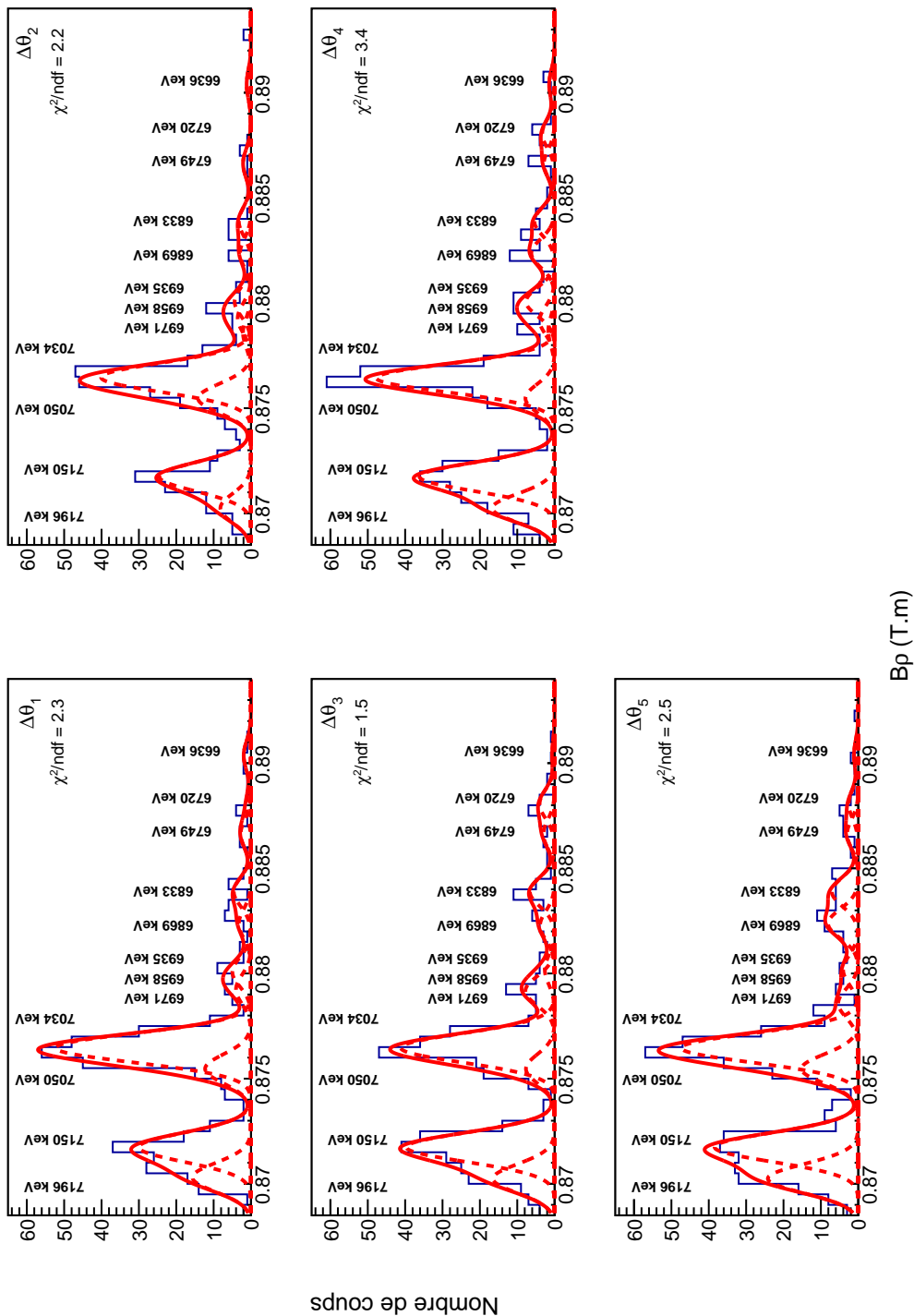


FIGURE 8.5 – Spectres en rigidité magnétique des tritons émis en coïncidence avec un proton issu de la décroissance du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P , pour différentes gammes angulaires d'émission des protons, $\Delta\theta_1$ à $\Delta\theta_5$ (voir figure 8.3(d)). L'ajustement (courbe continue rouge) est effectué avec une fonction de multiples distributions gaussiennes pour décrire les pics correspondant aux états peuplés du ^{31}S (contributions individuelles en pointillés rouges). Les énergies d'excitation sont indiquées à côté des pics correspondant.

Le nombre de coups dans chacun des pics et l'erreur associée sont extraits de la même manière que lors de l'analyse du spectre de tous les événements tritons. On note ce nombre $N_{coinc,\Delta\theta}$ pour un état et une gamme angulaire $\Delta\theta$ dans le centre de masse donnés.

8.1.3 Détermination de l'efficacité géométrique

La cinématique de la décroissance proton dépendant de l'énergie d'excitation de l'état du $^{31}\text{S}^*$ peuplé, il est nécessaire de calculer l'efficacité géométrique de détection des W1 pour chaque gamme angulaire. Pour reconstruire l'efficacité géométrique des détecteurs en tenant compte de la cinématique de la réaction et de la décroissance, des simulations Monte Carlo sont effectuées. Le code NPTool [129] est utilisé comme cadre général pour réaliser les simulations avec le code Geant4 [142] et analyser les résultats.

La simulation du dispositif expérimental inclut les six détecteurs W1, un détecteur simplifié reproduisant l'acceptance du spectromètre split-pole et la cible de ^{31}P . La simulation de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}^*$ prend en compte l'énergie du faisceau d' ^3He de 25 MeV, les pertes d'énergies dans la cible, l'énergie d'excitation de l'état du ^{31}S étudié et une émission isotrope des tritons dans le référentiel du centre de masse. Dans l'analyse, seuls les tritons détectés dans le spectromètre sont sélectionnés. La décroissance proton de l'état du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P est supposée isotrope dans le référentiel du centre de masse du noyau de ^{31}S et les pertes d'énergie dans la cible et dans la couche morte des W1 sont prises en compte.

De la même manière que pour l'analyse des événements en coïncidence t-p₀ de l'expérience, l'analyse des données simulées permet de reconstruire les positions des interactions dans les détecteurs W1 des protons émis en coïncidence avec les tritons détectés dans le spectromètre split-pole. Les couvertures angulaires des W1 dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse sont montrées sur les figures 8.6(a) et (c), respectivement, pour un état simulé du ^{31}S à 7196 keV. Les projections sur les axes θ_{lab} et θ_{cm} sont représentées sur les figures 8.6(b) et (d), respectivement. On constate que les résultats des simulations sont cohérents avec ceux des données expérimentales, qui prennent en compte tous les états peuplés du ^{31}S (figure 8.3). La division en cinq de la gamme angulaire couverte dans le centre de masse (figure 8.6(d)) est identique à celle choisie pour l'analyse des données expérimentales. Le nombre de réactions simulées, et donc de protons de décroissance émis, est choisi suffisamment grand pour que l'incertitude sur le nombre de coups dans chaque gamme angulaire soit négligeable ($< 0.5\%$) par rapport aux incertitudes dues aux données expérimentales (entre 10 % et 50 % selon l'état peuplé et la gamme angulaire considérée).

Pour un état excité donné du ^{31}S , l'efficacité géométrique par stéradian d'une gamme angulaire, $\varepsilon_{\Delta\theta}$, est calculée en prenant en compte le nombre total de protons émis dans les 4π stéradian, $N_{simu,tot}$, et le nombre de protons détectés dans la gamme angulaire, $N_{simu,\Delta\theta}$:

$$\varepsilon_{\Delta\theta} = \frac{1}{4\pi N_{simu,\Delta\theta}/N_{simu,tot}} \text{ sr}^{-1} \quad (8.1)$$

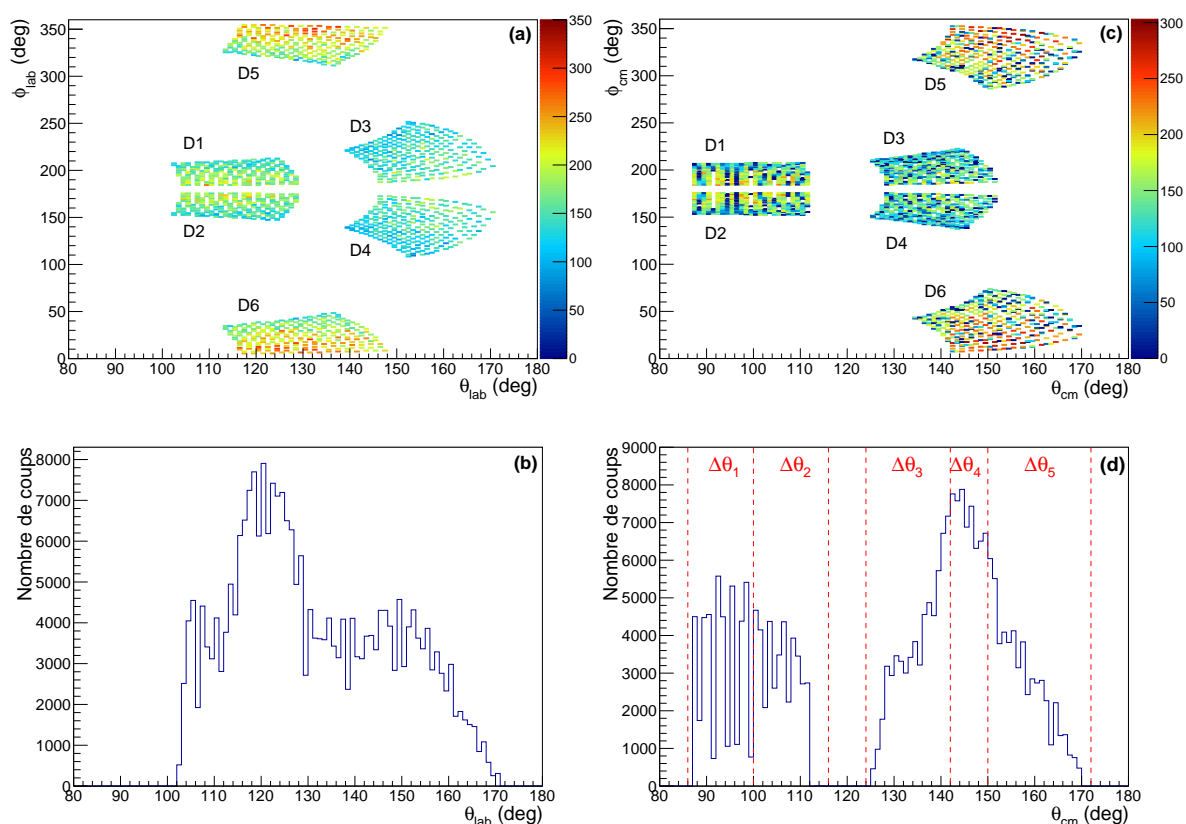


FIGURE 8.6 – Simulation de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}^*(p)^{30}\text{P}$ pour l'état excité du ^{31}S à 7196 keV. Les couvertures angulaires des détecteurs W1 dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse sont présentées sur les figures de gauche et de droite, respectivement. Les figures (a) et (c) montrent la distribution en fonction de θ et ϕ des interactions dans les W1 des protons de décroissance émis en coïncidence avec les tritons détectés dans le spectromètre. Les figures (b) et (d) correspondent aux projections sur l'axe θ . Les cinq gammes angulaires utilisées pour l'analyse des corrélations angulaires dans le centre de masse sont représentées sur la figure (d), elles sont identiques aux gammes utilisées pour l'analyse des données expérimentales.

8.1.4 Corrélations angulaires

Les corrélations angulaires sont finalement obtenues pour chaque état après avoir calculé pour chaque gamme angulaire le rapport $N_{coinc,\Delta\theta}/N_{single}$ (sections 8.1.1 et 8.1.2) corrigé de l'efficacité géométrique par stéradian $\varepsilon_{\Delta\theta}$ (section 8.1.3) :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{exp}(\theta_{cm}) = \frac{N_{coinc,\Delta\theta}}{N_{single}} \times \varepsilon_{\Delta\theta} \quad \text{sr}^{-1} \quad (8.2)$$

Cela correspond au rapport entre le nombre de protons de décroissance mesurés issus de l'état du $^{31}\text{S}^*$ et le nombre de fois que cet état s'est formé, pour une gamme angulaire donnée (en sr).

Les corrélations angulaires des protons issus des décroissances des états du $^{31}\text{S}^*$ sont présentées sur la figure 8.7. Comme mentionné dans la section 8.1.1, les contributions des trois états non résolus à 6935, 6958 et 6971 keV sont sommées et c'est la corrélation angulaire de cette somme qui est représentée. On observe que les corrélations angulaires des protons ont différentes formes. Ces dernières sont caractéristiques du spin de l'état du $^{31}\text{S}^*$ qui décroît, comme nous allons le voir dans la section suivante.

8.2 Analyse des corrélations angulaires

Avant de procéder à l'analyse des corrélations angulaires et à l'extraction des rapports de branchement, nous présentons le formalisme théorique permettant des les interpréter.

8.2.1 Formalisme des corrélations angulaires

a/ Cas général

La variation du nombre de particules de décroissance émis en fonction de l'angle dans le centre de masse est gouvernée par le moment angulaire orbital l transféré à la particule de décroissance et le spin J de l'état initial. La fonction de corrélation $W(\theta_{cm})$ peut être écrite dans le cas le plus général par [143] :

$$W(\theta_{cm}) = \sum_{ml'skr} P(m) A(Jll'smk) (2 - \delta_{ll'}) X^r(ll') Y(s) Q(k) P_k(\cos \theta_{cm}) \quad (8.3)$$

avec

$$A(Jll'smk) = (-1)^{|s-m|} \hat{l} \hat{l}' \hat{j}^2 \langle ll'00|k0\rangle \langle JJm - m|k0\rangle W(lJl'J; sk) \quad (8.4)$$

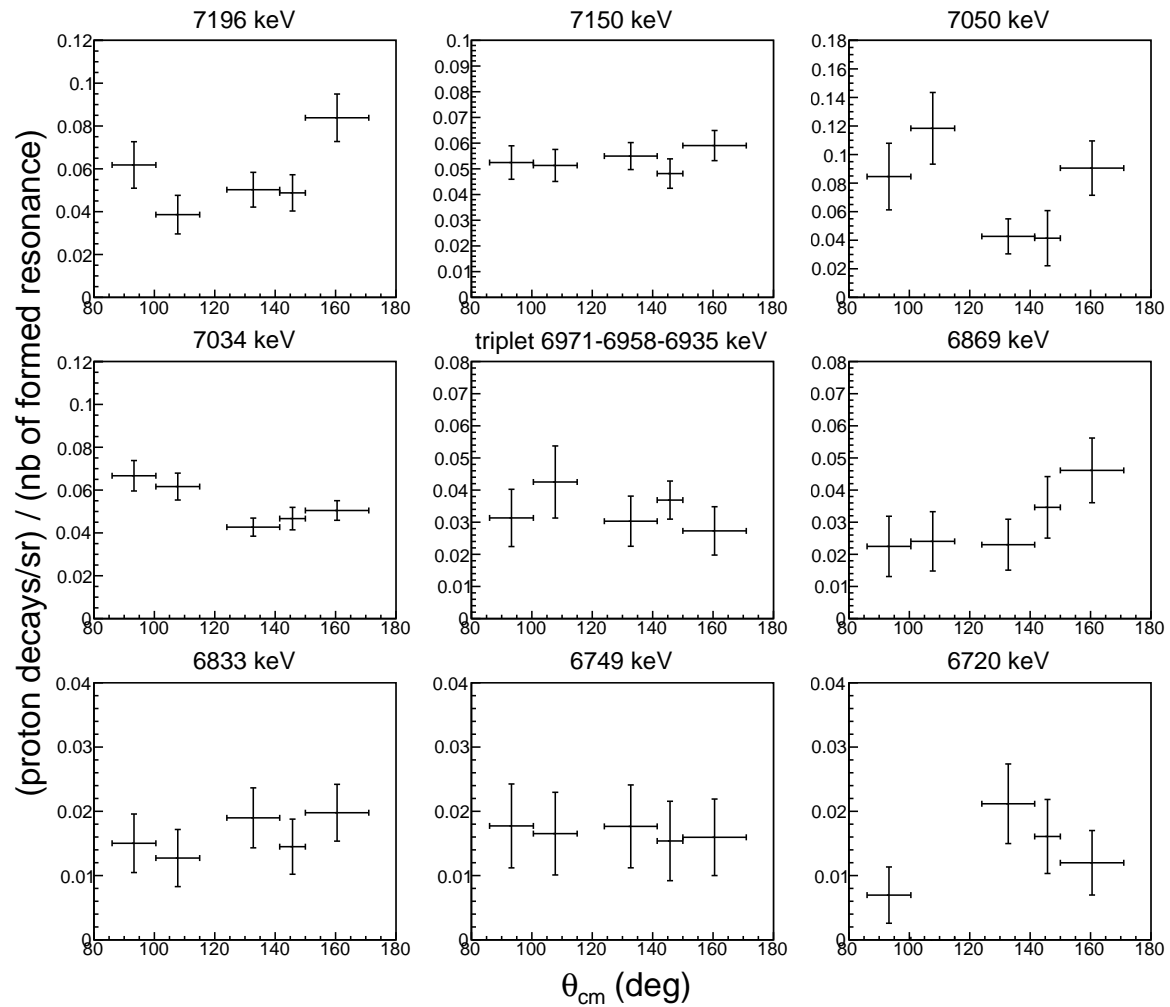


FIGURE 8.7 – Corrélations angulaires des protons issus des décroissances des états du $^{31}\text{S}^*$ d'énergies d'excitations $E_{ex} \geq 6720$ keV. Est représenté sur l'axe des ordonnées le rapport entre le nombre de protons de décroissance issus de l'état du $^{31}\text{S}^*$ étudié, pour une gamme angulaire donnée (en sr), et le nombre de fois que cet état s'est formé.

