



# Mesure dans le $^{19}\text{Ne}$ des résonances d'intérêt pour l'étude des novæ par une nouvelle méthode de diffusion inélastique

F. Boulay

► **To cite this version:**

F. Boulay. Mesure dans le  $^{19}\text{Ne}$  des résonances d'intérêt pour l'étude des novæ par une nouvelle méthode de diffusion inélastique. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen Normandie, 2015. Français. <tel-01252983>

**HAL Id: tel-01252983**

**<http://hal.in2p3.fr/tel-01252983>**

Submitted on 8 Jan 2016

**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.

# GANIL T 2015 02



Université de Caen Normandie  
U.F.R. de Sciences  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

## Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 8 septembre 2015

par

**M. Boulay Florent**

pour obtenir le

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

**Mesure dans le  $^{19}\text{Ne}$  des résonances d'intérêt  
pour l'étude des novæ par une nouvelle  
méthode de diffusion inélastique**

### MEMBRES du JURY :

<b>Dr Bastin Beyhan</b>	Chargée de recherche, GANIL Caen	( <i>Encadrant</i> )
<b>Dr Coc Alain</b>	Directeur de recherche, CSNSM Orsay	( <i>Rapporteur</i> )
<b>Dr Davinson Thomas</b>	Senior Research Fellow, The University of Edinburgh	
<b>Dr De France Gilles</b>	Directeur de recherche, GANIL Caen	( <i>Directeur de thèse</i> )
<b>Dr De Oliveira François</b>	Chargé de recherche, GANIL Caen	( <i>Encadrant</i> )
<b>Dr Ducret Jean-Eric</b>	Ingénieur-chercheur, CELIA Bordeaux, IRFU Saclay	
<b>Dr Gulminelli Francesca</b>	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie	
<b>Dr Lapoux Valérie</b>	Ingénieur-chercheur, IRFU Saclay	( <i>Rapporteur</i> )



Université de Caen Normandie  
U.F.R. de Sciences  
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

Thèse de doctorat

présentée et soutenue le : 8 septembre 2015

par

**M. Boulay Florent**

pour obtenir le

**DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Mesure dans le  $^{19}\text{Ne}$  des résonances d'intérêt pour l'étude  
des novæ par une nouvelle méthode de diffusion  
inélastique

**MEMBRES du JURY :**

<b>Dr Bastin Beyhan</b>	Chargée de recherche, GANIL Caen	( <i>Encadrant</i> )
<b>Dr Coc Alain</b>	Directeur de recherche, CSNSM Orsay	( <i>Rapporteur</i> )
<b>Dr Davinson Thomas</b>	Senior Research Fellow, The University of Edinburgh	
<b>Dr De France Gilles</b>	Directeur de recherche, GANIL Caen	( <i>Directeur de thèse</i> )
<b>Dr De Oliveira François</b>	Chargé de recherche, GANIL Caen	( <i>Encadrant</i> )
<b>Dr Ducret Jean-Eric</b>	Ingénieur-chercheur, CELIA Bordeaux, IRFU Saclay	
<b>Dr Gulminelli Francesca</b>	Professeur, Université de Caen Basse-Normandie	
<b>Dr Lapoux Valérie</b>	Ingénieur-chercheur, IRFU Saclay	( <i>Rapporteur</i> )



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Motivations scientifiques et contexte astrophysique</b>	<b>13</b>
1.1 Abondances des éléments chimiques et nucléosynthèse . . . . .	14
1.1.1 Le taux de réaction . . . . .	16
1.1.2 Le big-bang : premier chaudron à noyaux . . . . .	17
1.1.3 Les étoiles, des moteurs de la nucléosynthèse . . . . .	17
1.2 Le cycle CNO . . . . .	20
1.3 Les systèmes binaires d'étoiles . . . . .	22
1.4 Phénomène de nova classique . . . . .	23
1.4.1 Observations . . . . .	23
1.4.2 Scénario de l'explosion . . . . .	24
1.4.3 Rayonnements $\gamma$ et importance du $^{18}\text{F}$ . . . . .	25
1.5 Méthodes pour contraindre le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . . . . .	28
1.5.1 Méthodes directes . . . . .	28
1.5.2 Méthodes indirectes . . . . .	28
1.6 État des connaissances des propriétés du $^{19}\text{Ne}$ . . . . .	29
<b>2 Méthode et choix des paramètres expérimentaux</b>	<b>33</b>
2.1 Méthode expérimentale choisie : la diffusion inélastique . . . . .	34
2.1.1 Mesure de l'énergie d'excitation . . . . .	34
2.1.2 Mesure du moment angulaire des états peuplés . . . . .	35
2.1.3 Mesure des largeurs des états . . . . .	35
2.2 Cinématique des particules de décroissance . . . . .	35
2.3 Énergie du faisceau . . . . .	38
2.4 Épaisseur de la cible . . . . .	40
2.5 Dispositif expérimental optimal . . . . .	42
<b>3 Optimisation des paramètres de détection des chambres à dérive</b>	<b>43</b>
3.1 Fonctionnement d'une chambre à dérive . . . . .	44

3.1.1	Caractéristiques techniques . . . . .	44
3.1.2	Définition du gain . . . . .	45
3.1.3	Choix du gaz et optimisation de la vitesse de dérive . . . . .	45
3.2	Optimisation des paramètres de détection de protons de 23.5 MeV avec Maya-Ito	46
3.2.1	Dispositif de l'expérience réalisée en République Tchèque . . . . .	47
3.2.2	Mesure et analyse des données et des résultats . . . . .	47
3.2.3	Simulations avec Garfield . . . . .	51
3.2.4	Conclusions de l'expérience . . . . .	52
3.3	Optimisation des paramètres de détection pour les chambres à dérive de VAMOS	53
3.3.1	Dimensions . . . . .	53
3.3.2	Gain et signal induit sur les pistes . . . . .	53
3.3.3	Conclusions sur les valeurs de paramètres à appliquer . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Dispositif et protocole expérimental</b>	<b>57</b>
4.1	Le faisceau de $^{19}\text{Ne}$ . . . . .	57
4.2	Le spectromètre VAMOS . . . . .	58
4.2.1	Caractéristiques techniques . . . . .	58
4.2.2	Principe du processus de reconstruction . . . . .	60
4.3	Le CD-PAD et le collimateur . . . . .	60
4.4	Electronique et logique associée . . . . .	63
4.5	Protocole expérimental . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Analyse des données du CD-PAD</b>	<b>67</b>
5.1	Étalonnage et bilan du fonctionnement des voies du CD . . . . .	67
5.1.1	Face avant . . . . .	68
5.1.2	Face arrière . . . . .	69
5.2	Sélection des données énergie du CD . . . . .	69
5.2.1	Multiplicité des événements dans le CD . . . . .	70
5.2.2	Comparaison des énergies mesurées en faces arrière et avant . . . . .	73
5.3	Étalonnage de l'étage E du télescope (PAD) . . . . .	75
5.4	Simulation de la géométrie du détecteur . . . . .	75
5.4.1	Mesure de l'angle solide couvert par les pistes du CD . . . . .	76
5.4.2	Effet du collimateur . . . . .	77
5.5	Centrage du faisceau . . . . .	78
5.6	Matrice $\Delta E$ -E . . . . .	81
5.7	Sélection des données avec les TDC . . . . .	82

<b>6</b>	<b>Reconstruction des événements enregistrés par VAMOS</b>	<b>85</b>
6.1	Identification des événements protons . . . . .	86
6.2	Étalonnage et stabilité des pistes des chambres à dérive . . . . .	86
6.3	Détermination des coordonnées d'une particule . . . . .	88
6.3.1	Détermination de $X_n$ . . . . .	88
6.3.2	Détermination de $Y_n$ . . . . .	91
6.3.3	Détermination de $Z_n$ . . . . .	91
6.4	Étalonnage en position des chambres à dérive . . . . .	92
6.5	Reconstruction des paramètres à la cible . . . . .	93
6.5.1	Mode optique utilisé . . . . .	93
6.5.2	Détermination des coordonnées de la particule au plan image ( $X_f, \theta_f, Y_f$ et $\phi_f$ ) . . . . .	95
6.5.3	Reconstruction de $B\rho, \theta_i$ et $L$ . . . . .	96
6.5.4	Reconstruction de $\phi_i$ . . . . .	96
6.6	Incertitude sur la mesure de la trajectoire . . . . .	97
6.6.1	Incertitude sur la détermination des positions dans les chambres à dérive . . . . .	97
6.6.2	Incertitude sur la détermination de $X_f, \theta_f, Y_f$ et $\phi_f$ . . . . .	98
6.7	Incertitude sur les paramètres $B\rho, \theta_i$ et $\phi_i$ reconstruits par VAMOS . . . . .	100
6.8	Impact de la densité des trajectoires simulées pour la reconstruction . . . . .	101
6.9	Efficacité de reconstruction . . . . .	101
6.9.1	Efficacité géométrique de VAMOS . . . . .	101
6.9.2	Effet de l'oxygène 15 et du fluor 18 . . . . .	102
6.10	Obtention du spectre en énergie d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$ . . . . .	106
6.10.1	Correction de l'énergie des états . . . . .	108
6.11	Résolution finale en énergie d'excitation . . . . .	109
<b>7</b>	<b>Extraction des propriétés spectroscopiques du <math>^{19}\text{Ne}^*</math></b>	<b>111</b>
7.1	Reconstruction des angles et de l'énergie dans le centre de masse . . . . .	112
7.2	Sélection en énergie . . . . .	113
7.3	Sélection fine des données d'intérêt . . . . .	114
7.3.1	Contaminants liés aux états du $^{16}\text{F}^*$ . . . . .	114
7.3.2	Cas des cinématiques protons ( $p''$ dans VAMOS et $p'$ dans le CD-PAD) . . . . .	114
7.3.3	Effet du carbone de la cible . . . . .	115
7.4	Extraction de l'énergie, des largeurs et des rapports d'embranchement des états . . . . .	116
7.4.1	Protocole d'analyse . . . . .	116
7.4.2	4.5 à 4.85 MeV . . . . .	121
7.4.3	4.95 à 5.22 MeV . . . . .	122
7.4.4	5.24 à 5.67 MeV . . . . .	123
7.4.5	5.75 à 6.33 MeV . . . . .	123



7.4.6	6.28 à 7.12 MeV (zone d'intérêt astrophysique) . . . . .	125
7.4.7	7.1 à 7.65 MeV . . . . .	127
7.4.8	7.65 à 8.16 MeV . . . . .	127
7.4.9	8.16 à 8.4 MeV . . . . .	131
7.5	Distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV . . . . .	132
7.5.1	Correction de l'efficacité géométrique . . . . .	132
7.5.2	Effet de l'oxygène 15 sur la distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV .	133
7.5.3	Effet global de l'oxygène 15 et du fluor 18 . . . . .	136
7.5.4	Corrections de la contamination en $^{15}\text{O}$ . . . . .	136
7.5.5	Analyse de la distribution angulaire . . . . .	138
<b>8</b>	<b>Interprétations et conséquences astrophysiques</b>	<b>143</b>
8.1	Revue sur les expériences passées visant à étudier les propriétés d'intérêt du $^{19}\text{Ne}$	143
8.2	Synthèse globale des propriétés spectroscopiques du $^{19}\text{Ne}$ pour le calcul astro- physique . . . . .	146
8.2.1	Protocole d'attribution des propriétés . . . . .	146
8.2.2	Étude au cas par cas des états d'intérêt . . . . .	147
8.2.3	Tableau de synthèse . . . . .	151
8.3	Conséquences astrophysiques . . . . .	151
8.3.1	Principe général de la démarche . . . . .	151
8.3.2	Calcul du facteur S . . . . .	152
8.3.3	Calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . . . . .	156
8.3.4	Impact sur la production de $^{18}\text{F}$ au cours d'une nova . . . . .	157
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>161</b>
<b>A</b>	<b>Cinématique des particules et code de simulation « Boulaykin ».</b>	<b>165</b>
A.1	Diffusion inélastique . . . . .	165
A.2	Décroissance en vol . . . . .	166
A.3	Code « Boulaykin » . . . . .	168
<b>B</b>	<b>Schéma d'électronique</b>	<b>171</b>
B.1	Partie VAMOS . . . . .	171
B.1.1	Détecteur plastique . . . . .	171
B.1.2	Chambre à dérive . . . . .	171
B.2	Partie CD-PAD . . . . .	172
B.2.1	Électronique du PAD (E) . . . . .	173
B.2.2	Electronique du CD ( $\Delta E$ ) . . . . .	173
B.2.3	Bilan du fonctionnement des pistes du CD . . . . .	175
B.2.4	Compatibilité électronique RAL108+109 et les ADC du GANIL . . . . .	176

---

B.2.5	Chronogramme des signaux de déclenchement . . . . .	177
<b>C</b>	<b>Formalisme du taux de réaction et du facteur astrophysique</b>	<b>179</b>
C.1	Pic de Gamow . . . . .	179
C.2	Expression générale du taux de réaction . . . . .	181
C.3	Cas non résonnant . . . . .	182
C.4	Cas résonnant . . . . .	182
C.4.1	Résonance étroite . . . . .	183
C.4.2	Résonance large . . . . .	184
<b>D</b>	<b>Principe des corrélations angulaires</b>	<b>185</b>
D.1	Cas de la décroissance d'une particule $J=1$ vers deux particules $J=0$ . . . . .	185
D.1.1	Les harmoniques sphériques . . . . .	185
D.1.2	Les matrices de rotation . . . . .	186
D.1.3	Distribution angulaire pour un cas simple . . . . .	187
D.2	Cas général . . . . .	189
D.3	Réaction $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$ . . . . .	192
D.4	Réaction $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{F} + \text{p}$ . . . . .	195