Où :

- Les différents nombres quantiques intervenant dans la formule (J, l, l', s et m) sont définis dans la légende de la figure 8.8.
- $P(m)$ représente la probabilité de peupler le sous-état magnétique m de l'état émetteur. Par définition, le nombre quantique m peut prendre $(2J + 1)$ valeurs entre $-J$ et $+J$.
- $X^r(l')$ représente le mélange entre les deux moments angulaires orbitaux l et l' possibles, emportés par la particule de décroissance. En effet, si différents spins s sont possibles pour la voie de sortie, le moment angulaire orbital transféré peut prendre plusieurs valeurs. Pour des raisons de conservation de la parité, l' est compris entre l et $l + 2$. L'exposant r peut prendre les valeurs 0, 1 et 2.
- $\delta_{ll'}$ est la fonction de Dirac, égale à 1 si $l = l'$ et 0 sinon.
- $Y(s)$ représente la contribution relative de chacun des spins s de la voie de sortie si plusieurs valeurs sont possibles.
- Q_k est un facteur de correction géométrique de l'angle solide pour l'élément de détection de la particule de décroissance. Étant donné la très petite ouverture angulaire des éléments de détection dans notre expérience (correspondant à un pixel d'un détecteur W1), on a $Q_k = 1$ [143].
- $P_k(\cos \theta_{cm})$ correspond au polynôme de Legendre d'ordre k , qui prend pour argument le cosinus de l'angle d'émission de la particule de décroissance dans le centre de masse. L'ordre maximal k_{max} est donné par la relation :

$$k_{max} = \min(l + l', 2J) \quad (8.5)$$

Il est limité par le spin de l'état initial et par le moment angulaire orbital emporté par la particule de décroissance. Dans le cas où un seul moment est emporté, $l + l'$ est remplacé par $2l$. Pour des raisons de symétrie, seuls les ordres pairs sont à considérer.

- Le terme $A(Jl'l'smk)$ s'évalue numériquement. Il s'agit du produit des opérateurs de moment angulaire $\hat{l} = \sqrt{2l + 1}$, $\hat{l}' = \sqrt{2l' + 1}$ et $\hat{J}^2 = (2J + 1)$, des coefficients de Clebsch-Gordan $\langle ll'00|k0\rangle \langle JJm - m|k0\rangle$ et d'un coefficient de Racah $W(lJl'J; sk)$.

Les paramètres décrits ci-dessus sont tous des coefficients constants, calculables analytiquement ou non, à l'exception du terme $P_k(\cos \theta_{cm})$ qui varie avec l'angle d'émission dans le centre de masse de la particule de décroissance. C'est donc au final ce dernier terme qui détermine la forme de la distribution angulaire, et plus précisément l'ordre k_{max} , lui-même relié au spin J de l'état initial qui décroît.

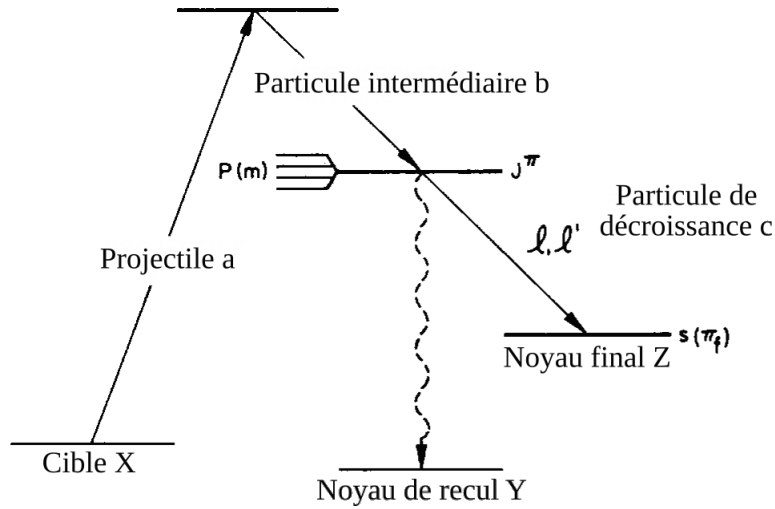


FIGURE 8.8 – Représentation schématique d’une réaction de type $X(a,b)Y(c)Z$ avec X la cible, a le projectile, b la particule intermédiaire, Y le noyau de recul, c la particule de décroissance finale et Z le noyau final formé. Le paramètre $P(m)$ représente la probabilité de peupler les différents sous-états magnétiques de l’état émetteur Y de spin-parité J^π . Les moments angulaires orbitaux l et l' transférés à la particule de décroissance représentent les différentes valeurs possibles quand plusieurs spins s sont autorisés pour la voie de sortie. *Figure adaptée de [143].*

b/ Application à l’expérience

Dans cette étude, nous nous intéressons au cas de la réaction ${}^{31}\text{P}({}^3\text{He},t){}^{31}\text{S}^*(p){}^{30}\text{P}$. La particule émise est un proton de spin-parité $J_p^\pi = 1/2^+$ issu de la décroissance d’un état excité du ${}^{31}\text{S}$ vers l’état fondamental du ${}^{30}\text{P}$ de spin-parité $J_{30\text{P}}^\pi = 1^+$. Le spin-parité $s(\pi_f)$ de la voie de sortie ${}^{30}\text{P} + p$ est donné par :

$$s(\pi_f) = J_{30\text{P}}^\pi + J_p^\pi = 1^+ + \frac{1}{2}^+ = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \quad (8.6)$$

Deux valeurs de spin sont possibles pour la voie de sortie. On a ainsi dans l’équation (8.3) les termes $Y(1/2)$ et $Y(3/2)$ qui apparaissent, avec la condition $Y(1/2) + Y(3/2) = 1$.

Les conservations du moment cinétique et de la parité permettent d’écrire :

$$J = l + s \quad \text{et} \quad \pi_f = (-1)^l \pi \quad (8.7)$$

avec J et π le spin et la parité de l’état excité du ${}^{31}\text{S}$, respectivement, l le moment angulaire orbital transféré au proton de décroissance, s le spin de la voie de sortie ${}^{30}\text{P} + p$ et π_f sa parité. Les valeurs de spin-parité J^π possibles pour l’état initial du ${}^{31}\text{S}$ en fonction du moment angulaire orbital transféré l sont données dans le tableau 8.1. On

constate que pour un spin-parité donné, plusieurs valeurs de l peuvent être emportées par le proton. Par exemple pour $J^\pi = 1/2^+$, on a comme possibilités $l = 0$ et $l' = 2$ suivant la valeur du spin de la voie de sortie.

TABLEAU 8.1 – Valeurs possibles pour le spin-parité J^π de l'état initial du ^{31}S qui décroît par émission de proton en fonction du moment angulaire orbital l transféré au proton.

l	J^π
0	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$
1	$\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-$
2	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+$
3	$\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \frac{9}{2}^-$
4	$\frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+, \frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+$

La correspondance entre le spin-parité J^π de l'état peuplé du ^{31}S et l'ordre maximal k_{max} du polynôme de Legendre, calculé avec l'équation (8.5), est donnée dans le tableau 8.2. On remarque que l'ordre maximal du polynôme de Legendre, et donc la forme de la distribution angulaire, n'est pas sensible à la parité de l'état qui décroît.

TABLEAU 8.2 – Correspondance entre l'ordre maximal du polynôme de Legendre (calculé avec l'équation (8.5) et prenant uniquement des valeurs paires) et le spin-parité J^π de l'état du $^{31}\text{S}^*$ qui décroît par émission de proton. La valeur en gras correspond au paramètre qui limite k_{max} .

J^π	$l + l'$	$2J$	k_{max}
$\frac{1}{2}^+$	2	1	0
$\frac{1}{2}^-$	2	1	0
$\frac{3}{2}^+$	2	3	2
$\frac{3}{2}^-$	4	3	2
$\frac{5}{2}^+$	6	5	4
$\frac{5}{2}^-$	4	5	4

Il est possible de calculer l'expression exacte de la fonction de corrélation (équation (8.3)) pour un spin J donné d'un état du ^{31}S qui décroît par émission de proton [144, 145]. Cette expression fait intervenir un grand nombre de variables dans le cas présent : $Y(s)$, $X^r(l')$ et $P(m)$ pour les différentes valeurs possibles de s , l , l' et m .

8.2.2 Ajustement des corrélations angulaires et extraction des rapports de branchement

a/ Procédure

L'analyse des corrélations angulaires des protons issus des décroissances de chacun des états du $^{31}\text{S}^*$ étudié (figure 8.7) est effectuée grâce à un ajustement par la méthode des moindres carrés avec la fonction de corrélation $W(\theta_{cm})$ donnée par l'équation (8.3). Les hypothèses et contraintes suivantes sur les paramètres de l'équation (8.3) sont effectuées :

- On suppose que le moment angulaire orbital transféré privilégié correspond à la valeur minimale entre les valeurs l et l' possibles, ce qui semble raisonnable puisque la pénétrabilité de la barrière coulombienne et centrifuge est plus importante pour la valeur la plus faible du moment angulaire orbital emporté par le proton [146]. Cette hypothèse entraîne pour le paramètre de mélange $X^r(l') = 1$ et pour la fonction de Dirac $\delta_{ll'} = 1$.
- Comme ni le faisceau ni la cible ne sont alignés² ou polarisés³, les sous-états magnétiques m et $-m$ sont peuplés avec la même probabilité [146] : $P(m) = P(-m)$. La condition $\sum_m P(m) = 1$ impose alors $0 \leq P(m) \leq 0.5$.
- On a finalement la condition sur les contributions relatives des spins s possibles : $\sum_s Y(s) = Y(1/2) + Y(3/2) = 1$.

En résumé, l'ajustement des corrélations angulaires est effectué avec la fonction de corrélation simplifiée et les contraintes suivantes :

$$\begin{aligned}
 W(\theta_{cm}) &= \sum_{mlsk} P(m) A(Jllsmk) Y(s) P_k(\cos \theta_{cm}) \\
 P(m) &= P(-m), \quad 0 \leq P(m) \leq 0.5 \quad \text{et} \quad \sum_m P(m) = 1 \\
 \sum_s Y(s) &= Y(1/2) + Y(3/2) = 1
 \end{aligned} \tag{8.8}$$

Les paramètres libres sont les paramètres $P(m > 1/2)$, $Y(1/2)$ et l'amplitude N définie telle que :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{exp}(\theta_{cm}) = NW(\theta_{cm}) \tag{8.9}$$

2. On parle d'alignement quand un sous-état magnétique est plus peuplé que les autres.

3. On parle de polarisation quand uniquement un sous-état magnétique est peuplé.

Comme la plupart des spins-parités J^π des états excités du ^{31}S étudiés sont soit inconnus soit incertains (section 6.2.2 et tableau 6.1), l'ordre minimal du polynôme de Legendre k_{max} nécessaire pour ajuster les données pour chaque état est déduit en utilisant la valeur-p du test du χ^2 . Il s'agit de la probabilité d'obtenir la même valeur ou une valeur encore plus extrême du χ^2 que celle observée si l'hypothèse nulle est vraie. La première fonction de corrélation testée est celle avec l'ordre du polynôme de Legendre le plus petit ($k_{max} = 0$), qui constitue donc l'hypothèse nulle initiale. La valeur du χ^2 est extraite pour cet ajustement. La valeur-p est ensuite déduite à partir du χ^2 extrait et de la densité de probabilité du χ^2 correspondante si l'hypothèse nulle est vraie, en tenant compte du nombre de degrés de liberté. Si la valeur-p est supérieure au seuil de signification du test, choisi égal à 0.05 et correspondant au risque pris de rejeter l'hypothèse nulle si elle est vraie, alors l'hypothèse nulle est acceptée et la fonction de corrélation avec $k_{max} = 0$ est validée. Si la valeur-p est inférieure à 0.05, l'hypothèse nulle initiale est rejetée. La fonction de corrélation d'ordre supérieur $k_{max} = 2$ constitue alors la nouvelle hypothèse nulle et est testée avec la même méthode. La procédure est répétée jusqu'à ce que la valeur-p calculée soit supérieure à 0.05, tout en maintenant un nombre de degrés de liberté raisonnable.

L'analyse des corrélations angulaires des protons venant de la décroissance d'un état donné du $^{31}\text{S}^*$ permet de contraindre le spin J de cet état et de déterminer son rapport de branchement proton. La valeur minimale de k_{max} retenue avec la méthode décrite dans le paragraphe précédent permet en effet de déduire le spin minimum J_{min} possible pour l'état étudié (tableau 8.2). Comme nous l'avons vu dans la section 8.1.4, les corrélations angulaires calculées correspondent au rapport entre le nombre de protons de décroissance issus de l'état du $^{31}\text{S}^*$ étudié et le nombre de fois que cet état s'est formé, pour une gamme angulaire donnée (en sr). Il suffit donc d'extrapoler et d'intégrer sur tout l'angle solide la fonction de corrélation $W(\theta_{cm})$ décrivant les corrélations angulaires pour obtenir le rapport de branchement proton de l'état étudié du $^{31}\text{S}^*$ vers l'état fondamental du ^{30}P :

$$\text{BR} = \int_{\theta_{cm}=0}^{\pi} 2\pi \sin(\theta_{cm}) W(\theta_{cm}) d\theta_{cm} \quad (8.10)$$

En utilisant la relation 8.9 et le fait que $\int_{\Delta\Omega} W(\theta_{cm}) d\Omega = 4\pi$ on a également :

$$\text{BR} = 4\pi N \quad (8.11)$$

b/ Résultats

Les corrélations angulaires des protons issus des décroissances des états du $^{31}\text{S}^*$ étudiés dans ce travail sont représentées sur la figure 8.9 par les carrés noirs. Les

trois ajustements avec les fonctions de corrélation $W(\theta_{cm})$ testées, avec des ordres de polynôme de Legendre k_{max} pairs allant de 0 à 4, sont montrés et les χ^2 réduits et les valeurs-p associés sont indiqués. Les rapports de branchement proton BR déterminés avec l'équation (8.10) pour chaque ajustement sont également donnés (en %). Les données obtenues par Wrede *et al.* (2009) [116] sont représentées en bleu pour les états pour lesquels les corrélations angulaires ont été extraites. Une discussion des résultats obtenus dans ce travail pour chacun des états est effectuée ci-dessous.

6720 keV. Parikh *et al.* (2011) [101] ont assigné un spin de $5/2$ à cet état (section 6.2.2.a), ce qui correspond à une fonction de corrélation avec $k_{max} = 4$. Avec uniquement 4 points expérimentaux, il n'est pas possible d'effectuer un test du χ^2 pour $k_{max} = 4$, la fonction de corrélation associée comportant 4 paramètres libres (N , $Y(1/2)$, $P(3/2)$ et $P(5/2)$). L'ajustement avec $k_{max} = 0$ donne une valeur-p de 0.14, ce qui est supérieur au seuil de signification fixé à 0.05. L'hypothèse $k_{max} = 0$ est donc acceptée et entraîne $J_{min} = 1/2$ avec nos données. Le rapport de branchement correspondant vaut $BR = 16(3) \%$. Il s'agit de l'état étudié le plus proche du seuil d'émission proton ($S_p = 6130.64(24)$ keV [107]), cette faible valeur de BR était ainsi attendue à cause de la très faible pénétrabilité de la barrière coulombienne.

6749 keV. La valeur-p est supérieure à 0.05 pour le premier ajustement avec $k_{max} = 0$, ce qui donne comme contrainte pour le spin $J_{min} = 1/2$. Wrede *et al.* (2009) ont également ajusté leurs données avec une distribution isotrope. Parikh *et al.* (2011) ont assigné à cet état un spin-parité de $3/2^+$, qui correspond à une fonction de corrélation avec $k_{max} = 2$, nos données sont compatibles avec cette attribution. Le rapport de branchement que nous déduisons est $BR = 21(3) \%$.

6833 keV. La valeur-p associée au premier ajustement avec $k_{max} = 0$ est supérieure à 0.05, entraînant $J_{min} = 1/2$ pour cet état. Nous obtenons un rapport de branchement de $20(3) \%$. Des mesures précédentes ont montré que cet état a un spin-parité de $11/2^-$ [101, 112, 113], ce qui correspond à une fonction de corrélation avec $k_{max} = 10$ et à un moment angulaire orbital emporté par le proton de $l = 5$. Étant donné la valeur importante de l et l'énergie d'excitation proche du seuil d'émission proton, on ne s'attend pas à ce que la probabilité de décroissance de cet état par émission de proton soit importante, à cause de la faible pénétrabilité des barrières coulombienne et centrifuge. Wrede *et al.* (2009) ont aussi observé une émission de proton significative dans cette région en énergie ($6836(2)$ keV, $BR = 0.48_{-0.34}^{+0.07}$) et, avec les arguments évoqués ci-dessus concernant la valeur importante du moment angulaire orbital transféré l pour l'état à 6833 keV, ont supposé qu'il s'agissait d'un nouvel état à 6836 keV, dont ils ont contraint le spin-parité à $J^\pi = (1/2^+ - 9/2^-)$.

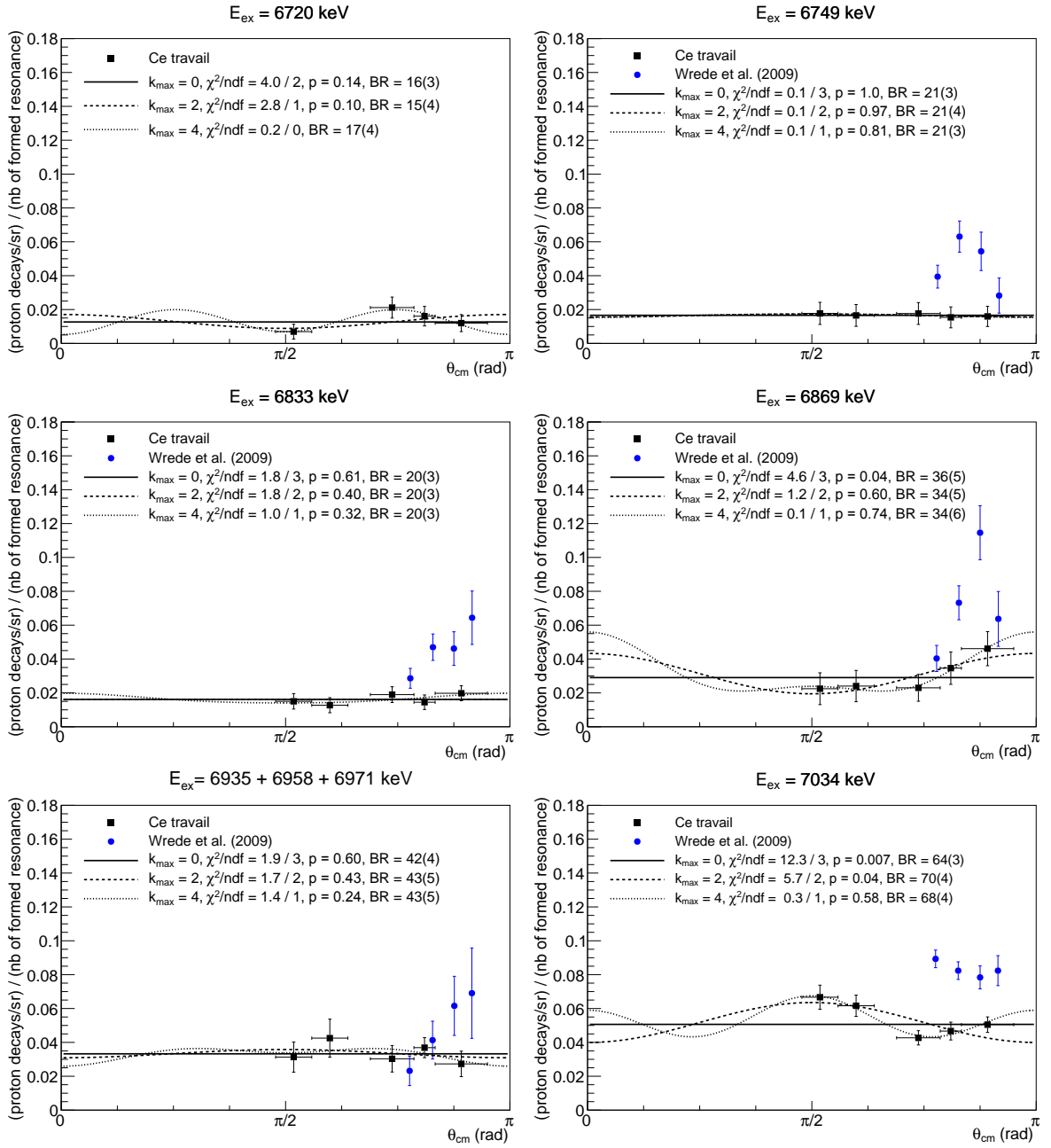


FIGURE 8.9 – Corrélations angulaires des protons issus des décroissances des états du $^{31}\text{S}^*$ d'énergies d'excitation $6720 \leq E_{ex} \leq 7196$ keV ($7050 \leq E_{ex} \leq 7196$ keV sur la page suivante). Les carrés noirs sont les valeurs déterminées dans ce travail, avec les incertitudes associées. Pour chaque état, les données sont ajustées avec les fonctions de corrélation $W(\theta_{cm})$ (équation (8.8)) avec des ordres de polynôme de Legendre k_{max} pairs de 0 à 4. Le χ^2 réduit et la valeur-p associés à chaque ajustement sont donnés, ainsi que le rapport de branchement proton BR (en %) déterminé avec l'équation (8.10). Les ronds bleus correspondent aux valeurs obtenues par Wrede *et al.* (2009) [116] pour une expérience similaire.

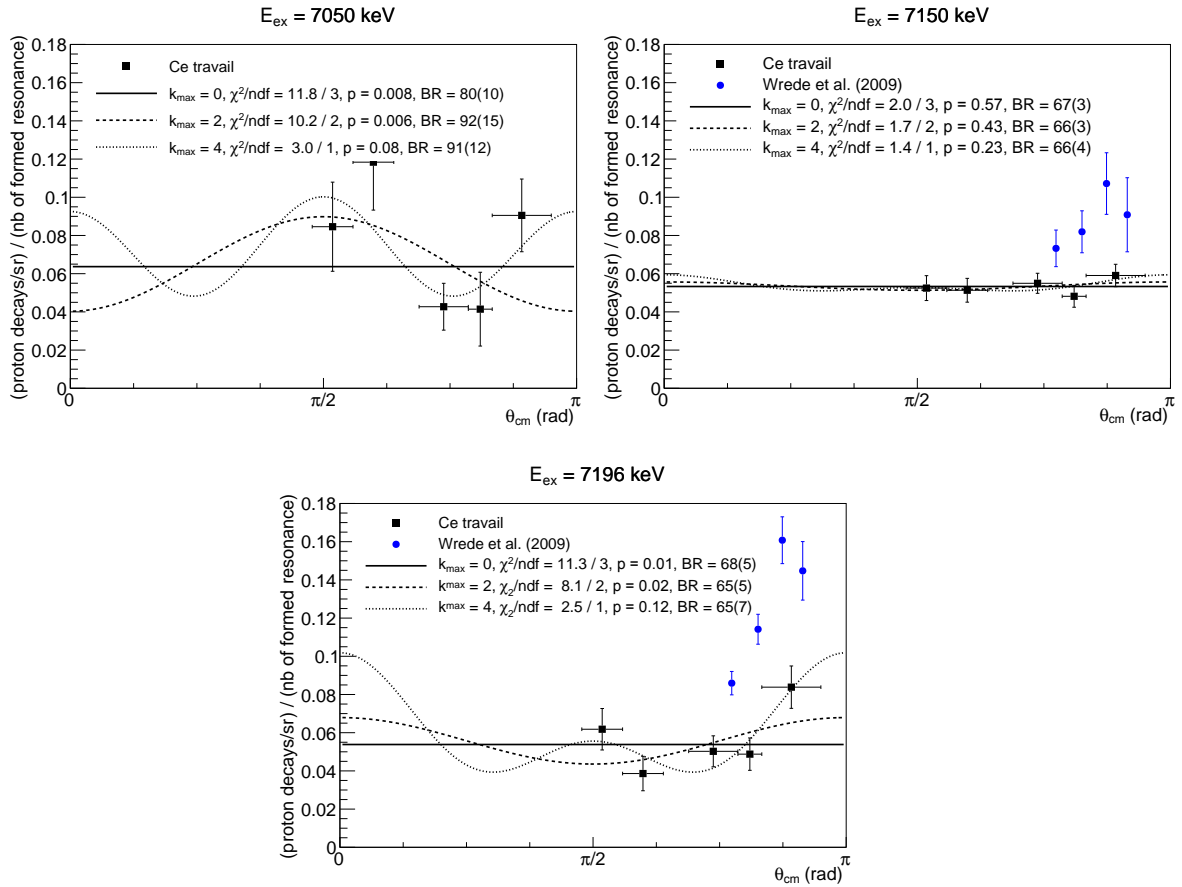


FIGURE 8.9 – (suite) Corrélations angulaires des protons issus des décroissances des états du $^{31}\text{S}^*$ d'énergies d'excitation $6720 \leq E_{ex} \leq 7196$ keV ($6720 \leq E_{ex} \leq 7050$ keV sur la page précédente). Les carrés noirs sont les valeurs déterminées dans ce travail, avec les incertitudes associées. Pour chaque état, les données sont ajustées avec les fonctions de corrélation $W(\theta)$ (équation (8.8)) avec des ordres de polynôme de Legendre k_{max} pairs de 0 à 4. Le χ^2 réduit et la valeur-p associés à chaque ajustement sont donnés, ainsi que le rapport de branchement proton BR (en %) déterminé avec l'équation (8.10). Les ronds bleus correspondent aux valeurs obtenues par Wrede *et al.* (2009) [116] pour une expérience similaire.

6869 keV. C'est le deuxième ajustement testé, avec $k_{max} = 2$, qui donne une valeur-p supérieure au seuil de signification du test et qui est donc validé. Cela donne ainsi $J_{min} = 3/2$. Parikh *et al.* (2011) ont assigné à cet état un spin de $11/2$, ce qui est compatible, même si nous ne pouvons pas avec nos données confirmer un ordre supérieur à $k_{max} = 6$. En effet, les fonctions de corrélation avec $k_{max} > 6$ comportent plus de 5 paramètres libres (N , $Y(1/2)$, $P(3/2)$, $P(5/2)$, $P(7/2)$, $P(9/2)$, etc.) et il n'est pas possible d'effectuer un test du χ^2 avec uniquement 5 points expérimentaux. Wrede *et al.* (2009) ont quant à eux attribué un spin-parité $J^\pi \geq 1/2^-$ pour cet état, basé sur l'analyse de leur corrélation angulaire décrite par $k_{max} = 2$. Le rapport de

branchement que nous obtenons pour $k_{max} = 2$ est de 34(5) %.

6935, 6958 et 6971 keV. Comme mentionné précédemment, nous n'avons pas pu analyser ces trois états séparément. La distribution angulaire est compatible avec une émission isotrope ($p = 0.60$ pour l'ajustement avec $k_{max} = 0$) mais elle est difficile à interpréter étant donné que les trois états sont mélangés. Wrede *et al.* (2009) ont extrait une corrélation angulaire pour l'état à 6958 keV (points bleus sur la figure 8.9), qu'ils ont ajustée avec une distribution isotrope, donnant $J \geq 1/2$, ce qui est en accord avec la valeur $J^\pi = 1/2^+$ attribuée à cet état [111].

7034 keV. L'ajustement avec la fonction $k_{max} = 4$ donne une valeur-p supérieure à 0.05, on attribue donc pour cet état $J_{min} = 5/2$. Dans la littérature, une contrainte $J^\pi = (1/2, 3/2, 5/2)^+$ est donnée [117], nos résultats sont compatibles avec ces valeurs. En se basant sur leur corrélation angulaire pour cet état, ajustée avec une distribution isotrope, Wrede *et al.* (2009) ont suggéré $J^\pi = (1/2, 3/2)^+$. Nous obtenons un rapport de branchement de 68(4) % avec l'ajustement privilégié ($k_{max} = 4$).

7050 keV. La valeur-p est supérieure à 0.05 pour l'ajustement avec $k_{max} = 4$, ce qui entraîne $J_{min} = 5/2$. Cette valeur est supérieure à la récente assignation $J^\pi = 1/2^+$ pour cet état [119–121]. Le rapport de branchement obtenu vaut BR = 92(12) %.

7150 keV. Le premier ajustement testé donne une valeur-p de 0.57, l'hypothèse $k_{max} = 0$ est donc validée et le spin de cet état est contraint à un minimum de 1/2. Un spin-parité $J^\pi = 5/2^+$ a été récemment attribué à cet état [119–121], nos données sont compatibles avec cette assignation. Wrede *et al.* (2009) ont également ajusté leur corrélation angulaire avec une distribution isotrope. Nous obtenons un rapport de branchement de 67(3) %.

7196 keV. L'ajustement est validé pour la fonction de corrélation avec $k_{max} = 4$ ($p = 0.12$), ce qui contraint le spin de cet état à $J_{min} = 5/2$. Wrede *et al.* (2009) excluent également avec leurs données l'ajustement avec $k_{max} = 0$, mais donnent comme valeur minimale $k_{max} = 2$ pour l'ordre du polynôme de Legendre. Nous verrons après que leurs données supportent en réalité davantage la valeur minimale $k_{max} = 4$ comme nous l'observons. Le rapport de branchement obtenu avec nos données vaut BR = 65(7) %.

Quelques remarques générales peuvent également être faites. Premièrement, nous observons que les rapports de branchement sont de plus en plus faibles lorsque l'énergie d'excitation de l'état du ^{31}S diminue, ce qui était attendu. En effet, pour des raisons

de pénétrabilité de la barrière coulombienne, la probabilité d'émission proton diminue lorsque l'on se rapproche de l'énergie seuil d'émission proton. Nous constatons également que les rapports de branchement obtenus pour un même état avec les différents ajustements sont très similaires (voir les légendes sur la figure 8.9). La détermination des rapports de branchement est ainsi beaucoup plus robuste que celle des spins. Nous notons cependant que le fait d'avoir des données à $\theta = \pi/2$ rad permet de mieux contraindre les spins possibles (notamment pour l'état à 7196 keV). Enfin, nous remarquons que pour des états avec des énergies d'excitation à environ 1 MeV ou plus au-dessus du seuil d'émission proton, pour lesquels on s'attend à une émission proton proche de 100 %, les rapports de branchement proton sont plus bas d'un facteur environ 1.5 ($BR = 68(4)$ %, $67(3)$ % et $65(7)$ % pour les états à 7034, 7150 et 7196 MeV, respectivement). Cette observation a également été effectuée pour une expérience similaire, utilisant le même dispositif expérimental que celui de ce travail et étudiant les états excités du ^{19}Ne peuplés par la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He},t)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$ ⁴ : les rapports de branchement obtenus sont plus bas d'un facteur environ 1.6 par rapport à ceux attendus. L'origine de ce déficit n'est pas encore comprise, tous les tests effectués jusqu'à maintenant pour le comprendre ont échoué, que ce soit au niveau de l'analyse ou de l'électronique. Ce déficit dans nos données est par ailleurs confirmé lorsqu'on les compare avec celles de Wrede *et al.* (2009) [116], en bleu sur la figure 8.9 : les données de notre expérience sont toujours plus basses.