---

« Penser, c'est dire non. Remarquez que le signe du oui est d'un homme qui s'endort ; au contraire le réveil secoue la tête et dit non. Non à quoi ? Au monde, au tyran, au prêcheur ? Ce n'est que l'apparence. En tous ces cas-là, c'est à elle-même que la pensée dit non. Elle rompt l'heureux acquiescement. Elle se sépare d'elle-même. Elle combat contre elle-même. Il n'y a pas au monde d'autre combat. Ce qui fait que le monde me trompe par ses perspectives, ses brouillards, ses chocs détournés, c'est que je consens, c'est que je ne cherche pas autre chose. Et ce qui fait que le tyran est maître de moi, c'est que je respecte au lieu d'examiner. Même une doctrine vraie, elle tombe au faux par cette somnolence. C'est par croire que les hommes sont esclaves. Réfléchir, c'est nier ce que l'on croit. Qui croit ne sait même plus ce qu'il croit. Qui se contente de sa pensée ne pense plus rien. »

Alain, Propos sur les pouvoirs

---

# Remerciements

Je tiens d'abord à témoigner mon amitié à Beyhan et François ainsi que ma reconnaissance pour la confiance qu'ils m'ont accordée pour cette thèse. Beyhan, merci entre autres, pour la qualité de ton encadrement, ton soutien sans faille et ta sympathie mais aussi pour ton joli cadeau de thèse. Non, je ne suis pas négatif, je pense que c'est le meilleur cadeau qu'un thésard puisse recevoir. Il a beaucoup d'avantages, notamment celui de pouvoir démystifier la thèse. Mes proches pensaient que c'était quelque chose de laborieux, difficile, nécessitant beaucoup d'abnégation ; ils ont pu finalement constater que je skiais, je buvais des coups au bar, et que je m'étais fait plein d'amis. François, merci de ta gentillesse, ton écoute, ta patience et des réponses apportées à mes questions. Les belles discussions d'astronomie et d'astrophysique comme des autres sujets sont de très bons souvenirs. Merci également à Gilles de France d'avoir accepté de prendre la direction de cette thèse et d'avoir effectué un suivi régulier de mon travail sur ces trois années.

Merci de l'investissement fourni par les deux rapporteurs de cette thèse Alain Coc et Valérie Lapoux, ainsi que par les membres du jury, Tom Davinson, Jean-Eric Ducret et Francesca Gulinelli. Leurs corrections, questions et commentaires ont été d'une grande aide pour améliorer ce manuscrit.

GANIL est un laboratoire exceptionnel pour un étudiant au regard des conditions de travail qu'il offre, que ce soient en termes de missions, d'infrastructures ou de matériels, merci à la direction d'assurer cela. Un merci au CNRS et à la future ancienne région Basse-Normandie pour la bourse de thèse qu'ils m'ont octroyée.

Merci aux collaborateurs qui ont été présents avant et lors de l'expérience et notamment à Diego Ramos, ainsi qu'à ceux de la collaboration VAMOS et plus particulièrement à Antoine Lemasson. Je veux manifester aussi beaucoup de reconnaissance à Jaromir Mrazek et son équipe qui nous ont accueilli de façon remarquable, à Rez en République Tchèque, pour l'expérience validant le principe de détection de cette thèse. Merci à Bertrand Jacquot qui m'a initié à l'optique faisceau et spectromètre en un temps record. Un merci aussi aux différentes générations de stagiaires (Aurélien Remadi, Julien Balsamelli, William Barbe, Théophile Carnet, Alexandre Leduc) qui ont aussi contribué au travail de groupe. Merci à Giacomo Randisi et Pedja Ujic de leur aide pendant cette thèse.

Les personnels techniques et scientifiques du GANIL ont des savoir-faire individuels et col-

---

lectifs incroyables, merci à Johan, Samuel, Julien, Omar, Charles, Georges... Un remerciement aussi à Sabrina et Virginie, qui sont aux petits soins avec nous vis-à-vis des démarches administratives.

Très cher colocataire docteur Boissonnat, merci de m'avoir supporté ces trois dernières années. Il est possible que l'on se suive encore un petit moment, même si ce ne sera sans doute plus sous le même toit.

Je tiens à féliciter ceux qui s'investissent de près comme de loin à la jeune association de doctorants OPTIC qui a vu le jour sur le campus Caennais. Cette dernière est une chance de mettre en avant et de faire reconnaître les docteurs et leurs compétences tout en créant une cohésion entre ces derniers.

Ma facture en terme de billets d'avion devrait exploser dans les années à venir grâce à des personnes comme Jose-Luis et Esther ou encore Marjia qui souhaitent me faire découvrir leur Espagne et Serbie natale, salutations à vous les amis, je note les invitations ! Je témoigne ma sympathie aux différentes générations d'étudiants et de post-doc que j'ai croisé pendant ces trois années. Jinesh, Carme, Dennis, Coralie, Lucas, Pierre, Alexandre, Yannen, Angel, Marine, Bartholomé, Alexis, Haifa, Hongliang, Matthieu, Quentin... je vous souhaite le meilleur pour votre futur.

Les amis et la famille permettent de garder les pieds sur Terre, paradoxal pour quelqu'un qui étudie les étoiles. Une pensée au grand tonton qui aurait sincèrement souhaité être présent à la soutenance et me voir un jour docteur, sans que la vie n'en ait décidé autrement. Merci à ceux qui ont réussi à faire le déplacement pour cette dernière (Camille et Arthur, Céline et Alexandre et junior, Aurélien, Frangin, man' et pa') et du soutien apporté aussi par ceux qui ne pouvaient se déplacer, ça m'a touché. Enfin, je fais un clin d'œil tout particulier à toi Eve.

# Introduction

Cette thèse effectuée au sein du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) est liée à une expérience en astrophysique nucléaire. Celle-ci a pour objectif l'étude des états excités du  $^{19}\text{Ne}$  via une nouvelle méthode de diffusion inélastique afin de contraindre les modèles stellaires explosifs appelés novæ. L'expérience en question a été menée en novembre 2013 auprès du spectromètre magnétique de haute acceptance VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer).

L'étude du noyau de  $^{19}\text{Ne}$  est liée à celle du  $^{18}\text{F}$ . La détermination de l'abondance du  $^{18}\text{F}$  dans les novæ est importante pour comprendre les mécanismes qui entrent en jeu dans ces explosions. En effet l'annihilation des positrons issus de la décroissance  $\beta^+$  du  $^{18}\text{F}$  constituerait la source principale de rayonnement  $\gamma$  lors des premiers instants après l'explosion de la nova. A partir des propriétés intrinsèques du  $^{19}\text{Ne}$  il est possible de déduire les taux des réactions clefs  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ . Ces dernières représentent les deux voies de réaction qui régissent la vitesse de destruction du  $^{18}\text{F}$ . Le contexte astrophysique et les motivations scientifiques seront présentés plus en détail dans le chapitre 1.

Le chapitre 2 fournit une description de la méthode expérimentale employée pour la mesure des propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  et justifie le choix du dispositif expérimental. La diffusion inélastique d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  à 10 MeV/u sur une cible de protons a été choisie dans cette expérience pour peupler les états du  $^{19}\text{Ne}$ . Ce mécanisme a l'avantage de peupler les états de manière non sélective. L'énergie des protons issus de la diffusion inélastique sera mesurée via le spectromètre VAMOS à GANIL. Ce dernier permettra une reconstruction du spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  avec une résolution inégalée à ce jour pour ce type d'expérience de diffusion inélastique (en cinématique inverse). L'attribution du moment angulaire des états du  $^{19}\text{Ne}$  est effectuée en mesurant la distribution angulaire (via un détecteur semi-conducteur annulaire segmenté appelé CD-PAD) des protons et des particules  $\alpha$  issus de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Cette méthode a l'avantage d'être non dépendante des modèles.

Le spectromètre VAMOS est utilisé pour la première fois pour détecter des particules légères de haute énergie (des protons d'au moins 25 MeV). Le chapitre 3 rapporte les résultats d'une expérience préliminaire effectuée en République Tchèque, qui visait à optimiser les paramètres de détection (pression et tensions) des chambres à dérive de VAMOS pour ce type de particules. Le prototype de chambre à dérive appelé Maya-Ito a été employé pour cette expérience.



---

Une fois les paramètres de détection des protons dans les chambres à dérive de VAMOS fixés, la description détaillée du dispositif expérimental est donnée dans le chapitre 4.

L'analyse des données de l'expérience réalisée auprès de VAMOS est ensuite présentée. L'analyse des données collectées par le CD-PAD et le spectromètre VAMOS sont respectivement détaillées dans le chapitre 5, et le chapitre 6.

L'extraction des propriétés spectroscopiques des états du  $^{19}\text{Ne}^*$  est entreprise dans le chapitre 7. L'énergie d'excitation est reconstruite avec une très bonne résolution en énergie pour ce type d'expérience. Les largeurs de certains états sont mesurées ainsi que les rapports de largeur entre les états émetteurs  $\alpha$  et ceux émetteurs protons. Néanmoins, des limitations empêchent d'extraire les distributions angulaires.

Enfin, une interprétation des résultats est menée dans le chapitre 8.

Quatre annexes sont présentes : l'annexe A présente les équations de cinématique employées dans le code simulation « Boulaykin » et lors de l'analyse des données, l'annexe B donne les schémas d'électronique, l'annexe C rappelle le formalisme du taux de réaction et l'annexe D donne le formalisme des distributions angulaires.

# Chapitre 1

## Motivations scientifiques et contexte astrophysique

Ce premier chapitre présente les motivations scientifiques et le contexte astrophysique de la thèse. Cette thèse s'inscrit dans le contexte de l'étude du phénomène de nova, cette dernière étant une explosion qui intervient au sein d'un système binaire d'étoile.

Pour introduire ce sujet on présente brièvement dans la section 1.1 quelques notions d'astrophysique. L'astrophysique et notamment l'astrophysique nucléaire apporte des explications satisfaisantes aux différentes abondances des éléments mesurées sur Terre et dans l'univers. Ces courbes d'abondances peuvent être expliquées par divers processus dit de nucléosynthèse. Ces processus interviennent dans les sites astrophysiques permettant un ensemble plus ou moins complexe de réactions nucléaires. Deux sites principaux changeraient notablement les abondances chimiques de l'univers. Le premier remonterait à l'origine de l'univers (premiers instants suivant le modèle cosmologique du big-bang), via une nucléosynthèse dite primordiale et le second proviendrait des étoiles et de leur explosion (nucléosynthèse stellaire et explosive). Il est donc nécessaire de comprendre les processus induisant l'explosion d'étoiles, pour mieux appréhender les mécanismes d'évolution des abondances des éléments chimiques de l'univers. A noter que d'autres mécanismes de réaction comme des processus de spallation peuvent aussi faire évoluer l'abondance des éléments.

Le cycle des réactions nucléaires principales qui conduisent aux phénomènes stellaires explosifs de type nova est présenté dans la section 1.2. Il est communément appelé le cycle CNO. Une discussion concernant les systèmes binaires d'étoiles, qui sont les sites stellaires où peut intervenir une nova, est menée dans la section 1.3.

Le scénario de l'explosion d'une nova est présenté en détails dans la section 1.4. Il y est notamment décrit l'importance de la connaissance de l'abondance du  $^{18}\text{F}$ , formé via le cycle CNO chaud, principalement lors de la phase explosive. En effet le  $^{18}\text{F}$  serait, selon les modèles, un des principaux émetteurs  $\beta^+$  à l'issue de l'explosion. Les  $\beta^+$ , s'annihilant avec les électrons,

produisent une raie gamma caractéristique de 511 keV. Cette raie dominerait très vite le spectre d'émission  $\gamma$  de l'explosion, constituant ainsi une observable clef notamment pour les télescopes  $\gamma$  spatiaux. Cette observable permettrait de contraindre le scénario de l'explosion qui repose actuellement sur des modèles. Cependant des doutes pèsent sur la quantité exacte de  $^{18}\text{F}$  produite lors de l'événement car la réaction de destruction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  est entachée d'incertitudes encore trop importantes.

Contraindre expérimentalement le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  n'est pas chose aisée. Il a d'ailleurs fait l'objet d'efforts expérimentaux considérables. Les principales méthodes expérimentales employées à ce jour sont décrites dans la section 1.5. Malgré ces efforts, et notamment à cause de la connaissance incomplète des propriétés spectroscopiques du noyau composé ( $^{18}\text{F}+p$ )  $^{19}\text{Ne}$ , des incertitudes demeurent. Une brève revue des connaissances actuelles des propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  est donnée dans la section 1.6. Une synthèse plus détaillée, incluant les résultats de ce travail est faite dans le chapitre 8.

C'est dans ce contexte et suivant ces motivations qu'une expérience a été proposée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL, Caen) pour mesurer les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}^*$ .

## 1.1 Abondances des éléments chimiques et nucléosynthèse

Il est observé par tout le monde que l'or est rare par rapport au cuivre ou au fer. En d'autres termes, l'abondance de l'or sur Terre est faible. La question naturelle que l'on peut se poser est, sans doute, « Pourquoi l'or est-il si rare ? ». Les plus curieux se demanderont même pourquoi les éléments chimiques sur Terre et dans l'univers ont des abondances si différentes.

La figure 1.1 présente l'évolution des abondances des éléments chimiques mesurées en fonction de leur numéro atomique, pour l'univers (a) et la Terre (b). La mesure des abondances relatives de tous les éléments chimiques sur Terre et dans l'univers fait l'objet d'études scientifiques complexes [1, 2, 3]. L'étude des abondances des éléments présents sur Terre est difficile car elle nécessite la prise en compte de nombreux échanges liés à l'activité au sein du globe (d'ordre géologique, biologique, climatique...). Le cycle du carbone l'illustre bien [4]. La mesure des abondances de l'univers (celle qui nous intéresse) se fait quant à elle en analysant notamment les spectres lumineux d'émission et d'absorption des étoiles et des milieux interstellaires. Cette mesure est aussi complexe car de nombreux procédés physico-chimiques, pouvant changer localement les abondances, doivent être pris en compte pour estimer correctement ces abondances. De plus des facteurs correctifs issus des modèles d'évolution stellaire doivent être apportés entre les abondances déterminées à partir des mesures spectroscopiques de la photosphère solaire et les abondances associées aux nébuleuses proto-solaires [3]. Les abondances des éléments présents dans l'univers sont aussi établies par l'étude de la composition des météorites s'écrasant sur Terre. Récemment, des relevés directs ont aussi pu être établis par la sonde RO-

## 1.1. Abondances des éléments chimiques et nucléosynthèse

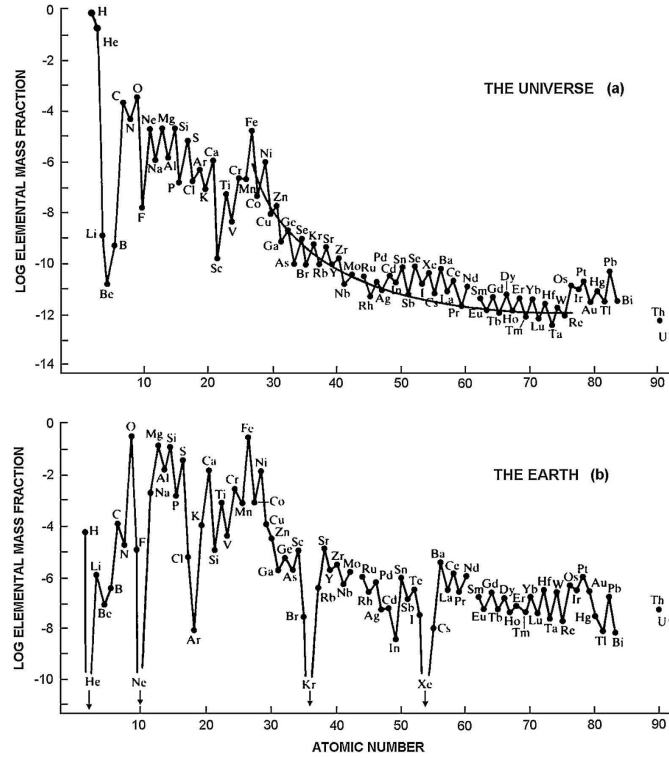


FIG. 1.1 – Courbes donnant les abondances relatives des éléments chimiques en fonction de leur numéro atomique, dans l’univers (a) et sur Terre (b) [1]. La ligne reliant le fer à l’osmium présente un comportement exponentiel décroissant.

SINA de la mission ROSETTA sur l’atmosphère de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko [5]. L’étude des disparités d’abondance des éléments dans l’univers et sur Terre permet de mieux comprendre l’histoire de la formation du système solaire et de la Terre, l’origine de l’eau sur Terre...

L’étude de la nucléosynthèse [6, 7] a pour objectif d’expliquer l’origine des différentes abondances de la figure 1.1. On constate sur la figure 1.1 que plus un noyau possède de protons moins il est abondant, sauf des exceptions locales correspondant à des valeurs, dites magiques, du nombre de protons et de neutrons dans le noyau ou des valeurs paires du nombre de protons. Les propriétés de structure nucléaire semblent donc avoir une forte implication dans l’explication des abondances des éléments.

De manière générale, la nucléosynthèse peut être définie comme étant l’ensemble des processus qui modifient les abondances isotopiques de la matière dite ordinaire ou baryonique. Il est actuellement admis, grâce aux observations, notamment de la vitesse de l’expansion de l’univers, des anisotropies du fond diffus cosmologique ou encore de la vitesse de rotation des galaxies, que cette matière baryonique compose environ 5 % de l’univers observable. Les 95 %

de l'univers restant est formé d'énergie sombre et de matière noire dont les propriétés ne sont pas encore comprises.

Ce n'est qu'au cours du XX<sup>e</sup> siècle que les scientifiques ont compris que la succession des réactions nucléaires et des décroissances radioactives est l'explication de la nucléosynthèse. J.B. Perrin en 1919 puis A. Eddington en 1920 suggèrent la production d'énergie dans les étoiles par fusion de l'hydrogène en hélium. H. Bethe et C.L. Critchfield [8] présentent la chaîne proton-proton (notée pp) comme source potentielle d'énergie dans les étoiles. A la même période C. von Weizsäcker [9, 10] et H. Bethe [11] introduisent le cycle CNO (chaîne de réaction en boucle utilisant le carbone, l'azote et l'oxygène en tant que catalyseurs) comme mécanisme de nucléosynthèse qui consomme de l'hydrogène pour produire de l'hélium. G. Gamow sera le premier à poser le formalisme du taux de réaction [12].

Plus tard, d'autres processus de nucléosynthèse seront introduits pour expliquer les abondances des éléments très lourds (au-delà du fer) [6]. Ils sont basés sur des réactions nucléaires de types capture de neutrons, photodésintégration...

### 1.1.1 Le taux de réaction

Le taux de réaction est une grandeur qui reflète la probabilité que possède un noyau à fusionner avec un autre noyau en fonction de la température du milieu. L'expression du taux de réaction et le formalisme des équations nécessaires à son calcul est présenté dans l'annexe C ou plus en détails dans les références [13, 14]. Plus un milieu est chaud, plus les noyaux vont posséder une vitesse moyenne grande, suivant la distribution de Maxwell-Boltzmann dans un gaz non-dégénéré. Un gaz est dit non-dégénéré lorsqu'il possède les caractéristiques d'un gaz classique. L'énergie cinétique ainsi acquise peut permettre de vaincre la barrière coulombienne qui tend à repousser les noyaux de charges positives. La probabilité de franchir la barrière à des énergies sous-coulombiennes, liée au caractère quantique des noyaux, s'appelle l'effet tunnel.

Certains milieux possèdent des températures de plusieurs millions de degrés qui forment ce que l'on appelle des plasmas. C'est, entre autres, au sein de ces plasmas que les particules vont avoir assez d'énergie pour fusionner. Il existe une zone énergétique préférentielle en fonction de la température du plasma où les particules vont naturellement avoir plus de chance de fusionner, cette zone s'appelle la fenêtre de Gamow (voir annexe C). La détermination précise des taux de réactions clefs aux énergies de Gamow correspondantes est une des problématiques majeures de l'astrophysique nucléaire.

Ces plasmas de hautes températures se retrouvent dans deux environnements principaux. Le premier remonte à l'origine de l'univers (quelques instants après le big-bang) lorsque le milieu possédait une température pour permettre les premières réactions nucléaires donnant lieu à la nucléosynthèse primordiale. Le second site offrant des conditions de températures suffisantes se situe au sein des étoiles, c'est là qu'interviennent les nucléosynthèses stellaires et explosives.

### 1.1.2 Le big-bang : premier chaudron à noyaux

Selon le modèle cosmologique du big-bang, un plasma de particules extrêmement chaud est produit lors des premiers instants de la naissance de l'univers [13, 15]. En quelques minutes, l'expansion de l'univers conduit à un refroidissement de ce plasma. Le taux de réaction entre particules va évoluer en fonction de la température. Au dessus de  $10^{10}$  K les réactions permettant de produire les neutrons et protons sont à l'équilibre. Au dessous de  $10^9$  K la réaction nucléaire produisant du deutérium devient dominante. Une fois que la réaction de production du deutérium est dominante par rapport à sa destruction il peut fusionner avec un proton ou un neutron pour former des éléments plus lourds. Après les 20 premières minutes de l'univers la température du plasma a suffisamment diminué pour que les réactions nucléaires n'aient plus de contribution significative. L'élément le plus lourd produit lors de cette nucléosynthèse primordiale est le  ${}^7\text{Li}$ . Les observations des abondances dans les objets célestes très anciens, comme les étoiles de très basse métallicité, confirment la théorie de la nucléosynthèse primordiale, hormis un décalage entre les valeurs de  ${}^7\text{Li}$  prédites et celles effectivement mesurées [16].

Le refroidissement de l'univers s'est ensuite poursuivi sans que plus de réactions nucléaires n'aient lieu. Plusieurs centaines de millions d'années plus tard, les nuages de gaz primordiaux se sont regroupés au sein de grands ensembles, quelques fois étendus de plusieurs centaines de milliers d'années lumières, que l'on appelle les galaxies.

Cette nucléosynthèse primordiale n'est cependant pas suffisante pour expliquer la présence des éléments  $Z \geq 4$  sur la courbe 1.1. Comment explique-t-on la présence des éléments au delà de  $Z=3$ ? L'origine de ces éléments est dans les étoiles qui composent les galaxies.

### 1.1.3 Les étoiles, des moteurs de la nucléosynthèse

A l'intérieur des galaxies, des nuages de gaz et de poussières principalement composés d'hydrogène (voir figure 1.1 (a)), appelés nébuleuses, sont présents. Le gaz de ces nébuleuses peut localement, sous l'effet gravitationnel, s'effondrer sur lui-même. Alors, la densité du gaz augmente peu à peu. Le gaz commence à s'échauffer. A ce stade précoce de son processus de formation, l'étoile en devenir est communément appelée proto-étoile.

Quand la température atteinte permet la fusion de l'hydrogène, les réactions nucléaires peuvent commencer. La production de deutérium, de  ${}^3\text{He}$ , puis de  ${}^4\text{He}$  est initiée. Cette chaîne de réaction est la chaîne proton-proton [10, 8], s'en suit à cela le cycle CNO [11, 9]. Dès lors la proto-étoile devient étoile. On dit qu'elle entre dans sa séquence principale (main sequence), représentée dans le diagramme H-R figure 1.2 par la diagonale. L'effondrement gravitationnel se retrouve alors contre-balancé par une pression opposée, due à la température du milieu. L'équilibre entre les forces gravitationnelles et les forces de pression thermique régit alors la vie de l'étoile. Le soleil, comme environ 80 % des étoiles, se situe sur cette diagonale et y restera 90 % de sa vie. La température de son cœur avoisine les  $1.5 \cdot 10^7$  K.

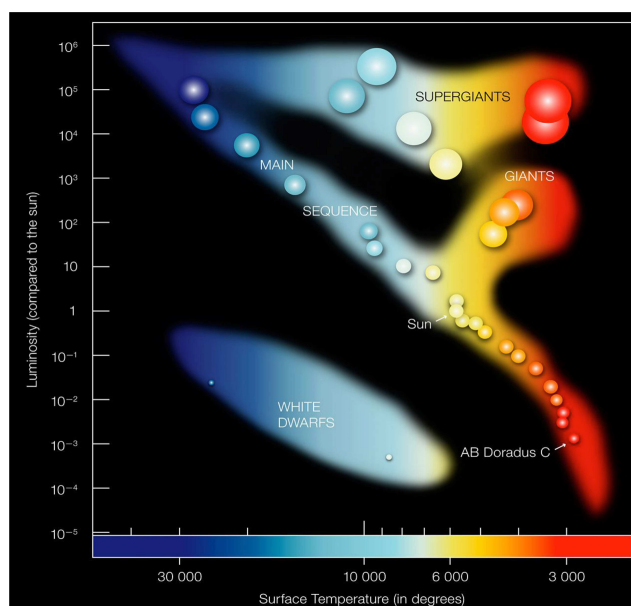


FIG. 1.2 – Diagramme de Hertzsprung-Russell donnant la luminosité absolue des étoiles en fonction de leur température de surface [17].

L'équilibre est rompu lorsque l'hydrogène du cœur de l'étoile s'épuise. Sous l'effet gravitationnel le cœur de l'étoile alors se contracte, la température augmente et atteint le seuil de réactions thermonucléaires entraînant la fusion de noyaux plus lourds (hélium, carbone...). L'étoile quitte alors la séquence principale (fig :1.2). La température augmentant, les couches externes de l'étoile se dilatent et se refroidissent. La conséquence directe est un changement du spectre d'émission de l'étoile qui vire au rouge. La contraction du cœur pour former des éléments de plus en plus lourds sera conditionnée par la masse de l'astre.

Pendant toute la durée de sa vie, l'étoile va donc fusionner des éléments légers pour produire des éléments de plus en plus lourds en libérant de l'énergie. C'est le principe d'équivalence masse énergie ( $E = mc^2$ ) qui permet de déterminer l'énergie nucléaire que produit l'étoile. La fin d'une étoile peut prendre différentes voies en fonction de sa masse.

Pour les étoiles peu massives de masse inférieure à 8 fois la masse solaire (notée  $M_{\odot}$ ), le cœur se contracte jusqu'à ce que la matière atteigne des densités de l'ordre de  $10^4$  à  $10^6$  g.cm<sup>-3</sup>. A ces densités les électrons se retrouvent dans un état dit dégénéré. Ils produisent une nouvelle force contrecarrant l'effondrement gravitationnel. Dans un même temps les couches externes de l'étoile sont éjectées dans l'espace pour former une nébuleuse planétaire. Le cœur de haute densité restant s'appelle une naine blanche. Elle est composée d'éléments stables comme le carbone, l'oxygène ou le néon.

Pour les étoiles très massives (supérieures à  $8 M_{\odot}$ ), la production d'énergie nucléaire par contraction successive du cœur s'arrête lorsque ce dernier n'est plus formé que de fer. En effet la

combustion du fer est endothermique. Comment des éléments plus lourds que le fer peuvent-ils être présents dans l'univers ?