Dans le tableau 8.3 sont résumées les valeurs de k_{max} , J_{min} et BR obtenues dans ce travail pour chacun des états étudié. Les rapports de branchement proton sont corrigés d'un facteur 1.5 pour prendre en compte le déficit observé dans les données, et les incertitudes correspondent à l'erreur statistique de 1σ venant de l'ajustement accepté. La comparaison avec les données disponibles dans la littérature est également présentée. Les incertitudes asymétriques associées aux rapports de branchement donnés dans Wrede *et al.* (2009) [116] ont été estimées en cherchant les valeurs minimales et maximales des rapports de branchement pour $k_{max}(min) \leq k_{max} \leq 4$ et en ajoutant linéairement l'erreur statistique de 1σ venant de l'ajustement avec $k_{max} = 0$ aux limites inférieure et supérieure. Cette incertitude sur la valeur de k_{max} compliquant l'interprétation statistique de l'erreur fournie, Wrede *et al.* (2009) n'associent pas de niveau de confiance à leurs barres d'erreurs. Les rapports de branchement obtenus dans ce travail sont en accord avec ceux donnés dans Wrede *et al.* (2009) compte tenu des grandes incertitudes reportées dans cette référence, sauf pour les états à 7050 et 7196 keV. Dans ces deux cas, Wrede *et al.* obtiennent des valeurs inférieures aux résultats attendus de 100 % comme discuté précédemment. Pour comprendre cette

4. J.E. Riley, communication privée.

observation, nous avons réanalysé les corrélations angulaires expérimentales fournies dans leur article.

TABLEAU 8.3 – Résultats issus de l’analyse des corrélations angulaires de ce travail pour chaque état excité étudié du ^{31}S : ordre maximal du polynôme de Legendre k_{max} et spin minimum associé J_{min} , et rapport de branchement proton BR_{corr} corrigé d’un facteur 1.5 pour prendre en compte le déficit observé dans les données (voir texte). Comparaison avec les données disponibles dans la littérature.

E_{ex} (keV)	Ce travail			Littérature	
	k_{max}	J_{min}	BR_{corr} (%)	J^π ^a	BR_{Wrede} (%) [116]
6720	0	1/2	24(3)	5/2	25_{-20}^{+7}
6749	0	1/2	32(3)	3/2 ⁺	57_{-32}^{+7}
6833	0	1/2	30(3)	11/2	48_{-34}^{+7}
6869	2	3/2	51(5)	11/2	37_{-13}^{+9}
7034	4	5/2	102(4)	(1/2, 3/2, 5/2) ⁺	105_{-5}^{+5}
7050	4	5/2	138(12)	1/2 ⁺	36_{-33}^{+15}
7150	0	1/2	101(3)	5/2 ⁺	104_{-63}^{+11}
7196	4	5/2	98(7)	$\geq 1/2^+$	67_{-12}^{+8}

^a Voir le tableau 6.1 pour l’origine des données.

c/ Réanalyse des données existantes

La procédure de réanalyse des corrélations angulaires fournies dans Wrede *et al.* (2009) [116] est détaillée ci-dessous dans le cas de l’état du $^{31}\text{S}^*$ à une énergie d’excitation de 7196 keV. La figure 8.10 montre les corrélations angulaires obtenues dans ce travail (carrés noirs) et par Wrede *et al.* (2009) (points bleus). Les ajustements en noirs pour k_{max} de 0 à 4 sont ceux effectués sur nos données, déjà présentés sur la figure 8.9. C’est l’ajustement avec $k_{max} = 4$ qui donne une valeur-p supérieure au seuil de signification du test ($p = 0.12 > 0.05$) et qui est accepté. L’ajustement en bleu est un ajustement similaire à celui que Wrede *et al.* (2009) ont réalisé sur leurs données. Ce dernier correspond également à une somme de polynômes de Legendre d’ordres pairs, avec $k_{max} = 2$ dans ce cas, mais il n’y a pas les contraintes physiques sur les paramètres $P(m)$ et $Y(s)$ (équation (8.8)). Les seules contraintes sont $W(\theta) \geq 0$ pour tous les angles et $BR \leq 1$. Avec ces conditions, nous retrouvons leur rapport de branchement de 67 % et la forme de la fonction de corrélation qui passe à 0 à $\theta = \pi/2$ rad. Si nous

effectuons maintenant un ajustement des données de Wrede *et al.* (2009) comme nous l'avons fait pour les nôtres, à savoir avec des contraintes physiques sur les $P(m)$ et $Y(s)$, nous obtenons les deux courbes rouges pour les deux fonctions testées avec $k_{max} = 2$ et 4, avec des valeurs-p de 0.003 et 0.06 respectivement. C'est donc l'ajustement avec $k_{max} = 4$ qui est accepté selon le critère statistique, ce qui est compatible avec ce que nous avons trouvé avec nos données. On note aussi que la fonction de corrélation ne passe plus à 0 à $\theta = \pi/2$ rad. Le rapport de branchement obtenu en intégrant sur tout l'angle solide la fonction de corrélation avec $k_{max} = 4$ est de 92(4) %, soit 37 % supérieur à la valeur publiée, et proche des 100 % attendus.

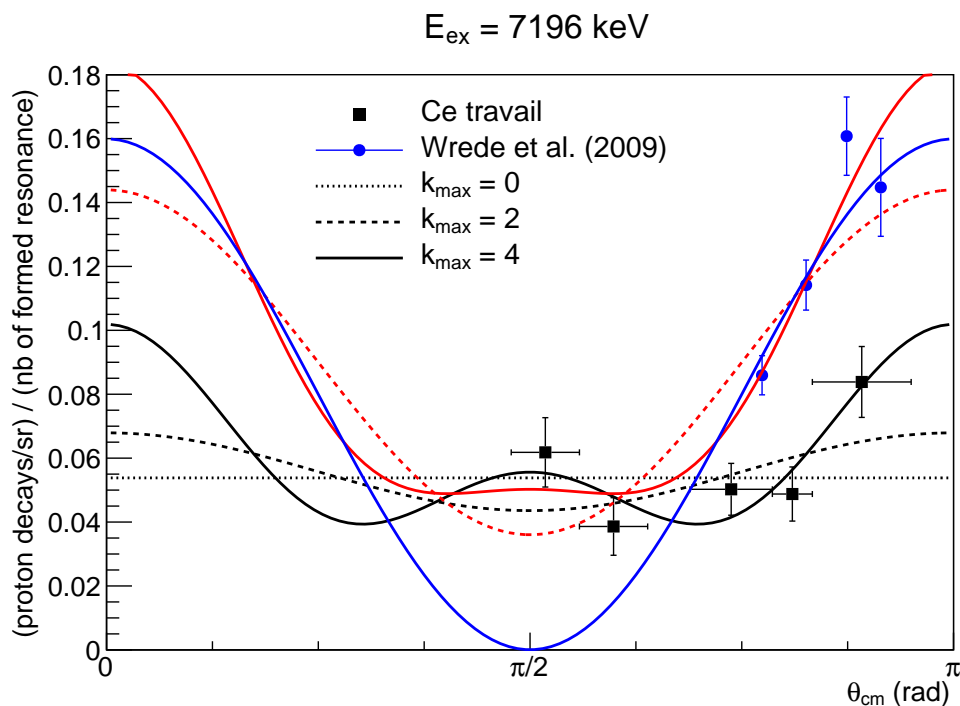


FIGURE 8.10 – Corrélation angulaire des protons issus de la décroissance de l'état du $^{31}\text{S}^*$ à une énergie d'excitation de 7196 keV. Les carrés noirs sont les valeurs déterminées dans ce travail, les ronds bleus sont celles obtenues par Wrede *et al.* (2009) [116]. Les courbes noires correspondent aux trois ajustements réalisés sur les données de ce travail utilisant des fonctions de corrélation avec des ordres de polynôme de Legendre k_{max} pairs de 0 à 4. Les courbes rouges représentent les ajustements similaires effectués sur les données de Wrede *et al.* (2009). La courbe bleue montre l'ajustement réalisé par Wrede *et al.* (2009) sur leurs données.

La même procédure a été suivie pour les autres états pour lesquels des corrélations angulaires sont publiées dans Wrede *et al.* (2009). La figure 8.11 montre la comparaison, sous forme de rapport BR_{Wrede}/BR_{corr} , entre les rapports de branchement proton venant du travail de Wrede *et al.* (2009) BR_{Wrede} et ceux obtenus dans ce travail BR_{corr} . Les résultats en noir considèrent les rapports de branchement publiés dans Wrede *et al.* (2009) et résumés dans le tableau 8.3. Si nous comparons les valeurs nominales, nous constatons que les résultats donnés dans la référence [116] sont d'un facteur environ 1.7 plus grands que ceux de ce travail pour les états à 6749 et 6833 keV, et d'un facteur 1.4 plus petits pour les états à 6869 et 7196 keV, ce qui correspond à des différences entre 27 % et 78 %. La comparaison BR_{Wrede}/BR_{corr} avec les rapports de branchement BR_{Wrede} obtenus après réanalyse des corrélations angulaires de Wrede *et al.* (2009), en prenant en compte les contraintes physiques sur les paramètres $P(m)$ et $Y(s)$, est en rouge sur la figure 8.11. Nous observons que les valeurs après réanalyse pour les états à 6833, 6869 et 7196 keV sont alors compatibles avec nos résultats en prenant en compte les incertitudes à 1σ venant des ajustements des données de Wrede *et al.* (2009) et de ce travail. Les différences entre les valeurs nominales sont réduites à un maximum de 7 %. Pour ces trois états, les fonctions de corrélation utilisées pour la réanalyse sont associées à un $k_{max} > 0$. Les corrélations angulaires des états à 7034 et 7150 keV, pour lesquels la réanalyse des données de Wrede *et al.* (2009) donne les mêmes rapports de branchement que ceux publiés, compatibles avec nos résultats, sont ajustées avec une fonction avec $k_{max} = 0$. Cela montre qu'il est important de prendre en compte la physique sous-jacente des corrélations angulaires puisque cela entraîne des erreurs sur l'estimation des rapports de branchement lorsque les corrélations angulaires sont ajustées avec des fonctions non isotropes.

Nous notons que pour l'état à 6749 MeV il y a toujours une incompatibilité entre notre résultat et celui de Wrede *et al.* (2009), publié ou réanalysé avec une fonction de corrélation isotrope. Cela vient probablement de la forme particulière de la corrélation angulaire obtenue par Wrede *et al.* (2009), qui présente un maximum à 150° et chute fortement à 170° (voir sur la figure 8.9), ce qui ne correspond pas à une forme caractéristique de corrélation angulaire. Les auteurs soulignent que cela peut venir d'une anomalie statistique ou d'un effet de seuil et que cela influence fortement l'ajustement obtenu et par conséquent le rapport de branchement déduit. Concernant l'état à 7050 keV, il n'y a pas de corrélation angulaire publiée dans Wrede *et al.* (2009), donc pas de possibilité de réanalyse pour essayer de comprendre la différence entre le rapport de branchement obtenu dans ce travail et celui publié dans Wrede *et al.* (2009) (tableau 8.3).

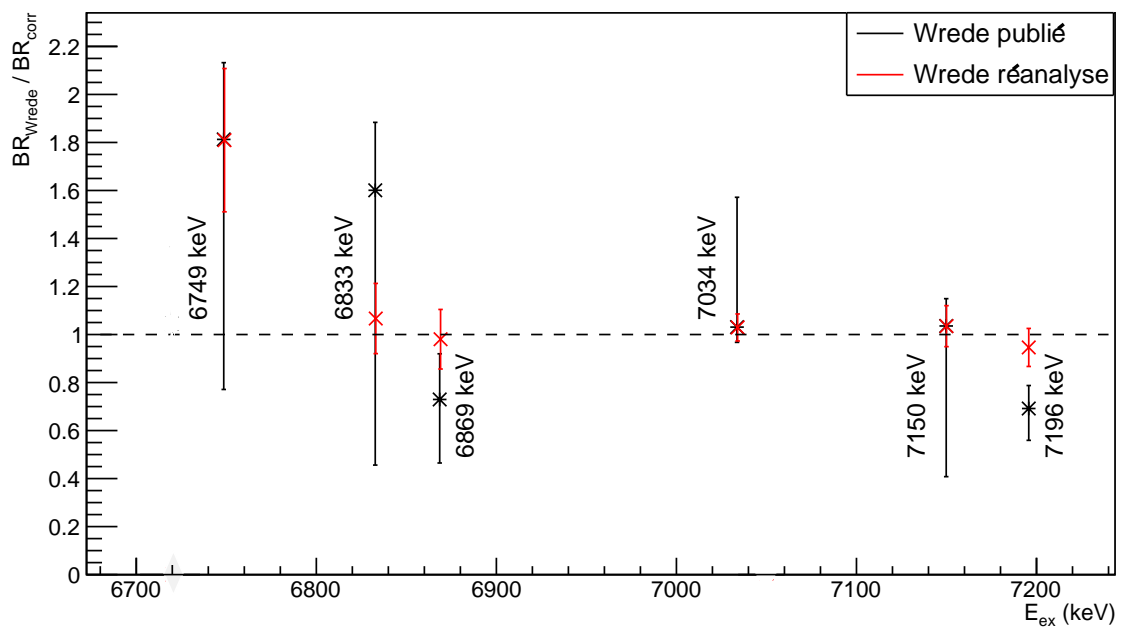


FIGURE 8.11 – Rapports entre les rapports de branchement proton issus des données de Wrede *et al.* (2009) [116] BR_{Wrede} et ceux obtenus dans ce travail BR_{corr} . Les rapports de branchement de Wrede *et al.* (2009) BR_{Wrede} considérés sont soit ceux publiés dans la référence [116] (donnant les rapports en noir avec les barres d'erreur associées asymétriques, voir tableau 8.3), soit ceux obtenus après réanalyse des corrélations angulaires publiées (donnant les rapports en rouge, voir texte pour la procédure de réanalyse).

Étant donné la faible statistique obtenue avec notre expérience et la faible probabilité d'émission proton à basse énergie, nous n'avons pu déterminer des rapports de branchement proton que pour les états du ^{31}S d'énergies d'excitation $E_{ex} \geq 6720$ keV, comme dans le cas de Wrede *et al.* (2009) [116]. Les corrélations angulaires des protons issus de la décroissance de ces états sont obtenues à partir des ajustements des différents spectres tritons (spectre de tous les événements tritons et spectres des tritons détectés en coïncidence avec les protons de décroissance émis dans différentes gammes angulaires), en prenant en compte l'efficacité géométrique des détecteurs W1. L'analyse des corrélations angulaires avec des fonctions de corrélation correspondant à des sommes de polynômes de Legendre d'ordres pairs permet de contraindre les spins possibles des états du $^{31}\text{S}^*$ qui décroissent par émission de proton, et d'extraire des rapports de branchement proton. Le fait d'avoir des données autour de $\theta = \pi/2$ rad permet de mieux contraindre la forme des fonctions de corrélation et ainsi la détermination des spins et des rapports de branchement. Les rapports de branchement obtenus dans ce travail sont de manière générale compatibles avec ceux publiés dans Wrede *et al.* (2009) lorsque les fonctions de corrélations utilisées pour les ajustements sont isotropes. Dans les autres cas, nous notons que la prise en compte de la physique sous-jacente des corrélations angulaires a une influence importante sur les résultats. En effet, certains rapports de branchement obtenus par Wrede *et al.* (2009) sans contraintes physiques semblent sous-estimés ou surestimés.