Par exemple, les supernovæ à effondrement de cœur (supernova de type II) sont des phénomènes stellaires explosifs qui prennent lieu à très haute température et qui libèrent une quantité importante d'énergie gravitationnelle. Une grande partie des éléments plus lourds que le fer seraient produits dans ces sites astrophysiques, par des mécanismes de capture de neutrons rapides. Le taux de supernovæ est relativement bas. Il est estimé dans notre galaxie à quelques unes par siècle [18].

D'autres processus explosifs ont lieu plus fréquemment au sein de systèmes binaires d'étoiles (novæ, sursaut-X, ...). Les novæ, qui font l'objet de notre étude, sont moins énergétiques mais plus fréquentes. On estime que 35 novæ [19] ont lieu par an dans la Voie Lactée.

Suite à ces différents types d'explosions, du gaz plus ou moins enrichi en noyaux lourds est éjecté. Celui-ci peut par la suite s'effondrer potentiellement sur lui même. Le cycle recommence alors. Les abondances chimiques évoluent ainsi vers des éléments de plus en plus lourds. La figure 1.3 est une image photographique amateur de la nébuleuse M42 au sein de la constellation d'Orion. Le gaz est éclairé par la lumière d'étoiles avoisinantes. En son sein brillant, un berceau de nouvelles étoiles est présent.



FIG. 1.3 – Nébuleuse M42 située dans la constellation d'Orion, le cœur brillant est composé d'étoiles jeunes [crédit : F. Boulay].

Durant la vie de l'étoile ou lors des événements explosifs, les réactions nucléaires suivent des voies de réaction définies par la température du milieu et la composition et densité des isotopes présents. Les réactions suivent divers processus appelés r, s, p,  $\nu$ p, CNO... [6] L'étude de ces processus constitue un des axes de recherches en astrophysique nucléaire, via notamment la



mesure en laboratoire des taux de réactions impliquées dans les processus en questions, en vue de contraindre les modèles, confronter les résultats aux observations et mieux comprendre les phénomènes stellaires observés.

## 1.2 Le cycle CNO

Ce cycle a été proposé à l'origine par H. Bethe [11] et C. von Weizsäcker [10] pour expliquer notamment l'évolution des étoiles massives. Le cycle CNO est un processus de nucléosynthèse qui intervient dans des sites astrophysiques qui contiennent du carbone, de l'azote et de l'oxygène ainsi que de l'hydrogène. La figure 1.4 donne un schéma du cycle CNO dit chaud. Chaque flèche définit le type de réaction possible (décroissance radioactive ou fusion) permettant de former un nouvel élément. Les éléments stables formés par ce cycle sont représentés en bleu et les éléments radioactifs en rouge.

Le cycle regroupe plusieurs sous-cycles. Plus la température du milieu est élevée, plus des éléments lourds du cycle pourront être produits. Par exemple, le cycle noté I intervient en ce moment dans le soleil en parallèle à la chaîne proton-proton [9, 8]. A  $15.10^6$  K, les protons ont suffisamment d'énergie pour pouvoir fusionner avec le carbone 12 pour former de l'azote 13, et ainsi de suite. Ce cycle I est responsable d'environ 1 % de la production d'énergie dans le soleil. Si aucun noyau d'oxygène 16 n'est présent initialement dans le milieu, alors la réaction  $^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow \gamma + ^{16}\text{O}$ , notée plus simplement  $^{15}\text{N}(\text{p},\gamma)^{16}\text{O}$  permet la sortie du cycle de basse température (indiqué I sur la figure 1.4) pour aller vers les cycles intervenant à plus haute température. La production d'éléments plus lourds devient ainsi possible. Une fois que l' $^{16}\text{O}$  est présent, le  $^{18}\text{F}$  peut être produit suivant la chaîne  $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}(\text{p},\gamma)^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}$ , ou la chaîne  $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$ .

Les explosions stellaires de type novæ sont dues à un emballement thermonucléaire via les réactions du cycle CNO chaud décrites sur la figure 1.4 [21]. Les codes de simulations de novæ ne permettent pas de définir une quantité précise de  $^{18}\text{F}$  émise suite à l'explosion, principalement à cause des incertitudes sur le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$  (qui joue un rôle clef puisqu'il possède l'un des taux les plus élevés lors de la phase explosive) et, de manière moindre, sur le taux de  $^{18}\text{F}(\text{p},\gamma)^{19}\text{Ne}$  [22, 23].

La figure 1.5 donne le ratio de variation de ce taux de réaction  $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$  [24] en fonction de la température du plasma. Le ratio est obtenu entre un taux de réaction nominal et le taux de réaction minimal et maximal en tenant compte des incertitudes expérimentales actuelles. On constate ainsi que de grandes incertitudes sont présentes sur toute la gamme en température où intervient le cycle CNO.

On va voir par la suite pourquoi il est important de réduire les incertitudes sur le taux de réaction  $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$  pour l'étude du phénomène de nova.



### 1.3 Les systèmes binaires d'étoiles

Les étoiles ne constituent pas nécessairement des systèmes isolés dans les galaxies. Les observations astronomiques montrent que la proportion d'étoiles ayant une étoile compagne, c'est-à-dire en orbite l'une autour de l'autre, est d'au moins 50 % [25]. Un système de deux étoiles est dit binaire. Ces deux étoiles peuvent avoir une distance suffisamment faible (inférieure en moyenne à une unité astronomique) pour permettre un transfert de matière entre elles.

Les étoiles composant le système binaire ne sont pas nécessairement au même stade de leur évolution. La figure 1.6 est une vue d'artiste d'un de ces systèmes binaires. Lorsque le système binaire est composé d'une naine blanche accompagnée d'une étoile qui lui transfère de la matière (étoile dans sa séquence principale ou au stade de géante rouge, voir la figure 1.2), le système porte le nom de variable cataclysmique [21].



FIG. 1.6 – Vue d'artiste d'un système binaire d'étoiles composé d'une naine blanche accrétant de la matière de son étoile compagne [Crédit : M.Kornmesser (ESO)].

Chaque étoile possède son potentiel gravitationnel, formant des surfaces d'équipotentiel appelées lobes de Roche [26]. Les lobes de chaque étoile se rejoignent en des points dits de Lagrange. Au fur et à mesure du vieillissement de l'étoile compagne, les couches externes (principalement de l'hydrogène et de l'hélium) de cette dernière se dilatent en même temps qu'elles se refroidissent jusqu'à ce qu'elles occupent complètement son lobe de Roche. Lorsque la distance séparant les deux étoiles est relativement faible, la matière passant dans le potentiel gravitationnel de la naine blanche va s'accréter sur la surface de celle-ci en passant par le point de Lagrange appelé L1. Cette variable cataclysmique peut, sous certaines conditions, en fonction notamment du flux de matière transférée, conduire au phénomène de nova classique.

## 1.4 Phénomène de nova classique

### 1.4.1 Observations

A l'instar des supernovæ, les novæ se manifestent par la brusque augmentation de la luminosité apparente d'une étoile, à tel point que celle-ci peut devenir visible à l'œil nu depuis la Terre. Historiquement, les astronomes pensaient qu'une nouvelle étoile venait de naître. L'appellation *stella nova* en latin était employée pour décrire ce phénomène, d'où l'utilisation du mot *nova* (nouveau en latin) [21].

Pour améliorer la compréhension de ce phénomène, la collecte, l'analyse et la compréhension des données obtenues au travers des observations spatiales et terrestres sont essentielles. L'amélioration des moyens instrumentaux permet aujourd'hui d'observer les rayonnements électromagnétiques qui s'étalent des ondes radios jusqu'aux rayonnements  $\gamma$  de haute énergie (par exemple, le télescope spatial INTEGRAL couvre une gamme en énergie de 15 keV à 10 MeV [27] tandis que le télescope spatial Fermi couvre une gamme en énergie de 20 MeV à 300 GeV [28]). Grâce aux observations, on sait notamment que le phénomène de nova intervient bien au sein d'un système binaire d'étoiles appelé variable cataclysmique [21].

Deux types de novæ sont possibles. Il y a le phénomène de nova classique qui est à dissocier du phénomène de nova dite récurrente qui est beaucoup plus fréquent (période de 30 ans en moyenne) mais aussi beaucoup moins énergétique (2 à 12 ordres de magnitude maximum contre au minimum 13 ordres de magnitude maximale pour les novæ classiques [29, 30, 31]). Le terme *nova* est associé par la suite à l'étude des novæ classiques. Le phénomène de nova classique est aussi attendu périodique, cependant la durée entre chaque événement semble plus grande que l'échelle des temps humaine d'observation soit  $t_r \geq 10^3$  années. La matière va s'accréter sur la naine blanche avec des flux typiques de l'ordre de  $10^{-10} M_{\odot}.an^{-1}$  [21].

Aucune observation nette et précise des rayonnements gamma de basse énergie issus des émetteurs  $\beta^+$  produits lors de l'explosion n'a été possible jusqu'à présent, notamment à cause de la fenêtre en temps possible pour l'observation en question qui est extrêmement restreinte [22, 23]. Cette observation pourrait apporter des informations sur la nature et la quantité de matière radioactive produite et ainsi mieux comprendre le phénomène en question. Actuellement, seules des limites supérieures sur les quantités éjectées de  $^{22}Na$  et  $^7Li$  ont été établies à partir des données collectées par les télescopes  $\gamma$  spatiaux. Sans données précises issues de l'observation de nombreuses questions sur l'origine et le déroulement de l'explosion subsistent. Par exemple, quelle est la température maximale lors de l'événement ? Quel est le coefficient exact de mélange entre la matière capturée de l'étoile compagnon et celle de la naine blanche ? Quelles sont les réactions nucléaires principales en jeu lors de l'explosion ?...

D'autres méthodes existent, notamment via la mesure des ratios isotopiques  $^{12}C/^{13}C$  ou  $^{14}N/^{15}N$  dans les grains présolaires formés après les novæ [32]. Une autre méthode se base sur l'observation directe des ejecta de la nova, cependant seules les abondances chimiques peuvent

ainsi être mesurées.

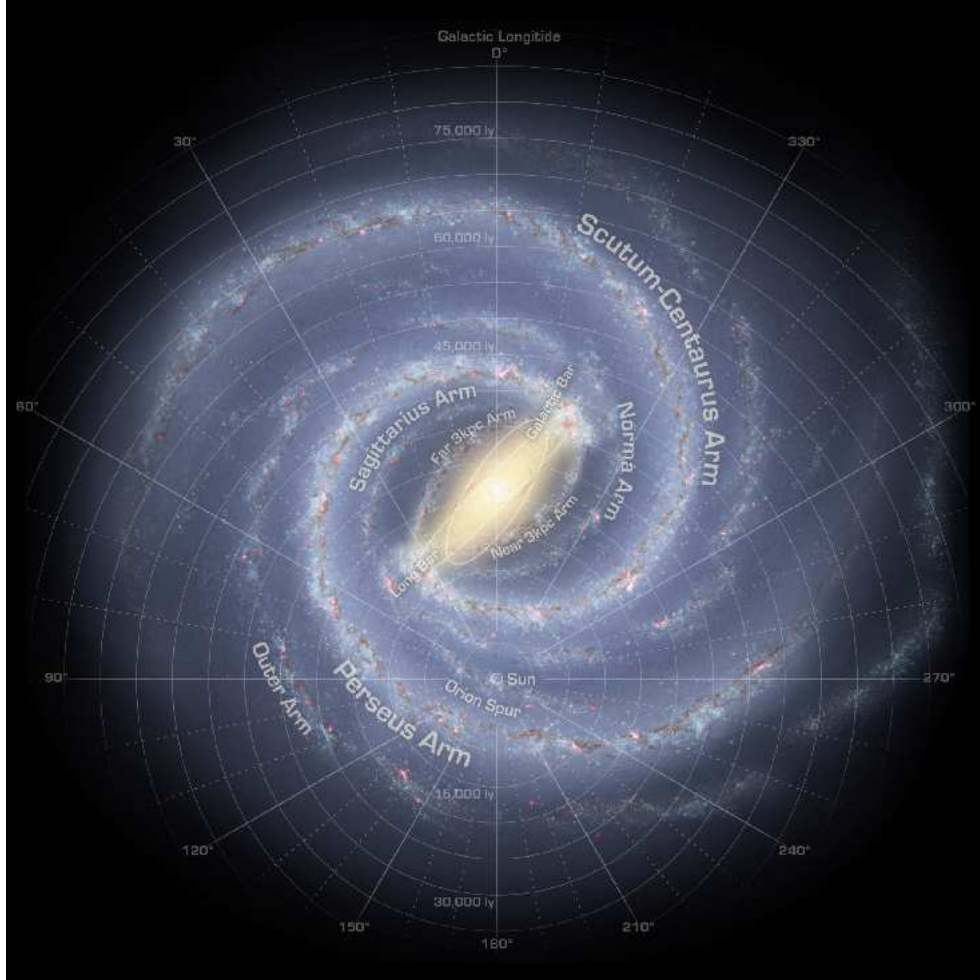


FIG. 1.7 – Schéma de la Voie Lactée vue du dessus [crédit : NASA].

La figure 1.7 donne un schéma de la Voie Lactée vue du dessus avec le repère centré sur le soleil. Des estimations donnent environ  $35 \pm 11$  novæ par an dans notre galaxie [19]. On remarque que la position périphérique du système solaire au sein de la Voie Lactée n'est pas favorable pour l'observation de ces explosions. La majeure partie des événements va être masquée par le centre opaque de la Voie Lactée. A partir des éléments d'observations actuels le scénario de l'explosion est détaillé ci-dessous.

### 1.4.2 Scénario de l'explosion

Le scénario actuellement adopté [33] pour expliquer l'explosion est le suivant. A cause des hautes densités de matière ( $10^4$  à  $10^6$  g.cm<sup>-3</sup>), le gaz d'électrons qui compose la surface de la

naine blanche est dans un état dégénéré tandis que le gaz d'ions reste classique. Ce dernier suit donc la loi des gaz parfaits. La pression du gaz d'électrons domine de plusieurs ordres de grandeur celle induite par le gaz d'ions. La pression en surface de la naine blanche reste ainsi peu sensible aux variations dues à la température comme le veut un gaz dégénéré.

Suite à l'accrétion, la surface de la naine blanche va voir sa densité lentement augmenter. La matière accrétée (riche en hydrogène) va se mélanger progressivement avec la matière présente en surface de la naine blanche (soit Carbone Oxygène (CO), soit Oxygène Néon (ONe)). La fraction de mélange peut atteindre en moyenne 50 % pour les couches les plus profondes. Les réactions de fusion de la chaîne proton-proton et du cycle CNO vont avoir lieu et produire de l'énergie. A cause du caractère dégénéré, la température à la surface va petit à petit augmenter sans pour autant que les couches de gaz se détendent pour se refroidir.

Les réactions de la chaîne pp deviennent négligeables devant celles du cycle CNO. La température va alors augmenter beaucoup plus rapidement (passage au cycle CNO chaud). Les forts courants de convection vont aussi conduire les noyaux radioactifs en surface et ils vont y libérer leur énergie.

Lorsque la zone entre la surface de la naine blanche et la couche de matière accrétée devient suffisamment chaude ( $15 \cdot 10^7$  K) la dégénérescence électronique se lève, c'est-à-dire la pression du gaz redevient sensible à la température. Le gaz retrouve alors ses caractéristiques de gaz parfait et se dilate très rapidement en éjectant dans l'espace la matière. Au cours de la nova, la température peut atteindre environ  $30 \cdot 10^7$  K.

### 1.4.3 Rayonnements $\gamma$ et importance du $^{18}\text{F}$

Les éléments radioactifs produits via le cycle CNO chaud sont principalement des émetteurs  $\beta^+$  (fig. 1.8). Les positrons induisent lors de leur annihilation avec un électron deux  $\gamma$  caractéristiques à 511 keV. L'observation de ces rayonnements  $\gamma$  et la mesure du taux d'émission en fonction du temps (courbe de décroissance) serait une preuve directe de la validité de ce scénario et permettrait de contraindre fortement les modèles.

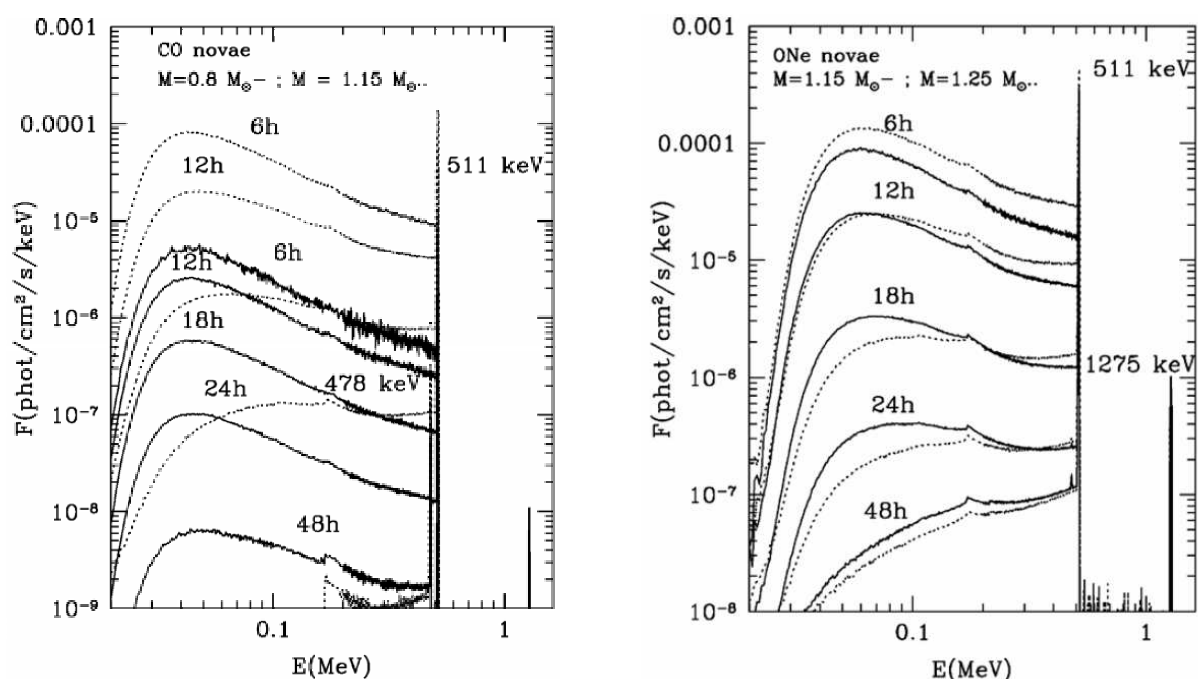
En fonction de la composition isotopique dominante de la naine blanche (ONe ou CO), les modèles prévoient que la production de noyaux radioactifs diffère légèrement [34]. Plusieurs isotopes radioactifs ayant un temps de vie suffisamment long sont des candidats potentiels pour l'observation. Le tableau 1.1 fournit la liste de ces isotopes, rappelle leur temps de vie, leur processus de désintégration et à quel type de nova ils sont associés.

Des modèles d'explosion ont permis d'estimer la quantité de  $\gamma$  qui pourrait être produite lors d'une nova en fonction du temps. Un exemple de résultats de calcul est donné dans la figure 1.8 [22]. La figure 1.8 (a) donne l'évolution du flux pour une naine blanche de type CO et la figure 1.8 (b) pour un type (ONe).

Les flux indiqués sur la figure 1.8 sont dominés par la raie gamma d'annihilation à 511 keV, par un continuum produit par la diffusion Compton et d'un continuum de positronium. A

isotopes	durée de demi-vie	type d'émission	principale voie de désintégration	type de nova
$^{13}\text{N}$	862 secondes	511 keV + continuum	émetteur $\beta^+$	CO et ONe
$^{18}\text{F}$	158 minutes	511 keV + continuum	émetteur $\beta^+$	CO et ONe
$^7\text{Be}$	77 jours	478 keV	capture électronique	CO
$^{22}\text{Na}$	3.75 ans	1275 keV + 511 keV	émetteur $\beta^+$	ONe
$^{26}\text{Al}$	$10^6$ ans	1809 keV + 511 keV	émetteur $\beta^+$	ONe

TAB. 1.1 – Liste des isotopes radioactifs émetteurs  $\gamma$  synthétisés dans les novæ pertinents pour l'observation [34].



(a) Spectre dans le cas d'une naine blanche de type Carbone Oxygène (CO)

(b) Spectre dans le cas d'une naine blanche de type Oxygène Néon (ONe)

FIG. 1.8 – Spectre en énergie et évolution temporelle du flux de rayonnement  $\gamma$  émis après l'explosion d'une nova en fonction de l'énergie des  $\gamma$  pour deux types de naines blanches, considérant une distance d'observation de 1 kpc (1 pc = 3.2616 année-lumière) [22].

noter que l'analyse de la courbe de décroissance obtenue à partir de la raie à 511 keV permettra d'identifier la nature des noyaux émis (les temps de vie des noyaux clés étant très différents). L'azote 13 et le fluor 18 (et enfin le sodium 22 dans le cas d'une nova de type ONe) sont les isotopes responsables principalement de l'amplitude de ce pic, quelques heures après l'explosion. On peut noter que ces flux sont faibles et ils sont estimés à une distance de 1 kpc. Cette distance, à l'échelle de la galaxie, est relativement petite (voir la figure 1.7).

La mesure du spectre de rayonnement  $\gamma$  de basse énergie ( $\leq 10$  MeV) constitue une des missions du satellite INTEGRAL de l'ESA. Les instruments SPI et IBIS du satellite permettent d'effectuer la mesure de ces rayonnements  $\gamma$  puisqu'ils couvrent une gamme en énergie de 15 keV à 10 MeV [27]. Cette détection permettrait de mieux comprendre les novæ et de contraindre les modèles.

Toutefois cette détection n'est pas aisée. En effet, au vu du temps d'observation nécessaire pour obtenir un signal suffisant et du champ de vision des instruments d'INTEGRAL, il est très peu probable que le satellite soit déjà pointé sur la zone de l'espace où une nova intervient. Un autre élément joue en sa défaveur, c'est la période d'opacité (où il y a absorption des rayonnements  $\gamma$  par la matière) qui dure entre 5 et 6 heures après que le maximum de température a été atteint [35]. Cela signifie qu'une partie des noyaux radioactifs ont déjà décréu sans qu'aucun rayonnement n'ait pu être détecté. A noter que l'opacité dépend principalement de la densité de matière et de son pouvoir absorbant.

En pratique, il faut donc qu'une détection visuelle de l'événement soit reportée, pour que INTEGRAL soit orienté en conséquence. Cependant, le rayonnement lumineux, rendant une détection visuelle possible sur Terre, n'atteint son maximum qu'environ 8 jours après que le pic de température a été atteint [36, 35]. Le flux du rayonnement  $\gamma$  n'est plus significatif alors. En résumé, la fenêtre d'observation des rayonnement  $\gamma$  idéale se situe quelques dizaines d'heures après l'explosion. Ce qui ne sera identifié visuellement que quelques jours plus tard. Ce qui explique pourquoi INTEGRAL n'a pas encore eu l'occasion de mesurer de flux gamma provenant de nova. Quelques mesures ont eu lieu avec l'instrument BATSE sur le satellite CGRO<sup>1</sup> sans toutefois contraindre suffisamment la valeur du flux  $\gamma$  [21]. Aujourd'hui INTEGRAL est le seul satellite encore en opération le plus adapté pour la mesure de  $\gamma$  dans la région du MeV.

L'abondance du  $^{18}\text{F}$  lors d'une nova est très sensible pour ces températures au taux de réaction de destruction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  [23]. Une incertitude sur le taux de réaction d'un facteur 3, se traduit directement par une incertitude d'un facteur 3 sur l'abondance du  $^{18}\text{F}$ . En terme de distance de détection, l'incertitude est d'un facteur  $\sqrt{3}$ . Mieux contraindre ce taux de réaction, c'est en partie permettre de mieux contraindre les modèles (température et de production d'énergie) lors de l'explosion mais aussi réestimer les chances pour INTEGRAL de détecter ces  $\gamma$ . Pour réduire les incertitudes de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  deux méthodes principales de mesures sont employées. Elles sont détaillées dans la section 1.5.

---

<sup>1</sup>Son opération a pris fin en 2000



## 1.5 Méthodes pour contraindre le taux de la réaction

### $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

Dans le cas des températures de nova de  $3.10^8$  K la fenêtre de Gamow (fenêtre en énergie dans laquelle les réactions de fusion peuvent avoir lieu) se situe à  $220 \text{ keV} \pm 100 \text{ keV}$ . L'énergie centrale de cette fenêtre est calculée par la relation C.1 (cf annexe C) et la largeur de la fenêtre est obtenue par la relation C.2. Cette fenêtre définit la zone énergétique d'intérêt astrophysique où il est nécessaire de connaître précisément la section efficace de réaction par une mesure directe ou indirecte.

#### 1.5.1 Méthodes directes

L'étude directe de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  aux énergies d'intérêt astrophysique est difficile. En effet, la section efficace décroît exponentiellement à cause de la répulsion coulombienne pour ces énergies faibles. Pour espérer réaliser une mesure dans un laps de temps raisonnable (de l'ordre de la semaine) il faut des intensités de faisceau relativement grandes (supérieures à  $10^6$  pps). Certaines expériences ont tenté cette approche sans pouvoir étudier la section efficace à des énergies inférieurs à 300 keV dans le centre de masse [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43]. Tant que les intensités de faisceau de  $^{18}\text{F}$ , produits par la méthode ISOL [44], n'auront pas significativement augmenté ce type de mesure reste difficile. De plus, à ces basses énergies de faisceau, les contaminants isobariques tels que l'oxygène 18 sont présents dans le faisceau.

Une autre solution consisterait à étudier la réaction  $^{15}\text{O}(\alpha,p)^{18}\text{F}$  puis de déduire par symétrie le taux de réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  [45]. Cette réaction est, elle aussi, compliquée puisqu'elle implique l'utilisation d'un faisceau de  $^{15}\text{O}$  radioactif. Une fois de plus, le domaine d'intérêt astrophysique est celui des faibles énergies. Dès lors, la fenêtre de la cible d'hélium absorbe une grande partie de l'énergie du faisceau. C'est pour cela qu'une nouvelle technique de cible gazeuse sans fenêtre est en cours d'étude à GANIL.

#### 1.5.2 Méthodes indirectes

Les méthodes indirectes ont pour but l'étude du taux des réactions  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$  via l'étude des propriétés spectroscopiques du noyau composé  $^{19}\text{Ne}$ . Ces propriétés sont le spin, la parité, les largeurs partielles et l'énergie de résonance des états dans la zone de Gamow, qui s'étale du seuil d'émission du proton à 6.41 MeV jusqu'à approximativement 300 keV au dessus. Les formules permettant le calcul du taux de réaction à partir des propriétés spectroscopiques sont données dans l'annexe C.2.

Une première méthode pour essayer de déterminer les propriétés du  $^{19}\text{Ne}$  est d'utiliser la symétrie d'isospin. Les forces nucléaires étant indépendantes de la charge des nucléons il est possible d'établir une comparaison avec le noyau miroir, le  $^{19}\text{F}$ , pour déduire les propriétés du

$^{19}\text{Ne}$ . Cependant, la densité d'état du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de Gamow étant élevée, cette méthode n'est pas assez précise pour établir la correspondance entre les états et déduire les propriétés des états d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$  sans ambiguïté.