Conclusion

L'étude des grains pré-solaires contenus dans les météorites primitives apporte des informations précieuses sur l'évolution stellaire, la nucléosynthèse ou encore les conditions physiques et chimiques dans les vents stellaires et l'éjecta des explosions. Pour identifier l'origine de ces grains, des comparaisons entre les abondances isotopiques mesurées et les prédictions de modèles stellaires sont réalisées. Cependant, les abondances prédites sont fortement influencées par les paramètres d'entrée des modèles et les hypothèses effectuées. Par exemple, l'utilisation de modèles hydrodynamiques à une dimension, qui supposent une symétrie sphérique, ne permet pas de reproduire correctement des mécanismes clés comme la convection. Les taux de réactions thermonucléaires sont aussi un paramètre clé des modèles stellaires, pouvant avoir un impact important non seulement sur la structure des étoiles mais aussi sur leur nucléosynthèse.

Le cas des grains présumés de novæ est particulièrement intéressant. Ils ont été classés comme originaires de ce site stellaire au vu de leurs signatures isotopiques caractéristiques de la combustion explosive de l'hydrogène dans les novæ classiques, avec en particulier de larges excès de ^{13}C , d' ^{15}N et de ^{30}Si . Cependant, l'observation dans certains de ces grains d'isotopes caractéristiques de la nucléosynthèse dans les supernovæ à effondrement de cœur (CCSN) a remis en doute leur classification comme grains de novæ. Dès lors, les astrophysiciens nucléaires ont cherché à améliorer leurs modèles et à en développer de nouveaux pour comprendre cette ambiguïté. Un grand nombre d'études de sensibilité aux incertitudes sur les taux de réactions ont également été réalisées afin de connaître les réactions importantes à étudier pour réduire les incertitudes sur les prédictions des modèles liées aux paramètres nucléaires. Nous nous sommes intéressés dans cette thèse à deux réactions clés. Nous avons d'abord étudié la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, p)^{16}\text{O}$, qui joue un rôle sur les abondances prédites en ^{13}C dans des modèles de CCSN prenant en compte l'ingestion d'hydrogène dans la couche d'hélium avant l'explosion. Ces modèles ont été développés spécifiquement pour comprendre les excès de ^{13}C et d' ^{15}N observés dans les grains présumés de novæ portant la signature de la nucléosynthèse dans les CCSN. Nous avons ensuite étudié la réaction $^{30}\text{P}(p, \gamma)^{31}\text{S}$, qui est un point de passage obligatoire pour la production des isotopes dans la région de masse Si-Ca dans les novæ ONe. L'incertitude importante sur son taux de réaction a notamment une forte influence sur les abondances prédites en ^{30}Si , utilisées pour identifier les grains de novæ.

Un état des lieux sur la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ a montré qu'il était nécessaire de procéder à une ré-évaluation du taux de cette réaction. Devant l'absence de détermination de la section efficace, nous avons étudié les propriétés spectroscopiques des états du noyau composé ^{17}F dans la gamme d'énergie d'intérêt astrophysique, et en particulier les largeurs partielles alpha manquantes. Pour déterminer ces dernières, nous nous sommes basés sur les propriétés des états analogues dans le noyau miroir ^{17}O . Ces états ont été peuplés par la réaction de transfert alpha $^{13}\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{17}\text{O}$ réalisée à ALTO par Pellegriti *et al.*, utilisant le spectromètre magnétique split-pole comme système de détection. Nous avons analysé les données de cette expérience afin d'extraire les distributions angulaires des états analogues des états d'intérêt dans le ^{17}F . Une analyse en DWBA de ces distributions nous a permis d'extraire les facteurs spectroscopiques alpha et de déterminer les largeurs partielles alpha des états non liés dans l' ^{17}O . Nous avons ensuite calculé les largeurs partielles alpha des états dans le ^{17}F dans le cas où nous avons pu identifier des paires d'états analogues. Une analyse en matrice R utilisant ces résultats a montré que les résonances correspondant aux états du ^{17}F à 6.560, 6.778, 7.031 et 7.483 MeV contribuent majoritairement au facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ dans la gamme de température d'intérêt. Des taux de réaction recommandés, bas et hauts ont été calculés en utilisant la méthode Monte Carlo développée par Longland *et al.* et un facteur d'incertitude entre 2 et 3 a été trouvé par rapport au taux recommandé. Cette incertitude est due principalement à l'incertitude sur les largeurs partielles alpha des résonances ayant un état analogue connu dans l' ^{17}O , aux grandes incertitudes sur les énergies d'excitation et aux spins-parités inconnus. Le taux recommandé déterminé dans ce travail est proche du taux nominal utilisé actuellement dans les modèles stellaires. Nous avons finalement effectué des calculs de post-processing pour simuler la nucléosynthèse dans l'éjecta de la couche d'hélium de modèles de CCSN développés pour étudier les grains présumés de novæ. Nous avons montré que l'incertitude du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ calculé dans ce travail a un impact important sur la production de ^{13}C prédite : l'incertitude sur l'abondance intégrée est d'un facteur 55 selon que le taux haut ou bas est utilisé. Réduire l'incertitude sur le taux de cette réaction est donc nécessaire pour améliorer les prédictions des modèles. Pour cela, l'idéal serait de réaliser une mesure directe de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha, \text{p})^{16}\text{O}$ dans la région d'intérêt. Cependant, cette mesure est complexe car cela requiert un faisceau radioactif d' ^{13}N à des intensités qui ne sont pas disponibles actuellement. Une autre possibilité serait de déterminer les largeurs alpha des états du ^{17}F avec une réaction de transfert alpha du type $^{13}\text{N}(^7\text{Li}, \text{t})^{17}\text{F}$. Cette mesure nécessite cependant également un faisceau radioactif d' ^{13}N , mais à des énergies plus importantes, typiquement de quelques MeV par nucléon.

La réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ a été très étudiée au cours des dernières décennies à cause de son impact important sur les prédictions des modèles de novæ. La majorité des états dans le noyau composé ^{31}S dans la région d'intérêt astrophysique ont été observés expérimentalement. Cependant, un grand nombre de leurs propriétés spectroscopiques sont manquantes ou incertaines, notamment les spins-parités et les largeurs partielles. Nous avons focalisé notre travail sur la détermination des rapports de branchement proton Γ_p/Γ_{tot} et des spins-parités. Une étude similaire avait déjà été réalisée par Wrede *et al.* et notre objectif était de réduire les incertitudes associées aux rapports de branchement fournis dans ce travail et d'étendre les données aux états de plus basses énergies d'excitation. Pour cela, la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ a été utilisée pour peupler les états du ^{31}S et étudier leur décroissance par émission proton vers l'état fondamental du ^{30}P . Les tritons et les protons de décroissance venant des états peuplés du ^{31}S ont été détectés simultanément à l'aide du spectromètre split-pole et de détecteurs silicium à pistes. Nous avons pu extraire des corrélations angulaires proton pour des états du ^{31}S d'énergies $E_{ex} > 6720$ keV, ce qui est au-dessus de la gamme en énergie d'intérêt astrophysique et dans la même gamme que ce qu'avaient pu obtenir Wrede *et al.* En effet, la statistique très faible proche du seuil d'émission proton ne nous a pas permis d'extraire des données à de plus faibles énergies. Une expérience avec un temps faisceau plus long remédierait à ce problème, de même qu'une meilleure cible de ^{31}P , plus épaisse. Les rapports de branchement déterminés dans ce travail sont dans l'ensemble en accord avec ceux obtenus par Wrede *et al.*, moyennant un facteur 1.5 plus bas que nous n'avons pas réussi à expliquer pour l'instant. Cette réduction des rapports de branchement a déjà été observée dans les mêmes proportions lors d'une expérience similaire utilisant le même dispositif expérimental. Une analyse fine des corrélations angulaires a montré l'importance de prendre en compte les contraintes sur les sous-états magnétiques dans le calcul de la fonction de corrélation, et l'impact que cela avait sur les rapports de branchement lorsque la distribution des particules n'est pas isotrope. Pour les états avec ces caractéristiques, les rapports de branchement donnés par Wrede *et al.* semblent en effet sous-estimés ou surestimés. Même si nous n'avons pas pu étudier des états plus bas en énergie d'excitation comme nous le souhaitions, notre dispositif expérimental, couvrant une large gamme angulaire dans le centre masse, nous a permis de mieux contraindre les spins-parités possibles des états du ^{31}S et les rapports de branchement proton. Pour déterminer les forces de résonance des états proches du seuil d'émission proton, l'idéal est à nouveau de réaliser une mesure directe. Cela nécessite la production d'un faisceau radioactif de ^{30}P à une intensité élevée à basse énergie, ce qui n'a jamais pu être obtenu jusqu'à présent malgré de nombreux efforts, par exemple au GANIL à Caen ou à TRIUMF au Canada. L'alternative est de déterminer les largeurs proton avec une réaction de transfert proton comme la réaction

$^{30}\text{P}(d,n\gamma)^{31}\text{S}$. Cette mesure représente cependant également un défi car elle nécessite un faisceau de ^{30}P à des énergies suffisamment faibles pour pouvoir faire l'hypothèse d'un transfert direct à une étape.

La réponse à la question posée sur l'origine des grains présumés de novæ passe certainement à la fois par une extension des mesures existantes pour déterminer les taux de réaction, avec la nécessité de développer des faisceaux radioactifs d' ^{13}N et de ^{30}P de basse énergie, et par l'identification de nouveaux grains pré-solaires présentant des anomalies isotopiques caractéristiques de la combustion explosive de l'hydrogène afin de mieux identifier l'environnement dans lequel ils se sont condensés.

*

Annexes

Table des matières

A	Taux de réaction thermonucléaire	253
A.1	Section efficace	253
A.2	Taux de réaction	253
A.3	Effet de la barrière coulombienne	255
A.4	Pic de Gamow	257
A.5	Réaction inverse	258
A.6	Taux de réaction à haute température	259
B	Cinématique à deux corps	262

A Taux de réaction thermonucléaire

Les taux de réaction interviennent dans les codes de modélisation stellaire afin de prédire les abondances des différents isotopes produits. Ils sont également nécessaires pour calculer l'énergie nucléaire totale libérée dans le plasma stellaire. Il apparaît donc important de définir le taux de réaction et toutes les notions associées qui sont largement utilisées dans ce travail. Nous ne présentons ici que quelques éléments, plus de détails peuvent par exemple être trouvés dans la référence [7].

A.1 Section efficace

La probabilité de réaction entre deux particules est représentée par la section efficace σ et est définie par :

$$\sigma = \frac{(N_R/t)}{(N_i/t)(N_c/A)} \quad (\text{A.1})$$

où, si on considère la réaction au cours d'une expérience en laboratoire, (N_R/t) correspond au nombre d'interactions par unité de temps, (N_i/t) représente le nombre de particules du faisceau incident par unité de temps et (N_c/A) est le nombre de noyaux de la cible par unité de surface.

A.2 Taux de réaction

Le taux de réaction correspond au nombre d'interactions par unité de temps et de volume. Il est donc défini, en utilisant les mêmes notations que pour l'équation (A.1), par :

$$\frac{N_R}{Vt} = \sigma \frac{N_c N_i}{VA t} = \sigma \frac{N_c}{V} v \frac{N_i}{V} \quad (\text{A.2})$$

où la densité de courant (nombre de particules incidentes par unité de surface et de temps) est donnée par $j_i = N_i/(At) = vN_i/V$ avec v la vitesse relative du système cible-faisceau.

Si on considère une réaction impliquant quatre espèces (hors photon), $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$, l'équation (A.2) devient, avec la notation $r_{01} \equiv N_R/(Vt)$:

$$r_{01} = N_0 N_1 v \sigma(v) \quad (\text{A.3})$$

où $N_0 \equiv N_c/V$ et $N_1 \equiv N_i/V$ sont les densités de particules 0 et 1 (en nombre de particules par unité de volume) et où on considère, comme il est généralement le cas, que la section efficace dépend de v .

Dans un plasma stellaire à l'équilibre thermodynamique, la vitesse relative entre les particules 0 et 1 interagissant n'est pas constante. La distribution des vitesses est décrite par une densité de probabilité $P(v)$ normalisée par :

$$\int_0^{\infty} P(v)dv = 1 \quad (\text{A.4})$$

où $P(v)dv$ est la probabilité que la vitesse v soit comprise entre v et $v + dv$.

Il est donc possible de généraliser l'expression du taux de réaction donnée par l'équation (A.3) en écrivant :

$$r_{01} = N_0 N_1 \int_0^{\infty} v P(v) \sigma(v) dv \equiv N_0 N_1 \langle \sigma v \rangle_{01} \quad (\text{A.5})$$

$N_0 N_1$ est la densité totale de paires de particules et $\langle \sigma v \rangle_{01}$ est le taux de réaction par paire de particules, qui contient l'information sur la physique nucléaire. En pratique, c'est la quantité $N_A \langle \sigma v \rangle_{01}$ (où N_A est le nombre d'Avogadro) en $\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$ qui est tabulée et présentée dans la littérature plutôt que $\langle \sigma v \rangle_{01}$.

Dans un plasma stellaire, l'énergie cinétique des particules vient de leur agitation thermique. Les réactions initiées par ce mouvement sont ainsi appelées réactions thermonucléaires. À quelques exceptions près, les noyaux étant non dégénérés et animés d'un mouvement non relativiste, la distribution des vitesses $P(v)$ est décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$P(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m_{01}}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-m_{01}v^2/(2kT)} \quad (\text{A.6})$$

avec $m_{01} = m_0 m_1 / (m_0 + m_1)$ la masse réduite, k la constante de Boltzmann et T la température.

Avec l'énergie cinétique dans le centre de masse $E = m_{01}v^2/2$ et $dE/dv = m_{01}v$, on peut remplacer la distribution des vitesses $P(v)dv$ issue de l'équation (A.6) par la distribution en énergie $P(E)dE$ et obtenir comme expression pour le taux de réaction par paire de particules :

$$\langle \sigma v \rangle_{01} = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} E \sigma(E) e^{-E/kT} dE \quad (\text{A.7})$$

La distribution des vitesses atteint un maximum pour $v_T = \sqrt{2kT/m_{01}}$, ce qui correspond à une énergie $E = kT$.

La détermination du taux de réaction à une température donnée nécessite donc de connaître la dépendance en énergie de la section efficace $\sigma(E)$.

A.3 Effet de la barrière coulombienne

Aux températures stellaires, nous avons vu que les réactions sont initiées du fait de l'agitation thermique des particules. Cependant, si on s'intéresse aux réactions entre particules chargées, ces dernières doivent vaincre la répulsion de la barrière coulombienne pour pouvoir interagir. En effet, l'énergie cinétique la plus probable correspondant à la distribution de Maxwell-Boltzmann, $E = kT$, est en générale très inférieure à la hauteur de la barrière coulombienne V_C , comme illustré sur la figure A.1. Sur ce schéma, le potentiel coulombien se superpose au potentiel attractif nucléaire représenté par un potentiel puits carré de rayon R_n . Ce rayon définit la hauteur de la barrière coulombienne :

$$V_c = \frac{e^2 Z_0 Z_1}{R_n} = 1.44 \frac{Z_0 Z_1}{R_n(\text{fm})} (\text{MeV}) \quad (\text{A.8})$$

avec Z_i la charge du noyau i . Le rayon nucléaire R_n est approximé avec la plus petite distance de séparation entre la paire de particules, soit $R_n = r_0(A_0^{1/3} + A_1^{1/3})$ avec $r_0 \approx 1.2$. Le rayon R_C représente la distance à laquelle une particule serait réfléchié d'un point de vue classique, on parle de point de rebroussement classique.

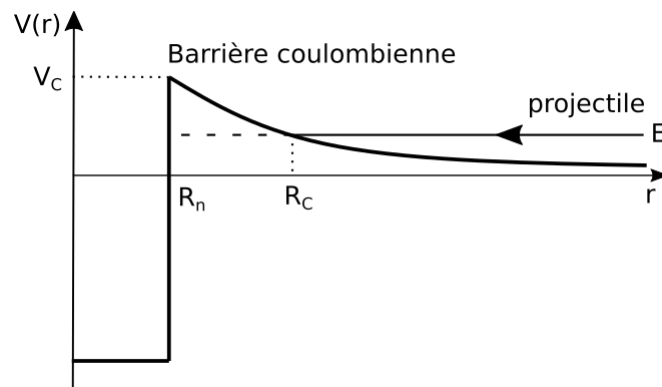


FIGURE A.1 – Représentation schématique de la barrière coulombienne de hauteur V_C : superposition du potentiel attractif nucléaire de rayon R_n (modèle de puits carré, $r < R_n$) et du potentiel répulsif coulombien ($r > R_n$). Le rayon R_C pour lequel l'énergie totale E de la particule incidente est égale au potentiel coulombien correspond au point de rebroussement classique.