L'autre méthode pour déterminer les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  consiste à exciter le noyau via une réaction nucléaire et à étudier la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  pour remonter aux propriétés des états peuplés. Plusieurs mécanismes de réactions sont possibles pour peupler les états d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$ , présentant chacun des avantages et des inconvénients. Par exemple, les réactions de transfert sont très utilisées car elles permettent en cinématique directe d'obtenir une très bonne résolution en énergie avec des faisceaux stables [46, 47, 48, 49, 50, 51]. Cependant les réactions de transfert sont sélectives sur les états peuplés, ne garantissant pas une étude de tous les états. Le mécanisme de diffusion inélastique possède l'avantage de ne pas être sélectif [52, 53].

En outre, la mesure du moment orbital des états, permettant d'attribuer le spin, est effectuée généralement via une analyse des distributions angulaires des particules issues de la réaction. Cette analyse dépend du choix de potentiel optique, ce qui rend les résultats discutables dans certains cas. Une autre méthode a l'avantage d'être indépendante des modèles. Elle repose sur l'analyse de la distribution angulaire des particules de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ .

Pour illustrer la complémentarité des deux méthodes directes et indirectes, la figure 1.9 donne le facteur astrophysique (facteur S, voir annexe C) calculé par [37] en 2011. Ce facteur permet d'évaluer la contribution de chaque résonance du  $^{19}\text{Ne}$  sur le taux de réaction. Chaque point est issu de mesures directes. On constate que la gamme des basses énergies ne peut être sondée par les mesures directes. Les différentes courbes donnent la variation possible du facteur S en fonction du spin d'un seul état à 6.29 MeV. Ces incertitudes sur le moment angulaire font varier à basse énergie le facteur S de plusieurs ordres de grandeur. Cela illustre l'importance de la mesure des propriétés spectroscopiques des états du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de Gamow.

L'état de l'art des connaissances sur le  $^{19}\text{Ne}$  au début de la thèse est présenté dans la section suivante.

## 1.6 État des connaissances des propriétés du $^{19}\text{Ne}$

Un bilan des connaissances des propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  a été dressé par [55] en 2007. Une analyse complète des états vus dans les expériences passées est menée dans le chapitre 8. La figure 1.10 donne la liste des états du  $^{19}\text{Ne}$  au dessus du seuil proton (6.41 MeV) mesurés ou déduits du noyau miroir le  $^{19}\text{F}$  (indiqués entre parenthèses). Dans le noyau miroir on comptabilise 27 états entre 6.41 et 8.1 MeV. Or seuls 19 états ont jusqu'à présent été mesurés dans le  $^{19}\text{Ne}$  dans cette gamme en énergie d'excitation. De plus, le moment angulaire des états n'est attribué de manière non ambiguë que pour très peu d'entre eux. Souvent l'analyse de la distribution angulaire lors des expériences de transfert fait appel à des potentiels optiques

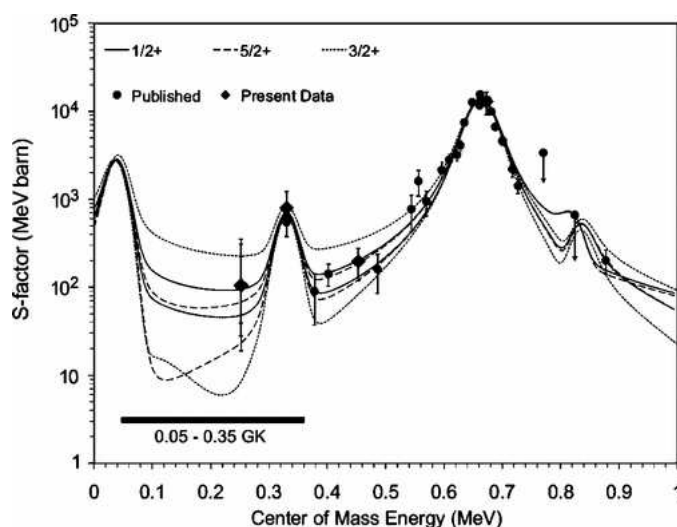


FIG. 1.9 – Facteur S de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse, avec la résonance de l'état à 8 keV traité avec un spin parité  $3/2^-$  en utilisant les paramètres d'Adekola [54]. Les six courbes correspondent à la limite haute et basse du facteur S en supposant que la résonance à -121 keV est  $1/2^+$ ,  $5/2^+$ , ou  $3/2^+$  [37].

sujets à discussion.

Depuis le travail de [55] d'autres expériences ont été menées pour tenter d'améliorer la connaissance de ces propriétés. Les efforts se concentrent notamment pour trouver les états avec les moments angulaires faibles. En effet, ce sont ces états qui ont potentiellement un impact fort sur le taux de réaction (voir annexe C).

La situation est à présent moins claire car des mesures récentes [56, 47] remettent en cause notamment le moment angulaire  $l=0$  ou  $l=1$  des deux états juste au dessus du seuil d'émission proton ( $S_p=6.41$  MeV), labellisés 1 et 3 sur la figure 1.10. Ces états étaient jusque là estimés être des états analogues aux états de bas moment angulaire du  $^{19}\text{F}$  dans cette zone. Au vu de la sensibilité que peut avoir le facteur S au moment angulaire de certains états clefs (voir fig. 1.9), il est donc important d'essayer d'attribuer les moments angulaires des états de manière indépendante des modèles.

On peut noter enfin qu'une première partie des prédictions de Dufour et Descouvemont [57] concernant la présence d'un état suffisamment large autour de 7.8 MeV pour impacter la zone de Gamow a été confirmée par l'expérience [53].

Les difficultés expérimentales pour réaliser une mesure directe sont actuellement trop contraignantes. Le choix d'une méthode indirecte a donc été privilégiée dans ce travail pour tenter de réduire les incertitudes sur le taux de réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  et  $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ . L'expérience aura donc pour but la mesure des propriétés spectroscopiques (moment angulaire, largeur des états et énergie d'excitation) du  $^{19}\text{Ne}$ , en prêtant une attention particulière à l'attribution des moments angulaires.

1.6. État des connaissances des propriétés du  $^{19}\text{Ne}$

$^{19}\text{F}$					$^{19}\text{Ne}$							
$E_x$ (MeV)	$J^\pi$	$\Gamma_\gamma$ (eV)	$\Gamma_\alpha$ (keV)	$\Gamma_{\text{tot}}$ (keV)	No	$E_x^a$ (MeV)	$E_r$ (keV)	$J^\pi{}^b$	$\Gamma_\gamma^c$ (eV)	$\theta_p^{2d}$	$\Gamma_p^d$ (keV)	$\Gamma_\alpha^e$ (keV)
6.497	$\frac{3}{2}^+$	0.85	<0.5	<0.5	1	6.419	8(6)	$(\frac{3}{2}^+)$	0.77(41)	0.12(2)	2.2(4)E-37	0.27(27)
6.500	$\frac{11}{2}^+$	0.38	>2.4 eV	>2.4 eV	2	(6.422)	11(30)	$(\frac{11}{2}^+)$	0.35(18)	(0.1)	1.8(18)E-38	20(14)E-3
6.536	$\frac{1}{2}^-$	–	245	245	3	6.437	26(9)	$\frac{1}{2}^-$	[1(1)]	0.01	1.1(11)E-20	220(20) (M)
6.528	$\frac{3}{2}^+$	1.2	1.2	1.2	4	6.449	38(7)	$(\frac{3}{2}^+)$	1.1(6)	0.03(3)	4(4)E-15	1.3(10)
6.554	$\frac{7}{2}^+$	0.16	1.6	1.6	5	(6.504)	93(30)	$(\frac{7}{2}^+)$	0.14(8)	(0.1)	4.6(46)E-10	0.4(4)
6.592	$\frac{9}{2}^+$	0.33	7.3 eV	7.6 eV	6	(6.542)	131(30)	$(\frac{9}{2}^+)$	0.30(16)	(0.1)	2.7(27)E-12	1.3(11)E-2
6.838	$\frac{5}{2}^+$	0.33	1.2	1.2	7	6.698	287(6)	$(\frac{5}{2}^+)$	0.29(15)	0.01	1.2(12)E-5	1.2(10)
6.787	$\frac{3}{2}^-$	5.5	4.3	4.3	8	6.741	330(6)	$\frac{3}{2}^-$	5.0(26)	–	2.22(69)E-3	5.2(37)
6.891	$\frac{3}{2}^-$	3.1	22	22	9	(6.841)	430(30)	$(\frac{3}{2}^-)$	2.8(15)	(0.01)	9.7(97)E-3	25(18)
6.927	$\frac{7}{2}^-$	2.4	0.9	0.9	10	6.861	450(6)	$\frac{7}{2}^-$	2.3(12)	(0.01)	1.1(11)E-5	1.2(0.9)
6.989	$\frac{1}{2}^-$	–	96	96	11	(6.939)	528(30)	$(\frac{1}{2}^-)$	[1(1)]	(0.01)	3.4(34)E-2	99(69)
7.114	$\frac{5}{2}^+$	–	25	25	12	(7.054)	643(30)	$(\frac{5}{2}^+)$	[1(1)]	(0.1)	4.7(47)E-2	29(25)
(7.300)	$\frac{3}{2}^+$	–	–	–	13	7.0757	664.7(16)	$\frac{3}{2}^+$	[1(1)]	–	15.2(1)	23.8(12) (M)
7.166	$\frac{11}{2}^-$	0.17	6.7E-3	6.9 eV	14	7.173	762(5)	$(\frac{11}{2}^-)$	0.15(8)	(0.01)	9.8(98)E-8	1.2(10)E-2
7.262	$\frac{3}{2}^+$	–	–	<6	15	7.238	827(6)	$\frac{3}{2}^+$	[1(1)]	–	0.35(35)	6.0(52)

FIG. 1.10 – Bilan des propriétés des états du  $^{19}\text{Ne}$  situés au-dessus du seuil proton établi par C. D. Nesaraja *et al* [55]. A noter que les valeurs entre parenthèses ( $^a$ ,  $^b$ ) n'ont pas été mesurées expérimentalement mais ont principalement été déduites du noyau miroir (le  $^{19}\text{F}$ ).  $^c$  Les largeurs partielles  $\Gamma_\gamma$  entre crochets sont des hypothèses, les autres sont déduites des états miroirs car aucune mesure n'a été effectuée.  $^d$  Les valeurs de  $\theta_p^2$  entre parenthèses sont des hypothèses et la largeur partielle proton  $\Gamma_p$  correspondante est calculée. Les autres largeurs partielles proton  $\Gamma_p$  ou réduites  $\theta_p^2$  sont mesurées ou déduites de mesures de résonances ou du noyau miroir.  $^e$  Les largeurs partielles  $\alpha$  mesurées sont indiquées par un M, sinon les autres sont déduites du  $^{19}\text{F}$ , ou elles sont prises comme hypothèses de calcul.



# Chapitre 2

## Méthode et choix des paramètres expérimentaux

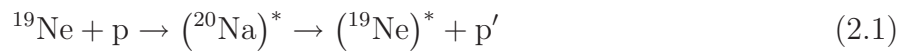
Le chapitre précédent présente les motivations scientifiques pour la mesure des propriétés spectroscopiques (schéma de niveaux, spin, largeurs des états) du  $^{19}\text{Ne}$ .

Dans ce chapitre, la méthode et les paramètres expérimentaux nécessaires à la mesure de ces propriétés sont discutés. La méthode employée ici est similaire à celle décrite dans la thèse de J.C. Dalouzy [52]. Il s'agit de peupler les états excités du  $^{19}\text{Ne}$  par diffusion inélastique. Cependant des limitations, que l'on décrira en partie dans les sections suivantes, ont empêché la mesure complète des propriétés dans la zone d'intérêt astrophysique, s'étalant de 6.41 MeV à 7 MeV d'énergie d'excitation par J.C. Dalouzy et al. [52]. Une partie des choix effectués ici repose sur la correction des limitations de cette précédente expérience (énergie du faisceau). L'autre partie vise à améliorer la précision sur les données mesurées.

Les observables que l'on peut extraire, pour déterminer les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$ , via la méthode adoptée de la diffusion inélastique sont présentées dans la première section. En fonction de l'énergie incidente du faisceau, la cinématique des particules venant d'une réaction dite « parasite » peut être comparable avec celle des particules d'intérêt et détériorer la mesure. Une analyse fine de la cinématique des particules en fonction de l'énergie du faisceau incident est entreprise pour vérifier la compatibilité avec une mesure en laboratoire dans la deuxième section. L'énergie optimale du faisceau de particules pour la réaction est finalement déduite dans la section trois, en considérant les sections efficaces de production des éléments. Enfin le dernier paramètre expérimental discuté concerne l'épaisseur optimale de la cible. A partir de tous ces éléments, le choix du dispositif expérimental est argumenté dans la dernière section.

## 2.1 Méthode expérimentale choisie : la diffusion inélastique

La méthode choisie pour peupler les états d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$  est la diffusion inélastique d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  sur une cible de protons, similaire à celle employée par [52] (voir équation 2.1). Au cours de la réaction, la particule de  $^{19}\text{Ne}$  incidente convertit une partie de son énergie cinétique en énergie d'excitation. Une hypothèse, qui sera étayée ultérieurement (voir section 2.3), est le passage par le noyau composé de  $^{20}\text{Na}^*$  lors de la diffusion inélastique.



Contrairement aux réactions de transfert, ce mécanisme de réaction a l'avantage de ne pas être sélectif par rapport aux états excités du  $^{19}\text{Ne}$  et justifie notre choix. Une fois le  $^{19}\text{Ne}$  produit dans un état excité, il va décroître suivant les trois voies suivantes :



La décroissance vers ces voies dépend de l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Les seuils d'émission  $\alpha$  et proton sont respectivement de  $S_\alpha=3.53$  MeV et  $S_p=6.41$  MeV. Les observables que l'on peut obtenir avec cette méthode sont présentées ci-dessous.

### 2.1.1 Mesure de l'énergie d'excitation

La détermination de l'énergie des états du  $^{19}\text{Ne}$  est effectuée grâce à la mesure de l'énergie du proton  $\text{p}'$ . La réaction s'effectue ici en cinématique inverse. Dans ces conditions, pour obtenir la meilleure résolution en énergie il faut effectuer la mesure aux bas angles dans le laboratoire. En effet, la variation de l'énergie cinétique est proportionnelle à la variation de l'angle (voir eq. 2.5) et se trouve minimisée lorsque les angles sont faibles.

$$\Delta T_{\text{p}'} \propto \sin(\theta_{\text{p}'}) \Delta \theta_{\text{p}'} \quad (2.5)$$

avec  $T_{\text{p}'}$  correspondant à l'énergie cinétique du proton  $\text{p}'$  et  $\theta_{\text{p}'}$  représentant l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau dans le laboratoire. Cependant, le faisceau incident n'ayant pas réagi et les produits de réactions sont mélangés aux bas angles. Le défi consiste donc à mesurer l'énergie des protons  $\text{p}'$  avec la meilleure résolution en énergie possible tout en rejetant le faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  de haute intensité et les autres particules non utiles.

### 2.1.2 Mesure du moment angulaire des états peuplés

Le moment angulaire des états excités peuplés sera déterminé grâce à la mesure de la distribution angulaire des protons  $p'$  et des  $\alpha$ . Le formalisme théorique de ces distributions est détaillé dans l'annexe D. Cette méthode permet une attribution univoque du spin des états, elle est non dépendante du modèle employé. D'un point de vue expérimental, les particules de décroissance sont détectées par un détecteur annulaire localisé à proximité de la cible en coïncidence avec les protons  $p'$  émis et détectés aux bas angles. A noter qu'aucun système de détection spécifique des rayonnements  $\gamma$  n'a été utilisé car cette voie de décroissance est peu probable pour les états qui nous intéressent (voir section 2.3).

### 2.1.3 Mesure des largeurs des états

Les largeurs  $\Gamma_\alpha$ ,  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\gamma$ , des états sont liées à la probabilité de décroître par émission, respectivement, d'une particule  $\alpha$ , d'un proton  $p$  ou d'un rayonnement  $\gamma$ . Elles peuvent être extraites à partir des rapports d'embranchement. Dans cette expérience, seul le nombre de protons  $p'$ , de particules  $\alpha$  et des protons  $p'$  sont mesurés. Le nombre de  $\gamma$  ne sera pas mesuré (car peu probable) mais éventuellement déduit du principe suivant lequel la somme des probabilités doit être égale à 1.

## 2.2 Cinématique des particules de décroissance

Il a été observé expérimentalement [52] qu'en plus des voies d'intérêt 2.1, 2.2 et 2.3, une chaîne de réactions « parasite » décrite ci-dessous (voir (2.6)), est présente à une énergie de faisceau de 9 MeV/u.



Ce fait expérimental confirme l'hypothèse que lors de la diffusion inélastique un noyau composé de  ${}^{20}\text{Na}$  peut être formé. Cette voie produisant des protons et des particules  $\alpha$  a compromis l'étude des états du  ${}^{19}\text{Ne}$  dans la zone d'intérêt astrophysique. La figure 2.1 donne l'énergie des particules  $\alpha$  en fonction de l'énergie des protons pour l'expérience de la référence [52]. Les coïncidences formant des diagonales sont issues de la réaction via le  ${}^{16}\text{F}^*$ , tandis que les coïncidences donnant des lignes verticales sont issues des réactions d'intérêt. La diagonale la plus à gauche représente l'état fondamental du  ${}^{16}\text{F}$ . On voit que le chevauchement entre les diagonales et les lignes verticales a lieu à partir du seuil proton (noté  $S_p$ ), empêchant ainsi la mesure dans la zone d'intérêt astrophysique.

Dans cette section, on montre qu'une augmentation de l'énergie incidente à 10 MeV/u est suffisante pour étudier les états d'intérêt astrophysique du  ${}^{19}\text{Ne}$  sans mélange avec les protons



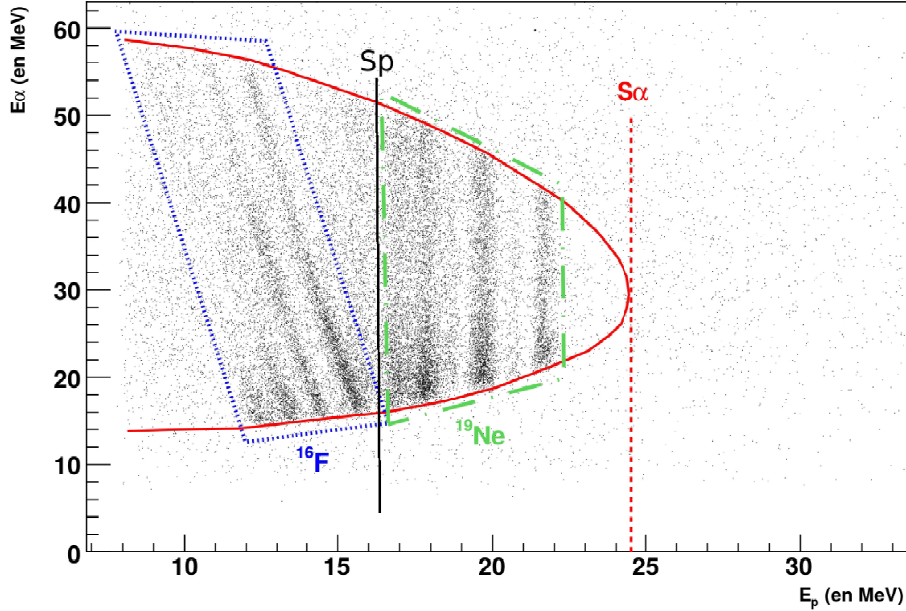


FIG. 2.1 – Energie des particules  $\alpha$  de décroissance en fonction de l'énergie des protons  $p'$  émis aux bas angles dans le laboratoire dans le cas d'un faisceau incident de  $^{19}\text{Ne}$  à 9 MeV/u [52]. Les lignes de coïncidences diagonales correspondent aux décroissances via le  $^{16}\text{F}^*$ . Celles verticales correspondent aux décroissances liées aux états peuplés du  $^{19}\text{Ne}^*$ . En trait plein rouge, la limite cinématique de la réaction  $\text{H}(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$  déduite de la simulation, en tiret rouge le seuil alpha, en trait plein noir le seuil proton, en pointillé bleu, les événements venant du  $^{16}\text{F}$  et en tiret-point vert les événements d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$ .

du  $^{16}\text{F}^*$ . En effet, à plus haute énergie il est plus facile de séparer d'un point de vue cinématique les protons d'intérêt et les protons provenant de la décroissance du  $^{16}\text{F}$ .

Les deux chaînes de réactions possibles entraînant l'émission en coïncidence d'un proton et d'une particule  $\alpha$  sont résumées par le schéma en énergie dans le centre de masse de la figure 2.2, pour une énergie incidente de 10 MeV/u. A gauche de la réaction de diffusion inélastique et dans le cadre pointillé celle de la réaction dite « parasite ». A noter que même si la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  peut se faire sur les premiers états excités de l'oxygène 15 et du fluor 18, les considérations énergétiques permettent de conclure que d'une part elle est improbable et que d'autre part la cinématique des particules serait différente de celle donnée figure 2.4. Cet aspect sera vérifié lors de l'analyse des données.

Une simulation complète de la cinématique des réactions qui rentrent en jeu a été réalisée pendant cette thèse. Le formalisme et le système d'équations sont donnés en annexe A. Le code en question (voir annexe A) sera nommé « Boulaykin » par la suite. La relativité restreinte

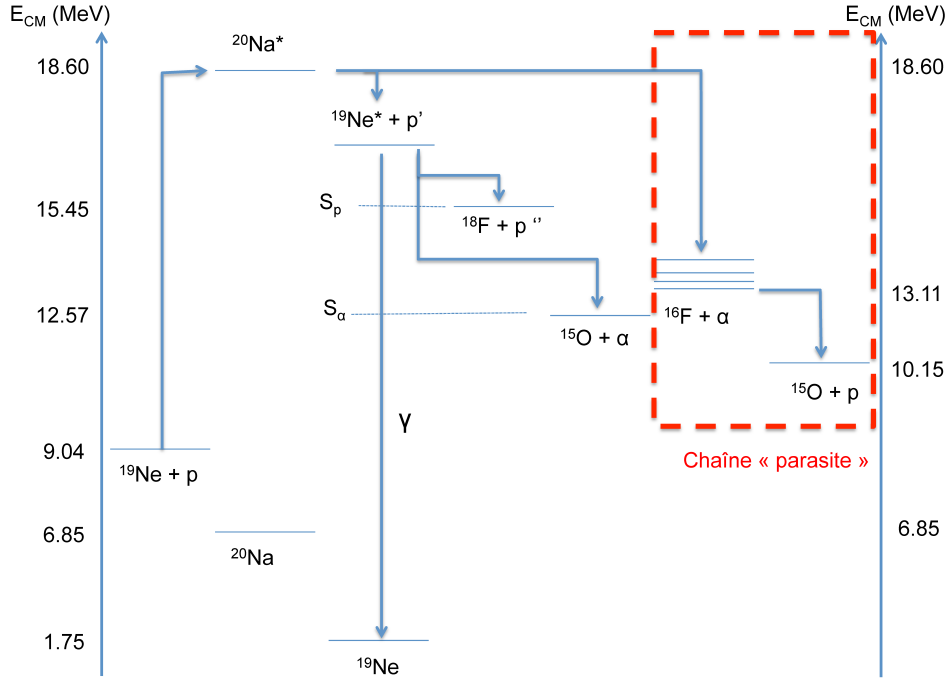


FIG. 2.2 – Schéma de l'énergie dans le centre de masse concernant la réaction d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  à 190 MeV sur une cible de protons entraînant la formation d'un noyau composé de  $^{20}\text{Na}^*$ . À gauche la diffusion inélastique du  $^{19}\text{Ne}$ , le  $^{19}\text{Ne}^*$  décroît en émettant soit un proton  $p''$ , une particule  $\alpha$  ou un rayonnement  $\gamma$ . Dans le cadre rouge pointillé la décroissance du noyau de  $^{20}\text{Na}^*$  par émission d'une particule  $\alpha$ , puis d'un proton.

est prise compte pour les calculs. A titre indicatif, une différence de 200 keV est observée entre les calculs classiques et relativistes sur l'énergie des protons  $p'$  de l'état à 6.437 MeV. La simulation considère une distribution uniforme de peuplement des états. Les états utilisés dans cette simulation incluent les états bien connus ([58],[55]) et d'autres encore hypothétiques [55].

La figure 2.3 représente l'énergie des particules  $\alpha$  de décroissance et les protons  $p'$  émis aux angles inférieurs à  $3^\circ$  dans le cas d'un faisceau incident de  $^{19}\text{Ne}$  à 10 MeV/u. Les états définissant les limites de la zone sans mélange avec les réactions incluant du  $^{16}\text{F}^*$  sont indiqués sur la figure. Cette zone s'étend de 6 MeV à 7.7 MeV d'énergie d'excitation, ce qui correspond à la gamme d'énergie d'intérêt astrophysique que l'on cherche à étudier.

Les figures 2.4 décrivent la cinématique des particules de décroissance  $\alpha$  et proton  $p''$  dans le référentiel du laboratoire pour une énergie de faisceau à 10 MeV/u. Pour la décroissance  $\alpha$ , les états du  $^{19}\text{Ne}^*$  allant de 6 MeV à 7.7 MeV sont considérés et pour la décroissance proton  $p''$  les

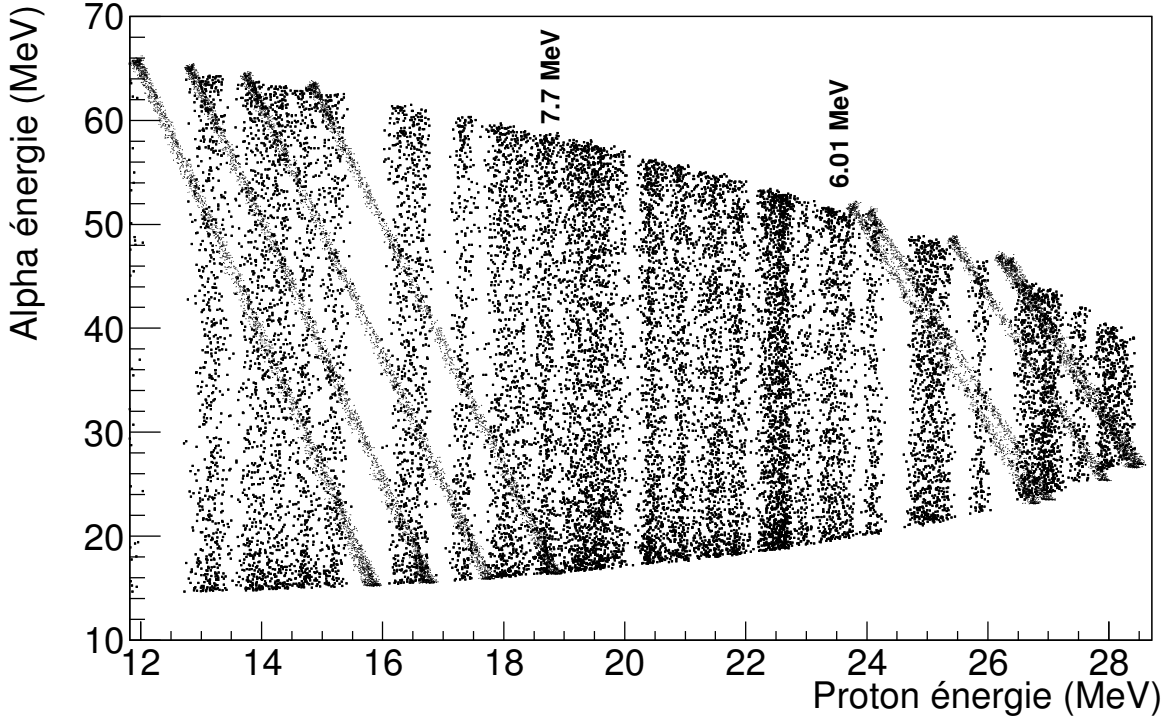


FIG. 2.3 – Energie des particules  $\alpha$  de décroissance en fonction de l'énergie des protons  $p'$  émis entre  $0^\circ$  et  $3^\circ$  dans le laboratoire dans le cas d'un faisceau incident de  $^{19}\text{Ne}$  à 10 MeV/u. Les lignes de coïncidences diagonales correspondent aux décroissances via le  $^{16}\text{F}^*$ . Celles verticales correspondent aux décroissances liées aux états peuplés du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Les états excités de  $^{19}\text{Ne}$  délimitant la zone sans mélange avec le  $^{16}\text{F}^*$  (de 7.7 MeV à 6.0 MeV) sont indiqués sur la figure.