D'un point de vue quantique, la pénétration de la barrière coulombienne peut se faire par effet tunnel et la probabilité pour que cela se produise est donnée par :

$$P_L = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_C)|^2} \quad (\text{A.9})$$

avec $|\Psi(r)|^2$ la probabilité que la particule incidente se trouve à la position r . P_L est également appelée pénétrabilité et dépend du moment angulaire L de la particule incidente. Dans le cas simplifié où $L = 0$ et $E \ll V_C$, la pénétrabilité peut être approximée par l'expression suivante, appelée facteur de Gamow :

$$P \approx e^{-2\pi\eta} \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{e^2 Z_0 Z_1}{\hbar} \sqrt{\frac{m_{01}}{2E}} \quad (\text{A.10})$$

η est le paramètre de Sommerfeld.

Du fait de la barrière coulombienne, la section efficace est proportionnelle au facteur de Gamow, dont le comportement exponentiel a pour effet de la faire chuter à basse énergie. Elle est également proportionnelle à un facteur géométrique $\lambda^2 \propto 1/E$ faisant intervenir la longueur d'onde de de Broglie λ . On peut alors écrire la section efficace sous la forme :

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (\text{A.11})$$

Cette expression introduit le facteur astrophysique $S(E)$ qui représente la partie nucléaire de $\sigma(E)$. Ce facteur est souvent utilisé à la place de la section efficace pour représenter les données expérimentales car il varie beaucoup plus lentement que cette dernière à basse énergie, la partie coulombienne ayant été éliminée.

En utilisant cette expression de $\sigma(E)$ dans l'équation (A.7), le taux de réaction peut alors s'écrire :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi m_{01}} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right) dE \quad (\text{A.12})$$

où b correspond à :

$$b = \frac{\pi e^2}{\hbar} \sqrt{2m_{01}} Z_0 Z_1 = 0.9895 Z_0 Z_1 \sqrt{m_{01}(\text{uma})} (\text{MeV}^{1/2}) \quad (\text{A.13})$$

A.4 Pic de Gamow

Le terme exponentiel dans l'intégrale de l'équation (A.12) ne prend des valeurs non négligeables que sur un petit domaine en énergie autour de la valeur centrale E_0 où le terme est maximal, comme illustré sur la figure A.2. Le facteur $e^{-E/kT}$, venant de la distribution de Maxwell-Boltzmann, tend vers zéro aux grandes énergies tandis que le facteur $e^{-b/\sqrt{E}}$, reflétant le facteur de Gamow, approche zéro aux faibles énergies. L'énergie E_0 où le produit des deux facteurs est maximal, qui est bien au-delà de kT , indique que la plupart des réactions ont lieu dans la queue à haute énergie de la distribution de Maxwell-Boltzmann. Le facteur de Gamow a pour effet de déplacer l'énergie d'interaction à plus haute énergie. Le domaine en énergie où les réactions ont le plus de probabilité d'avoir lieu est ainsi communément appelé pic de Gamow. La position du maximum du pic de Gamow E_0 et sa largeur Δ sont données par :

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3} = 0.1220(Z_0^2 Z_1^2 m_{01} T_9^2)^{1/3} (\text{MeV}) \quad (\text{A.14})$$

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} \sqrt{E_0 kT} = 0.2368(Z_0^2 Z_1^2 m_{01} T_9^5)^{1/6} (\text{MeV}) \quad (\text{A.15})$$

La notation T_9 correspond à la température en GK.

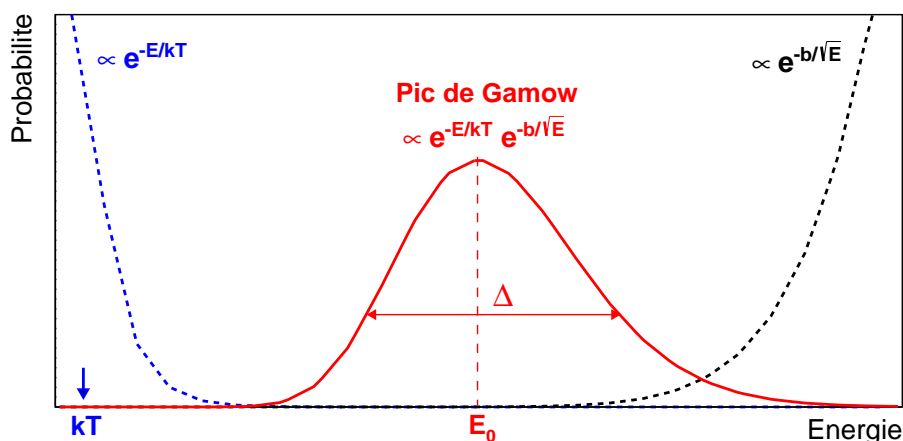


FIGURE A.2 – Représentation schématique du pic de Gamow (courbe rouge), correspondant au produit du facteur de Maxwell-Boltzmann $e^{-E/kT}$ (courbe bleue) et du facteur de Gamow $e^{-b/\sqrt{E}}$ (courbe noire). Les échelles ne sont pas respectées afin de visualiser les différentes contributions sur la même figure. L'énergie E_0 correspondant à la position du maximum du pic de Gamow est bien au-delà de l'énergie cinétique kT associée au maximum de la distribution de Maxwell-Boltzmann.

A.5 Réaction inverse

La section efficace d'une réaction de type $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$ est liée à celle de la réaction inverse $2 + 3 \rightarrow 0 + 1$ étant donné que ces processus sont invariants par renversement du temps, autrement dit que la direction du temps n'entre pas explicitement dans les équations qui les décrivent. Les sections efficaces sont reliées par la relation :

$$\frac{k_{01}^2 \sigma_{01 \rightarrow 23}}{(1 + \delta_{01})} = \frac{k_{23}^2 \sigma_{23 \rightarrow 01}}{(1 + \delta_{23})} \quad (\text{A.16})$$

où k_{01} et k_{23} sont les nombres d'onde dans les voies d'entrée et de sortie et δ désigne le symbole de Kronecker. Cette expression, appelée théorème de réciprocité, est aussi bien valable pour les sections efficaces différentielles que totales. Le facteur $(1 + \delta_{ij})$ apparaît car les sections efficaces entre particules identiques dans la voie d'entrée sont deux fois plus élevées que celles entre particules différentes.

Quand les particules interagissant ont un spin j_i , l'équation (A.16) doit être modifiée en prenant en compte les poids statistiques $(2j_i + 1)$ des particules, ce qui entraîne :

$$\frac{\sigma_{23 \rightarrow 01}}{\sigma_{01 \rightarrow 23}} = \frac{(2j_0 + 1)(2j_1 + 1) k_{01}^2 (1 + \delta_{23})}{(2j_2 + 1)(2j_3 + 1) k_{23}^2 (1 + \delta_{01})} \quad (\text{A.17})$$

La section efficace de la réaction inverse $\sigma_{23 \rightarrow 01}$ peut donc être calculée facilement, indépendamment de toute hypothèse sur le mécanisme de réaction, si la section efficace de la réaction directe $\sigma_{01 \rightarrow 23}$ est connue expérimentalement ou théoriquement. Pour une réaction faisant intervenir des particules massiques, on obtient avec $p^2 = \hbar^2 k^2 = 2mE$:

$$\frac{\sigma_{23 \rightarrow 01}}{\sigma_{01 \rightarrow 23}} = \frac{(2j_0 + 1)(2j_1 + 1) m_{01} E_{01} (1 + \delta_{23})}{(2j_2 + 1)(2j_3 + 1) m_{23} E_{23} (1 + \delta_{01})} \quad (\text{A.18})$$

où E_{01} et E_{23} correspondent aux énergies dans le centre de masse des réactions directe et inverse, respectivement.

On a alors comme expression avec les taux de réaction, en utilisant l'équation (A.7) :

$$\begin{aligned} \frac{\langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}}{\langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}} &= \left(\frac{m_{01}}{m_{23}} \right)^{1/2} \frac{\int_0^\infty E_{23} \sigma_{23 \rightarrow 01} e^{-E_{23}/kT} dE_{23}}{\int_0^\infty E_{01} \sigma_{01 \rightarrow 23} e^{-E_{01}/kT} dE_{01}} \\ &= \frac{(2j_0 + 1)(2j_1 + 1)(1 + \delta_{23})}{(2j_2 + 1)(2j_3 + 1)(1 + \delta_{01})} \left(\frac{m_{01}}{m_{23}} \right)^{3/2} e^{-Q_{01 \rightarrow 23}/kT} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

avec $E_{23} = E_{01} + Q_{01 \rightarrow 23}$ où Q désigne la chaleur de réaction. C'est ce rapport qui est tabulé dans la compilation de Caughlan & Fowler [27] et celles antérieures, sous le nom de « REV RATIO ».

A.6 Taux de réaction à haute température

Dans la section précédente, nous n'avons considéré que le cas de réactions impliquant des noyaux dans leur état fondamental. Cependant, aux hautes températures stellaires, les noyaux sont excités thermiquement, par exemple par photo-excitation ou diffusion inélastique. Ces états excités peuvent aussi participer aux réactions nucléaires. Pour un plasma non dégénéré en équilibre thermodynamique, le rapport entre la densité de particules $N_{i\mu}$ d'un noyau i dans un état excité μ et la densité totale de particules N_i du noyau i est donné par une distribution de Boltzmann :

$$P_{i\mu} = \frac{N_{i\mu}}{N_i} = \frac{g_{i\mu} e^{-E_{i\mu}/kT}}{\sum_{\mu} g_{i\mu} e^{-E_{i\mu}/kT}} = \frac{g_{i\mu} e^{-E_{i\mu}/kT}}{G_i} \quad (\text{A.20})$$

avec $g_{i\mu} = (2j_{i\mu} + 1)$ le poids statistique de l'état excité μ du noyau i , $j_{i\mu}$ son spin et $E_{i\mu}$ son énergie d'excitation. La somme sur μ , qui définit la fonction de partition G_i , inclut l'état fondamental.

Pour une réaction de type $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$, le taux de réaction prenant en compte les états excités est obtenu en sommant sur toutes les transitions vers les états excités concernés des noyaux 2 et 3 et en moyennant sur les combinaisons des états excités des noyaux 0 et 1. Les particules légères 1 et 2 étant en général des protons, des neutrons ou des alphas, on peut négliger la contribution de leurs états excités qui sont à très hautes énergies. On a alors pour le taux de réaction stellaire :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^* = \sum_{\mu} P_{0\mu} \sum_{\nu} N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^{\mu \rightarrow \nu} = \frac{\sum_{\mu} g_{0\mu} e^{-E_{0\mu}/kT} \sum_{\nu} N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^{\mu \rightarrow \nu}}{G_0} \quad (\text{A.21})$$

où μ et ν désignent les états du noyau cible 0 et du noyau résiduel 3, respectivement, et G_0 est la fonction de partition du noyau 0.

En général, les mesures effectuées en laboratoire ne donnent la section efficace, et donc le taux de réaction, que pour l'état fondamental (*g.s.*) du noyau cible 0 dans la voie d'entrée vers tous les états liés du noyau résiduel 3 dans la voie de sortie. On a donc pour le taux de réaction dans le laboratoire :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23} = \sum_{\nu} N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^{g.s. \rightarrow \nu} \quad (\text{A.22})$$

La relation entre les taux de réaction directe et inverse donnée par l'équation (A.19) suppose que tous les noyaux interagissant sont dans leur état fondamental. Elle doit donc être modifiée pour prendre en compte les états excités thermiquement à haute

température. Cette situation est illustrée sur la figure A.3. La mesure de la section efficace dans le laboratoire pour la réaction $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$ ne considère que le noyau cible 0 dans son état fondamental (μ_0) et fait la somme sur toutes les transitions vers l'état fondamental (ν_0) ou les états excités (ν_1 uniquement représenté ici) du noyau résiduel 3. Dans un plasma stellaire, à la fois la cible et le noyau résiduel peuvent être thermiquement excités et toutes les transitions possibles entre les états excités μ_i et ν_i doivent être prises en compte.

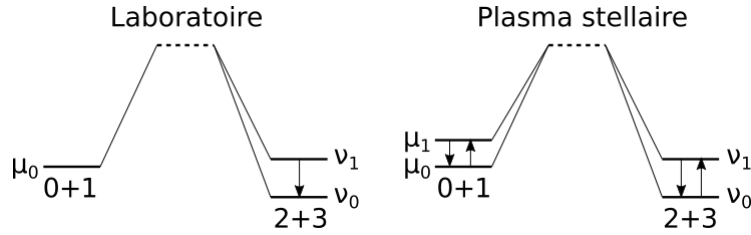


FIGURE A.3 – Différence entre réaction dans le laboratoire et dans un plasma stellaire. Dans le laboratoire, les noyaux 0 et 1 sont dans leur état fondamental et les transitions peuvent avoir lieu vers les états fondamentaux et excités des noyaux 2 et 3. Dans un plasma stellaire les états excités des voies d'entrée et de sortie participent à la réaction.

Supposons que les particules légères 1 et 2 n'ont pas d'états excités et que les noyaux 0 et 3 ont un certain nombre d'états excités en équilibre thermique avec leur état fondamental respectif. Les taux de réaction stellaires pour les réactions directe et inverse sont obtenus comme expliqué précédemment en moyennant sur les états initiaux et en sommant sur les états finaux. L'expression pour le taux de la réaction directe est donnée par l'équation (A.21) tandis que celle pour le taux de la réaction inverse est :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^* = \sum_{\nu} P_{3\nu} \sum_{\mu} N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^{\nu \rightarrow \mu} = \frac{\sum_{\nu} g_{3\nu} e^{-E_{3\nu}/kT} \sum_{\mu} N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^{\nu \rightarrow \mu}}{G_3} \quad (\text{A.23})$$

L'équation (A.19) donne, pour la relation entre les taux de réaction directe et inverse entre deux états μ et ν :

$$\frac{N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^{\nu \rightarrow \mu}}{N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^{\mu \rightarrow \nu}} = \frac{g_{0\mu} g_1 (1 + \delta_{23})}{g_2 g_{3\nu} (1 + \delta_{01})} \left(\frac{m_{01}}{m_{23}} \right)^{3/2} e^{-Q_{01 \rightarrow 23}^{\mu \rightarrow \nu}/kT} \quad (\text{A.24})$$

En utilisant l'approximation non relativiste $m_{01} = m_{01}^{\mu}$ et $m_{23} = m_{23}^{\nu}$, le fait que dans les états fondamentaux $e^{-E_0/kT} = e^{-E_3/kT} = 1$ et que $Q_{01 \rightarrow 23} = Q_{01 \rightarrow 23}^{\mu \rightarrow \nu} + E_{3\nu} - E_{0\mu}$, on obtient comme relation entre les taux de réaction stellaire directe et inverse :

$$\frac{N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^*}{N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^*} = \frac{(1 + \delta_{23})}{(1 + \delta_{01})} \left(\frac{m_{01}}{m_{23}} \right)^{3/2} \frac{g_0 g_1 G_0^{norm}}{g_2 g_3 G_3^{norm}} e^{-Q_{01 \rightarrow 23}/kT} \quad (\text{A.25})$$

G_0^{norm} et G_3^{norm} sont les fonctions de partition normalisées des noyaux 0 et 3, définies par :

$$G_i^{norm} \equiv \frac{G_i}{g_{i.g.s.}} = \frac{\sum_{\mu} g_{i\mu} e^{-E_{i\mu}/kT}}{g_{i.g.s.}} \quad (\text{A.26})$$

On peut facilement généraliser l'équation (A.25) en prenant en compte les états excités des noyaux 1 et 2. Numériquement, on obtient alors pour des réactions impliquant uniquement des particules massiques :

$$\frac{N_A \langle \sigma v \rangle_{23 \rightarrow 01}^*}{N_A \langle \sigma v \rangle_{01 \rightarrow 23}^*} = \frac{(2j_0 + 1)(2j_1 + 1)(1 + \delta_{23})}{(2j_2 + 1)(2j_3 + 1)(1 + \delta_{01})} \frac{G_0^{norm} G_1^{norm}}{G_2^{norm} G_3^{norm}} \left(\frac{M_0 M_1}{M_2 M_3} \right)^{3/2} e^{-11.605Q/T_9} \quad (\text{A.27})$$

avec j_i et M_i les spin et masse (en unité de masse atomique) de l'état fondamental du noyau i , Q la chaleur de la réaction directe $0 + 1 \rightarrow 2 + 3$ et $T_9 \equiv T$ (GK). Pour prendre en compte les états excités thermiquement dans le plasma stellaire, il faut donc corriger l'équation (A.19) avec les fonctions de partition normalisées.

B Cinématique à deux corps

La détermination de l'énergie d'excitation du noyau résiduel à partir de la rigidité magnétique de la particule détectée au plan focal du spectromètre (et réciproquement) peut être effectuée en utilisant la cinématique à deux corps.

Considérons la réaction suivante :

$$A + a \longrightarrow b + B \quad (\text{B.1})$$

où A représente la cible (au repos dans le référentiel du laboratoire), a le faisceau, b la particule détectée au plan focal du spectromètre et B le noyau résiduel.

On peut définir les quadrivecteurs énergie-impulsion suivants dans le référentiel du laboratoire :

$$P_A = \begin{pmatrix} m_A \\ 0 \end{pmatrix}, P_a = \begin{pmatrix} T_a + m_a \\ \vec{p}_a \end{pmatrix}, P_b = \begin{pmatrix} T_b + m_b \\ \vec{p}_b \end{pmatrix}, P_B = \begin{pmatrix} E_B \\ \vec{p}_B \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

avec T_i les énergies cinétiques, m_i les masses, \vec{p}_i les impulsions et E_i les énergies totales, dans le référentiel du laboratoire. Les masses, l'énergie cinétique du faisceau T_a , la rigidité magnétique de la particule détectée $(B\rho)_b$ et l'angle de détection θ_b sont connus.

À partir des relations $E^2 = p^2 + m^2$ et $E = T + m$ on déduit :

$$p_a = \sqrt{T_a^2 + 2m_a T_a} \quad (\text{B.3})$$

$$p_b = \sqrt{T_b^2 + 2m_b T_b} \quad (\text{B.4})$$

L'énergie cinétique T_b est calculée à partir de la rigidité magnétique $(B\rho)_b$ en utilisant la relation suivante :

$$(B\rho)_b = \frac{\sqrt{T_b^2 + 2m_b T_b}}{cZe} (10^6 e) \quad (\text{B.5})$$

où c est la célérité de la lumière, Z la charge du noyau et e la charge élémentaire. Le terme $(10^6 e)$ est utilisé pour obtenir la rigidité magnétique en T.m quand l'énergie cinétique et la masse sont exprimées en MeV.

La conservation de l'impulsion $(\vec{p}_A + \vec{p}_a)^2 = (\vec{p}_b + \vec{p}_B)^2$ permet de déduire p_B :

$$p_B = \sqrt{p_a^2 + p_b^2 - 2p_a p_b \cos \theta_b} \quad (\text{B.6})$$

La conservation de l'énergie $E_A + E_a = E_b + E_B$ donne quant à elle :

$$E_B = m_A + T_a + m_a - (T_b + m_b) \quad (\text{B.7})$$

L'énergie d'excitation du noyau résiduel E_{Bex} est définie comme suit :

$$E_{Bex} = m_B - m_{Bgs} \quad (\text{B.8})$$

avec m_{Bgs} la masse du noyau dans son état fondamental et $m_B = \sqrt{E_B^2 - p_B^2}$ la masse du noyau formé par la réaction.

La combinaison des différentes équations décrites ci-dessus permet de calculer l'énergie d'excitation E_{Bex} du noyau résiduel ou de remonter au rayon de courbure ρ attendu lorsque l'on effectue la calibration du détecteur « position » du plan focal du spectromètre.

Bibliographie

- [1] E.M. Burbidge *et al.* *Synthesis of the elements in stars*. Reviews of Modern Physics, 29 (4), 1957.
- [2] A.G.W. Cameron. *Nuclear reactions in stars and nucleogenesis*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 69 (408), 1957.
- [3] N. Prantzos. Nucléosynthèse stellaire. In *Formation des systèmes stellaires et planétaires*. EDPSciences, AEIS, 2015.
- [4] E.R.D. Scott and A.N. Krot. Chondrites and their components. In *Treatise on Geochemistry, Vol. 1, Meteorites and cosmochemical processes*. Elsevier Ltd., 2014.
- [5] E. Anders and N. Grevesse. *Abundances of the elements: Meteoritic and solar*. Geochimica et Cosmochimica Acta, 53 (1), 1989.
- [6] K. Lodders. *Solar system abundances and condensation temperatures of the elements*. The Astrophysical Journal, 591 (2), 2003.
- [7] C. Iliadis. *Nuclear physics of stars*. Wiley-VCH, 2015.
- [8] J. José. *Stellar explosions: Hydrodynamics and Nucleosynthesis*. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2016.
- [9] L.R. Nittler and P. Hoppe. *Are presolar silicon carbide grains from novae actually from supernovae?* The Astrophysical Journal Letters, 631 (1), 2005.
- [10] N. Liu *et al.* *Stellar origins of extremely ^{13}C - and ^{15}N - enriched presolar SiC grains: novae or supernovae?* The Astrophysical Journal, 820 (2), 2016.
- [11] N. Liu *et al.* *Stellar origin of ^{15}N -rich presolar SiC grains of type AB: supernovae with explosive hydrogen burning*. The Astrophysical Journal Letters, 842 (1), 2017.
- [12] M. Limongi, O. Straniero, and A. Chieffi. *Massive stars in the range 13-25 M_{\odot} : evolution and nucleosynthesis. II. The Solar metallicity models*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 129 (2), 2000.
- [13] S. Starrfield, C. Iliadis, and W.R. Hix. Thermonuclear processes. In *Classical novae*. M.F. Bode and A. Evans, Cambridge University Press, 2008.

- [14] J. José, M. Hernanz, and C. Iliadis. *Nucleosynthesis in classical novae*. Nuclear Physics A, 777, 2006.
- [15] J. José and M. Hernanz. *Nucleosynthesis in classical novae: CO versus ONe white dwarfs*. The Astrophysical Journal, 494 (2), 1998.
- [16] R.D. Gehrz *et al.* *Nucleosynthesis in classical novae and its contribution to the interstellar medium*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 110 (743), 1998.
- [17] J. José *et al.* *The imprint of nova nucleosynthesis in presolar grains*. The Astrophysical Journal, 612 (1), 2004.
- [18] E. Zinner. Presolar grains. In *Treatise on Geochemistry, Vol. 1, Meteorites and cosmochemical processes*. Elsevier Ltd., 2014.
- [19] S. Amari *et al.* *Presolar grains from novae*. The Astrophysical Journal, 551 (2), 2001.
- [20] M. Pignatari *et al.* *Carbon-rich presolar grains from massive stars: subsolar $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ and $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ratios and the mystery of ^{15}N* . The Astrophysical Journal Letters, 808 (2), 2015.
- [21] A. Parikh *et al.* *Isotopic $^{32}\text{S}/^{33}\text{S}$ ratio as a diagnostic of presolar grains from novae*. Physics Letters B, 737, 2014.
- [22] O. Clarkson *et al.* *H-He shell interactions and nucleosynthesis in massive population III stars*. arXiv e-prints, 2018.
- [23] M. Pignatari *et al.* *NuGrid stellar data set I. Stellar yields from H to Bi for stars with metallicities $Z = 0.02$ and $Z = 0.01$* . The Astrophysical Journal Supplement Series, 225 (2), 2016.
- [24] P. Eggenberger *et al.* *The Geneva stellar evolution code*. Astrophysics and Space Science, 316 (1-4), 2008.
- [25] L. Fryer *et al.* *Compact remnant mass function: dependence on the explosion mechanism and metallicity*. The Astrophysical Journal, 749 (1), 2012.
- [26] Page internet de la collaboration NuGrid.
<https://nugrid.github.io/>.
- [27] G.R. Caughlan and W.A. Fowler. *Thermonuclear reaction rates V*. Atomic data and nuclear data tables, 40 (2), 1988.
- [28] D.R. Tilley *et al.* *Energy levels of light nuclei $A = 16-17$* . Nuclear Physics A, 564 (1), 1993.
- [29] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, and B.A. Zimmerman. *Thermonuclear reaction rates*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 5, 1967.

- [30] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, and B.A. Zimmerman. *Thermonuclear reaction rates, II*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 13, 1975.
- [31] N.A. Bahcall and W.A. Fowler. *Nuclear partition functions for stellar reaction rates*. Astrophysical Journal, 161, 1970.
- [32] F. Ajzenberg-Selove. *Energy levels of light nuclei $A = 16-17$* . Nuclear Physics A, 460 (1), 1986.
- [33] W.J. Huang *et al.* *The AME2016 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data ; and adjustment procedures*. Chinese Physics C, 41 (3), 2017.
- [34] S.W. Woosley, W.D. Arnett, and D.D. Clayton. *Astrophysical importance of the reaction $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$* . Physics Letters B, 38 (4), 1972.
- [35] A.B. Whitehead and J.S. Foster. *Activation cross sections for $\text{C}^{12}(p,pn)\text{C}^{11}$, $\text{O}^{16}(p,\alpha)\text{N}^{13}$, and $\text{F}^{19}(p,pn)\text{F}^{18}$* . Canadian Journal of Physics, 36 (10), 1958.
- [36] R.H. McCamis, G.A. Moss, and J.M. Cameron. *Total cross section of $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ from threshold to 7.7 MeV*. Canadian Journal of Physics, 51 (16), 1973.
- [37] A.V. Nero and A.J. Howard. *$^{16}\text{O}(p,\alpha_0)^{13}\text{N}$ cross-section measurements*. Nuclear Physics A, 210 (1), 1973.
- [38] W. Gruhle and B. Kober. *The reactions $^{16}\text{O}(p,\alpha)$, $^{20}\text{Ne}(p,\alpha)$ and $^{24}\text{Mg}(p,\alpha)$* . Nuclear Physics A, 286 (3), 1977.
- [39] S. Takács *et al.* *Validation and upgrading of the recommended cross section data of charged particle reactions used for production of PET radioisotopes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 211 (2), 2003.
- [40] R.V. Wagoner. *Synthesis of the elements within objects exploding from very high temperatures*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 18, 1969.
- [41] J.N. Bahcall. *Non-resonant nuclear reactions at stellar temperatures*. Astrophysical Journal, 143, 1966.
- [42] R.V. Wagoner, W.A. Fowler, and F. Hoyle. *On the synthesis of elements at very high temperatures*. The Astrophysical Journal, 148, 1967.
- [43] A.L. Sallaska *et al.* *STARLIB: a next-generation reaction-rate library for nuclear astrophysics*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 207 (1), 2013.
- [44] R. Longland *et al.* *Charged-particle thermonuclear reaction rates: I. Monte Carlo method and statistical distributions*. Nuclear Physics A, 841 (1-4), 2010.
- [45] W. Hauser and H. Feshbach. *The Inelastic Scattering of Neutrons*. Physical Review, 87 (2), 1952.

- [46] A.J. Koning, S. Hilaire, and M.C. Duijvestijn. *TALYS-1.0*. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007, ND 2007 (58), 2007.
- [47] S. Goriely, S. Hilaire, and A.J. Koning. *Improved predictions of nuclear reaction rates with the TALYS reaction code for astrophysical applications*. *Astronomy & Astrophysics*, 487 (2), 2008.
- [48] S.R. Salisbury *et al.* *Proton-oxygen differential scattering cross sections. II*. *Physical Review*, 126 (6), 1962.
- [49] S.R. Salisbury and H.T. Richards. *F¹⁷ level parameters*. *Physical Review*, 126 (6), 1962.
- [50] R.L. Dangle, L.D. Oppliger, and G. Hardie. *¹⁶O(p,α)¹³N and ¹⁶O(p,p')¹⁶O differential cross sections*. *Physical Review*, 133 (3B), 1964.
- [51] J.C. Hardy *et al.* *Isospin purity and delayed-proton decay: ¹⁷Ne and ³³Ar*. *Physical Review C*, 3 (2), 1971.
- [52] M.J.G. Borge *et al.* *Beta-delayed proton and alpha emission in the decay of ¹⁷Ne*. *Nuclear Physics A*, 490 (2), 1988.
- [53] M.G. Pellegriti *et al.* *Indirect study of the ¹³C(α,n)¹⁶O reaction via the ¹³C(⁷Li,t)¹⁷O transfer reaction*. *Physical Review C*, 77 (4), 2008.
- [54] Page internet d'ALTO (sur le site de l'IPN d'Orsay).
<http://ipnwww.in2p3.fr/Installation-ALTO,5>.
- [55] G. Braun-Elwert *et al.* *The negative-ion test injector of the munich MP tandem and the HICHONEX 834 sputter source*. *Nuclear Instruments and Methods*, 146 (1), 1977.
- [56] R.J. Van De Graaff. *Tandem electrostatic accelerators*. *Nuclear Instruments and Methods*, 8 (2), 1960.
- [57] J.E. Riley. *Study of ¹⁹Ne resonances via ¹⁹F(³He,t)¹⁹Ne and their astrophysical implication for the detection of novae*. PhD thesis, University of York, Department of Physics, 2017.
- [58] J.E. Spencer and H.A. Enge. *Split-pole magnetic spectrograph for precision nuclear spectroscopy*. *Nuclear Instruments and Methods*, 49 (2), 1967.
- [59] H.A. Enge. *Magnetic spectrographs for nuclear reaction studies*. *Nuclear Instruments and Methods*, 162 (1-3), 1979.
- [60] R.G. Markham and R.G.H. Robertson. *High resolution position-sensitive proportional counter*. *Nuclear Instruments and Methods*, 129 (1), 1975.
- [61] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.

- [62] C.H. Johnson. *Unified R-Matrix-plus-potential analysis for $^{16}\text{O}+n$ cross sections*. Physical Review C, 7 (2), 1973.
- [63] D. Lister and A. Sayres. *Elastic scattering of neutrons from carbon and oxygen in the energy range 3.0 to 4.7 MeV*. Physical Review, 143 (3), 1966.
- [64] T. Faestermann *et al.* *Broad levels in ^{17}O and their relevance for the astrophysical s process*. Physical Review C, 92 (5), 2015.
- [65] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories*. Wiley-Interscience, 1970.
- [66] A. Messiah. *Mécanique quantique, Tomes I et II*. Dunod, 1965.
- [67] N.K. Glendenning. *Direct nuclear reactions*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [68] G.R. Satchler. *Direct nuclear reactions*. Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [69] K.-I. Kubo and M. Hirata. *DWBA treatment of cluster transfer reactions*. Nuclear Physics A, 187 (1), 1972.
- [70] K.-I. Kubo. *Finite-range DWBA analyses of the $^{16}\text{O}(^7\text{Li},t)^{20}\text{Ne}$ and $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ reactions*. Nuclear Physics A, 187 (1), 1972.
- [71] M.H. Macfarlane and J.P. Schiffer. *Nuclear Spectroscopy And Reactions, Part B*. Academic Press New York and London, 1974.
- [72] H. Feshbach, C.E. Porter, and V.F. Weisskopf. *Model for nuclear reactions with neutrons*. Physical Review, 96 (2), 1954.
- [73] I.J. Thompson. *Coupled reaction channels calculations in nuclear physics*. Computer Physics Reports, 7 (4), 1988.
- [74] Schumacher *et al.* *Lithium elastic and inelastic scattering and lithium-induced single nucleon transfer reactions*. Nuclear Physics A, 212 (3), 1973.
- [75] J.D. Garrett and O. Hansen. *(t,p) and (τ,p) reactions to 0^+ isobaric analogue pairs*. Nuclear Physics A, 212 (3), 1973.
- [76] M. Moshinsky. *Transformation brackets for harmonic oscillator functions*. Nuclear Physics, 13 (1), 1959.
- [77] K.-I. Kubo, F. Nemoto, and H. Bando. *Investigation of the $^{16}\text{O}(^7\text{Li},t)^{20}\text{Ne}$ and $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ reactions with microscopic α -cluster plus core wave functions*. Nuclear Physics A, 224 (3), 1974.
- [78] M.E. Cobern, D.J. Pisano, and P.D. Parker. *Alpha-transfer reactions in light nuclei. III. $(^7\text{Li},t)$ stripping reaction*. Physical Review C, 14 (2), 1976.
- [79] F.D. Becchetti *et al.* *$^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ and stellar helium fusion*. Nuclear Physics A, 305 (1), 1978.

- [80] H. Furutani *et al.* *Study of non-alpha-nuclei based on the viewpoint of cluster correlations.* Progress of Theoretical Physics Supplement, 68, 1980.
- [81] N. Keeley *et al.* *DWBA analysis of the $^{13}\text{C}(^6\text{Li},d)^{17}\text{O}$ reaction at 10 MeV/nucleon and its astrophysical implications.* Nuclear Physics A, 726 (1-2), 2003.
- [82] A.M. Mukhamedzhanov and R.E. Tribble. *Connection between asymptotic normalization coefficients, subthreshold bound states, and resonances.* Physical Review C, 59 (6), 1999.
- [83] R.O. Sayer *et al.* *R-Matrix evaluation of ^{16}O neutron cross sections up to 6.3 MeV.* Journal of nuclear science and technology, 39 (sup2), 2002.
- [84] M. Heil *et al.* *The $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ reaction and its role as a neutron source for the s process.* Physical Review C, 78 (2), 2008.
- [85] P. Mohr, R. Longland, and C. Iliadis. *Thermonuclear reaction rate of $^{18}\text{Ne}(\alpha,p)^{21}\text{Na}$ from Monte Carlo calculations.* Physical Review C, 90 (6), 2014.
- [86] I. Pogrebnyak *et al.* *Mean proton and α -particle reduced widths of the Porter-Thomas distribution and astrophysical applications.* Physical Review C, 88 (1), 2013.
- [87] A.M. Lane and R.G. Thomas. *R-matrix theory of nuclear reactions.* Reviews of Modern Physics, 30 (2), 1958.
- [88] P. Descouvemont and D. Baye. *The R-matrix theory.* Reports on Progress in Physics, 73 (3), 2010.
- [89] R.E. Azuma *et al.* *AZURE: An R-matrix code for nuclear astrophysics.* Physical Review C, 81 (4), 2010.
- [90] R. Longland. *Correlated uncertainties in Monte Carlo reaction rate calculations.* Astronomy & Astrophysics, 604 (A34), 2017.
- [91] C. Iliadis *et al.* *Charged-particle thermonuclear reaction rates: III. Nuclear physics input.* Nuclear Physics A, 841 (1-4), 2010.
- [92] C. Iliadis *et al.* *Charged-particle thermonuclear reaction rates: II. Tables and graphs of reaction rates and probability density functions.* Nuclear Physics A, 841 (1-4), 2010.
- [93] C. Angulo *et al.* *A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates.* Nuclear Physics A, 656 (1), 1999.
- [94] C. Iliadis *et al.* *Proton-induced thermonuclear reaction rates for $A = 20-40$ nuclei.* The Astrophysical Journal Supplement Series, 134 (1), 2001.

-
- [95] J.R. Newton *et al.* *Gamow peak in thermonuclear reactions at high temperatures.* Physical Review C, 75 (4), 2007.
- [96] J.R. Newton, R. Longland, and C. Iliadis. *Matching of experimental and statistical-model thermonuclear reaction rates at high temperatures.* Physical Review C, 78 (2), 2008.
- [97] L. Fryer *et al.* *Parameterizing the supernova engine and its effect on remnants and basic yields.* The Astrophysical Journal, 856 (1), 2018.
- [98] J. José, A. Coc, and M. Hernanz. *Synthesis of intermediate-mass elements in classical novae: from Si to Ca.* The Astrophysical Journal, 560 (2), 2001.
- [99] J. José, A. Coc, and M. Hernanz. *Nuclear uncertainties in the NeNa-MgAl cycles and production of ^{22}Na and ^{26}Al during nova outbursts.* The Astrophysical Journal, 520 (1), 1999.
- [100] C. Iliadis *et al.* *The effects of thermonuclear reaction-rate variations on nova nucleosynthesis: a sensitivity study.* The Astrophysical Journal Supplement Series, 142 (1), 2002.
- [101] A. Parikh *et al.* *Improving the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ rate in oxygen-neon novae: Constraints on J^π values for proton-threshold states in ^{31}S .* Physical Review C, 83 (4), 2011.
- [102] L.N. Downen *et al.* *Nuclear thermometers for classical novae.* The Astrophysical Journal, 762 (2), 2013.
- [103] K.J. Kelly *et al.* *Nuclear mixing meters for classical novae.* The Astrophysical Journal, 777 (2), 2013.
- [104] M. Arnould F-K. Thielemann and J.W. Truran. *Advances in Nuclear Astrophysics.* Éditions Frontière, Gif-sur-Yvette, 1987.
- [105] T. Rauscher and F-K. Thielemann. *Astrophysical reaction rates from statistical model calculations.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 75 (1-2), 2000.
- [106] H. Yamaguchi *et al.* *Recent developments and research projects at the low-energy RI beam facility CRIB.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, 317 (B), 2013.
- [107] L. Canete *et al.* *High-precision mass measurements of ^{25}Al and ^{30}P at JYFL-TRAP.* The European Physical Journal A, 52, 2016.
- [108] Z. Ma *et al.* *Astrophysically important ^{31}S states studied with the $^{32}\text{S}(p,d)^{31}\text{S}$ reaction.* Physical Review C, 76 (1), 2007.
- [109] C. Wrede *et al.* *New $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ resonances and oxygen-neon nova nucleosynthesis.* Physics Review C, 76 (5), 2007.

- [110] D. Irvine *et al.* *Evidence for the existence of the astrophysically important 6.40-MeV state of ^{31}S .* Physical Review C, 88 (5), 2013.
- [111] J. Vernotte *et al.* *One-nucleon pickup reactions on ^{32}S : Experimental results and shell-model calculations.* Nuclear Physics A, 655 (3-4), 1999.
- [112] D.G. Jenkins *et al.* *Mirror energy differences in the $A = 31$ mirror nuclei, ^{31}S and ^{31}P , and their significance in electromagnetic spin-orbit splitting.* Physical Review C, 72 (3), 2005.
- [113] D.G. Jenkins *et al.* *Reevaluation of the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ astrophysical reaction rate from a study of the $T = 1/2$ mirror nuclei, ^{31}S and ^{31}P .* Physical Review C, 73 (6), 2006.
- [114] D.T. Doherty *et al.* *Key resonances in the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ gateway reaction for the production of heavy elements in ONe novae.* Physical Review Letters, 108 (26), 2012.
- [115] D.T. Doherty *et al.* *Level structure of ^{31}S : From low excitation energies to the region of interest for hydrogen burning in novae through the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reaction.* Physical Review C, 89 (4), 2014.
- [116] C. Wrede *et al.* *Measurements of ^{31}S energy levels and reevaluation of the thermonuclear resonant $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reaction rate.* Physics Review C, 79 (4), 2009.
- [117] A. Kankainen *et al.* *Excited states in ^{31}S studied via beta decay of ^{31}Cl .* The European Physical Journal A, 27 (1), 2006.
- [118] A. Saastamoinen. *Studies of $T_z = -3/2$ nuclei of astrophysical interest.* PhD thesis, University of Jyväskylä, 2011.
- [119] M.B. Bennett *et al.* *Isospin mixing reveals $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ resonance influencing nova nucleosynthesis.* Physical Review Letters, 116 (10), 2016.
- [120] M.B. Bennett *et al.* *Isobaric multiplet mass equation in the $A = 31, T = 3/2$ quartets.* Physical Review C, 93 (6), 2016.
- [121] M.B. Bennett *et al.* *Detailed study of the decay $^{31}\text{Cl}(\beta\gamma)^{31}\text{S}$.* Physical Review C, 97 (6), 2018.
- [122] A. Kankainen *et al.* *Measurement of key resonance states for the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reaction rate, and the production of intermediate-mass elements in nova explosions.* Physics Letters B, 769, 2017.
- [123] C. Wrede. *The $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reaction in classical novae: progress and prospects.* AIP Advances, 4 (4), 2014.
- [124] B.A. Brown, W.A. Richter, and C. Wrede. *Shell-model studies of the astrophysical rapid-proton-capture reaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$.* Physical Review C, 89 (6), 2014.

-
- [125] A. Parikh, C. Wrede, and C. Fry. *Toward concordance of E_x and J_π values for proton unbound 31 states*. The European Physical Journal Plus, 131, 2016.
- [126] C. Ouellet and B. Singh. *Nuclear Data Sheets for $A = 31$* . Nuclear Data Sheets, 114 (2-3), 2013.
- [127] M. Bouhelal and F. Haas. *Shell-model study of ^{31}S at excitations relevant to the thermonuclear $^{30}P(p,\gamma)^{31}S$ reaction rate*. The European Physical Journal Plus, 131, 2016.
- [128] D.W. Visser *et al.* *Particle decay branching ratios for states of astrophysical importance in ^{19}Ne* . Physical Review C, 69 (4), 2004.
- [129] A. Matta *et al.* *NPTool: a simulation and analysis framework for low-energy nuclear physics experiments*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 43 (4), 2016.
- [130] C. Lejeune. *Theoretical and experimental study of the duoplasmatron ion source: Part I: Model of the duoplasmatron discharge*. Nuclear Instruments and Methods, 116 (3), 1974.
- [131] B. Wolf. *Handbook of ion sources*. CRC Press, 1995.
- [132] B.W. Hooton. *The deposition of thin films of red phosphorus*. Nuclear Instruments and Methods, 27 (3), 1964.
- [133] H.-S. Tzeng *et al.* *Preparation of thin red-phosphorus*. Nuclear Instruments and Methods, 150 (2), 1978.
- [134] C. Wrede. *Nuclear energy levels of ^{31}S and astrophysical implications*. PhD thesis, Yale University, 2008.
- [135] J. Kalifa *et al.* *$^{31}P(^3He,d)^{32}S$ reaction at 25 MeV*. Physical Review C, 17 (6), 1978.
- [136] Micron Semiconductor Ltd. *Semiconducteur specification sheet*. Technical Report, 2017.
- [137] J. Le Bris *et al.* *Notice de l'acquisition COMET-NARVAL*. in2p3-00025047, pp25, 2005.
- [138] Page internet de MIDAS.
<http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/>.
- [139] National Nuclear Data Center (NNDC).
<http://www.nndc.bnl.gov>.
- [140] A. Matta. *Study of the very neutron-rich ^{10}He by one-proton transfer reaction $^{11}Li(d,^3He)$* . PhD thesis, Université Paris-Sud XI, 2012.

- [141] [S. Baker](#) and [R.D. Cousins](#). *Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 221 (2), 1984.
- [142] [S. Agostinelli et al.](#) *Geant4 – a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 506 (3), 2003.
- [143] [J.G. Pronko](#) and [R.A. Lindgren](#). *Angular correlations of sequential particle decay for aligned nuclei*. Nuclear Instruments and Methods, 98 (3), 1972.
- [144] [J.C. Dalouzi](#). *Spectroscopie du ^{19}Ne par diffusion inélastique. Applications à l'astrophysique*. PhD thesis, Université de Caen, Basse Normandie, 2008.
- [145] [F. Boulay](#). *Mesure dans le ^{19}Ne des résonances d'intérêt pour l'étude des novæ par une nouvelle méthode de diffusion inélastique*. PhD thesis, Université de Caen Normandie, 2015.
- [146] [J.W. Noé](#), [D.P. Balamuth](#), and [R.W. Zurmühle](#). *Angular correlation study of the proton decay of ^{14}N states below 11 MeV*. Physical Review C, 9 (1), 1974.

Titre : Étude expérimentale des réactions $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ et $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, et impact sur les abondances isotopiques extrêmes en ^{13}C , ^{15}N et ^{30}Si dans les grains pré-solaires

Mots clés : grains pré-solaires, novæ et supernovæ, réaction de transfert et DWBA, facteurs spectroscopiques, rapports de branchement, taux de réaction

Résumé : On retrouve dans les météorites primitives des grains qui se sont condensés dans différents environnements stellaires et sont restés intacts après la formation du système solaire. L'identification du site d'origine de ces grains pré-solaires est effectuée grâce à la comparaison entre les abondances isotopiques mesurées et celles prédites par les modèles stellaires. Nous présentons dans ce manuscrit les analyses de deux expériences effectuées à l'installation ALTO avec le spectromètre magnétique split-pole, visant à réduire les incertitudes associées à deux réactions jouant un rôle dans la production des isotopes utilisés pour identifier les grains de novæ. Ces derniers sont caractérisés par des abondances extrêmes en ^{13}C , ^{15}N et ^{30}Si , mais la découverte dans certains grains d'isotopes caractéristiques de la nucléosynthèse dans les supernovæ à effondrement de cœur (CCSN) a remis en question cette origine. La première étude concerne l'impact du taux de la réaction $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ sur les abondances en ^{13}C prédites par de récents modèles de CCSN. Nous procédons à une

ré-évaluation du taux de cette réaction en utilisant une méthode Monte Carlo pour obtenir des incertitudes statistiques. Les largeurs partielles alpha des états du noyau composé ^{17}F sont déterminées en se basant sur les propriétés des états analogues du noyau miroir ^{17}O qui ont été mesurées en utilisant la réaction de transfert alpha $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$. Nous nous intéressons ensuite à la réaction $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$, qui est une des dernières réactions dont l'incertitude du taux a un impact important sur les prédictions faites par les modèles de novæ classiques, notamment des abondances en ^{30}Si . Pour réduire les incertitudes sur les propriétés spectroscopiques du noyau composé ^{31}S , une mesure de la réaction $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ a été effectuée. Les tritons et les protons de décroissance venant des états peuplés du ^{31}S ont été détectés simultanément à l'aide du spectromètre split-pole et d'un ensemble de détecteurs silicium à pistes. L'étude des corrélations angulaires proton est présentée et les rapports de branchement extraits.

Title: Experimental study of the $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ and $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reactions, and impact on extremely high ^{13}C , ^{15}N and ^{30}Si isotopic abundances in presolar grains

Keywords: presolar grains, novæ and supernovæ, transfer reaction and DWBA, spectroscopic factors, branching ratios, reaction rate

Abstract: Primitive meteorites contain several types of dust grains that condensed in different stellar environments and survived destruction in the early Solar System. The stellar sources where these presolar grains come from are identified through comparisons between measurements of isotopic abundances and predictions by stellar models. In this manuscript is presented a detailed analysis of two experiments performed at the ALTO facility, using the split-pole magnetic spectrometer, aiming at reducing the nuclear uncertainties associated to two reactions which rate uncertainty affects the synthesis of isotopes used to identify putative novæ grains. These grains are characterised by extremely high ^{13}C , ^{15}N and ^{30}Si isotopic abundances, but isotopic signatures found in a few grains indicate also a possible core-collapse supernovæ (CCSN) origin. We first study the impact of the $^{13}\text{N}(\alpha,p)^{16}\text{O}$ reaction rate uncertainty on ^{13}C abundances predicted by

recent CCSN models. We perform a re-evaluation of this reaction rate using a Monte Carlo approach to obtain meaningful statistical uncertainties. Alpha partial widths of states in the ^{17}F compound nucleus are determined using the spectroscopic information of the analogue states in the ^{17}O mirror nucleus that were measured using the $^{13}\text{C}(^7\text{Li},t)^{17}\text{O}$ alpha-transfer reaction. We then study the $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reaction, which is one of the few remaining reactions which rate uncertainty has a strong impact on classical novæ model predictions, in particular for ^{30}Si abundances. To reduce the nuclear uncertainties associated to this reaction, we studied the $^{31}\text{P}(^3\text{He},t)^{31}\text{S}$ reaction. Triton and proton decays from the populated states in ^{31}S were detected simultaneously using the spectrometer and silicon strip detectors. The study of the angular correlations of proton decays is presented and branching ratios are extracted.