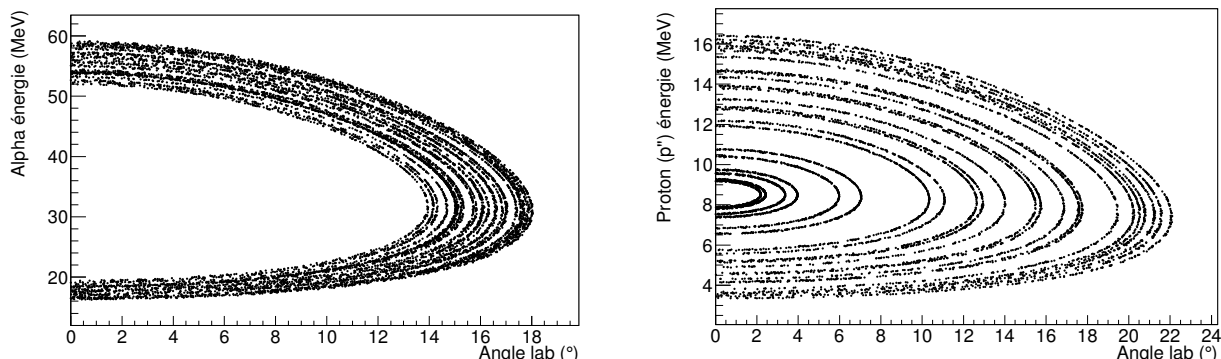
états allant de 6.41 MeV ( $S_p$ ) à 7.7 MeV. Pour détecter toutes les particules des décroissances issues des états d'intérêts astrophysiques, on note qu'il faut que le détecteur couvre jusqu'à  $22^\circ$  dans le laboratoire.

L'étude cinématique des particules à 10 MeV/u confirme que cette énergie est suffisante pour réaliser l'expérience sans la problématique de la chaîne de réaction parasite associée au  $^{16}\text{F}$ , qui avait bloquée la mesure des propriétés des états d'intérêt astrophysique [52].

## 2.3 Energie du faisceau

Le choix de l'énergie nominale du faisceau résulte d'un compromis. Elle doit être suffisamment élevée pour peupler les états d'intérêt astrophysique du  $^{19}\text{Ne}$  qui s'étendent entre 6 MeV

### 2.3. Energie du faisceau



(a) Energie des particules  $\alpha$  en fonction de l'angle dans le laboratoire pour des états de 6 MeV à 7.7 MeV. (b) Energie des protons  $p'$  en fonction de l'angle dans le laboratoire pour des états de 6.41 MeV à 7.7 MeV.

FIG. 2.4 – Cinématique des particules émises par la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ , pour une énergie de faisceau à 10 MeV/u.

à 7.7 MeV en énergie d'excitation (il faut au moins 8.5 MeV/u d'énergie de faisceau incident (voir la figure 2.2) pour pouvoir peupler les états en question) et s'affranchir de la pollution en  $^{16}\text{F}$  (voir section précédente), mais toutefois suffisamment faible pour ne pas ouvrir d'autres voies de réactions qui pourraient parasiter la mesure ou dégrader la résolution. Par ailleurs il faut aussi maximiser la section efficace de réaction.

Des calculs ont été entrepris avec le code de simulation de réactions nucléaires Talys [59], pour déterminer l'ordre de grandeur des sections efficaces de production lors de la collision d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  avec une cible de protons ( $(\text{CH}_2)_n$ ). Les options par défaut de Talys ont été utilisées, les paramètres d'entrée sont la masse de la particule cible ( $^{19}\text{Ne}$ ), la nature du projectile (proton) et l'énergie du proton qui varie de 9 à 11 MeV.

Énergie du faisceau	Sections efficaces / éléments produits (mb)						
	$^{20}\text{Na}$	$^{19}\text{Ne}$	$^{18}\text{Ne}$	$^{18}\text{F}$	$^{17}\text{F}$	$^{16}\text{F}$	$^{15}\text{O}$
9 MeV/u	$2.551 \cdot 10^{-3}$	$4.369 \cdot 10^2$		$1.386 \cdot 10^0$		$5.961 \cdot 10^1$	$1.995 \cdot 10^2$
10 MeV/u	$3.314 \cdot 10^{-3}$	$3.322 \cdot 10^2$		$1.114 \cdot 10^1$	$3.043 \cdot 10^{-2}$	$5.983 \cdot 10^1$	$3.248 \cdot 10^2$
11 MeV/u	$5.339 \cdot 10^{-3}$	$2.439 \cdot 10^2$	$5.832 \cdot 10^{-1}$	$4.065 \cdot 10^1$	$1.162 \cdot 10^0$	$5.339 \cdot 10^1$	$4.081 \cdot 10^2$

TAB. 2.1 – Sections efficaces associées aux différents produits de la réaction  $^{19}\text{Ne} + p$  en fonction de l'énergie du faisceau incident obtenues à partir du code Talys.

Le tableau 2.1 fournit les résultats obtenus par le code Talys pour les sections efficaces de production des fragments en fonction de l'énergie du projectile. Il est observé que plus l'énergie du faisceau augmente, plus la section efficace de production du noyau d'intérêt, (le  $^{19}\text{Ne}$ ) diminue et que dans un même temps la diversité des éléments produits est plus grande. Ce dernier point peut poser problème si la production des éléments en question induit l'émission

de particules en cascade ( $\alpha$  et proton). C'est le cas pour la chaîne de réactions (2.6) associée au  $^{16}\text{F}$ .

Le tableau 2.2 propose un bilan des sections efficaces associées aux différentes particules de décroissance possibles pour tenter de conclure sur la présence éventuelle d'autres chaînes de réactions dites « parasites ».

Énergie du faisceau	Sections efficaces / particules de décroissance (mb)				
	$\gamma$	proton	deuton	$^3\text{He}$	$\alpha$
9 MeV/u	$6.883 \cdot 10^{-2}$	$6.392 \cdot 10^2$		$5.076 \cdot 10^{-7}$	$2.592 \cdot 10^2$
10 MeV/u	$8.525 \cdot 10^{-2}$	$6.793 \cdot 10^2$	$6.737 \cdot 10^{-22}$	$3.043 \cdot 10^{-2}$	$3.846 \cdot 10^2$
11 MeV/u	$8.788 \cdot 10^{-2}$	$7.333 \cdot 10^2$	$5.832 \cdot 10^{-1}$	$1.162 \cdot 10^0$	$4.615 \cdot 10^2$

TAB. 2.2 – Sections efficaces associées aux différentes particules de la décroissance des produits de la réaction  $^{19}\text{Ne} + p$  en fonction de l'énergie du faisceau incident obtenues à partir du code Talys.

Le tableau 2.2 permet de constater que la section efficace de production des particules  $\alpha$ , quelle que soit l'énergie du faisceau, correspond à la somme des sections efficaces de production du  $^{16}\text{F}$  et du  $^{15}\text{O}$ . Cela signifie que les seules voies de production des particules  $\alpha$ , sont celles de la chaîne de réactions parasites connue associée au  $^{16}\text{F}$  (2.6) et celle d'intérêt associée à la décroissance  $\alpha$  du  $^{19}\text{Ne}$  (2.3). Aucune nouvelle voie de production de particules  $\alpha$  ne s'ouvre pour une énergie incidente de faisceau allant jusqu'à 11 MeV/u. Ainsi à plus haute énergie, le spectre de coïncidence entre les protons  $p'$  et les particules  $\alpha$  ne sera pas affecté par une nouvelle source « parasite ». Les calculs confirment aussi que la voie de décroissance par émission de  $\gamma$  est très peu probable. Par ailleurs, une augmentation globale du taux de particules légères émises en fonction de l'énergie est observée. C'est lié au fait que de nouvelles voies de réaction s'ouvrent. Celles-ci risquent d'accroître inutilement le taux de comptage dans les détecteurs.

Talys ne permet de calculer que les réactions avec les protons de la cible. Le carbone présent dans la cible peut également engendrer des réactions (notamment de fusion-évaporation) qui ne sont pas présentées ici du fait de leur grand nombre. Comme il est noté dans [52], les contraintes cinématiques devraient permettre d'éliminer la contribution dans les spectres provenant de réactions avec le carbone. A partir des données expérimentales, une analyse des différentes voies de réactions possibles sera effectuée dans la section 7.3.3.

Les conclusions des sections 2.2 et 2.3 conduisent ainsi à définir une énergie de faisceau incidente nominale de 10 MeV/u pour l'expérience.

## 2.4 Épaisseur de la cible

Le choix de l'épaisseur de la cible résulte d'un compromis entre le taux de comptage et la résolution en énergie. Une cible solide de polyéthylène  $(\text{CH}_2)_n$  a été choisie. Le code de

## 2.4. Épaisseur de la cible

simulation Monte-Carlo « Boulaykin » a été utilisé pour cette étude. Une énergie de faisceau de 10 MeV/u à  $\pm 0.4\%$  délivré par le cyclotron CIME de GANIL est considérée. La perte d'énergie dans la cible est celle issue des calculs SRIM [60], la réaction est simulée pour une réaction ayant lieu n'importe où dans la cible.

La figure 2.5 présente l'évolution de la largeur du pic en énergie proton  $p'$  dans le laboratoire en fonction de l'épaisseur de la cible pour l'état à 6.437 MeV (pris à titre d'exemple) du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Cet état est situé au centre de la zone d'intérêt astrophysique, les protons qu'il émet auront une énergie de 22.5 MeV dans le laboratoire.

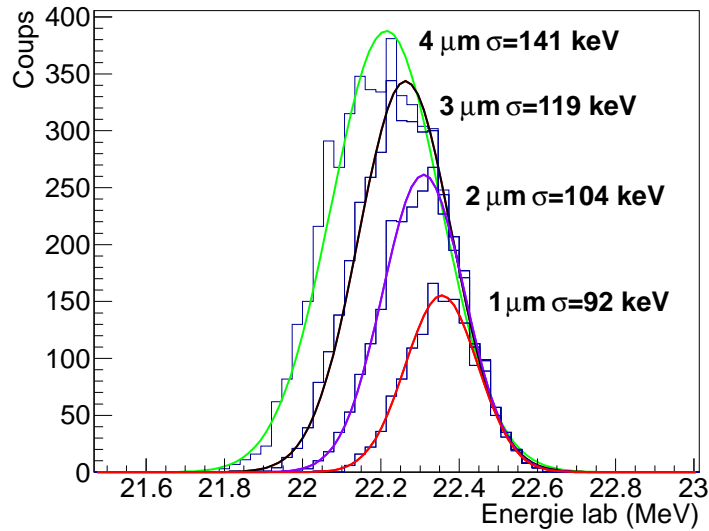


FIG. 2.5 – Évolution de la distribution en énergie dans le laboratoire des protons  $p'$  émis par l'état à 6.437 MeV du  $^{19}\text{Ne}$  en fonction de différentes épaisseurs de cible de polyéthylène ( $(\text{CH}_2)_n$ ) avec une énergie de faisceau de 190 MeV  $\pm 0.4\%$  et une ouverture angulaire de  $3^\circ$ .

La résolution en énergie du pic proton ( $\sigma_{E_{p'}}$ ) évolue de 92 keV pour une épaisseur de 1  $\mu\text{m}$  de polyéthylène jusqu'à 141 keV pour une épaisseur de 4  $\mu\text{m}$ . Cette résolution est constante en fonction de l'énergie d'excitation dans la gamme d'intérêt astrophysique de 6 à 7.7 MeV. Soit une résolution en énergie d'excitation allant d'environ  $\sigma_{E_{^{19}\text{Ne}^*}} = 32$  keV à 50 keV pour une épaisseur de cible, respectivement, de 1  $\mu\text{m}$  à 4  $\mu\text{m}$ . La contribution principale à cette résolution est la perte d'énergie du faisceau dans la cible. Le critère statistique viendra fixer l'épaisseur minimale.

Pour l'expérience de Louvain-la-Neuve [52], le même mécanisme de réaction a été utilisé à une énergie de faisceau légèrement inférieure de 9 MeV/u. La prise de données s'est déroulée sur 12 Unités de Temps de faisceau, l'épaisseur de la cible était de 3.5  $\mu\text{m}$ . La quantité de protons  $p'$  détectable a été limitée par le télescope à  $0^\circ$  qui couvrait un angle solide de 2.46

$10^{-3}$ sr. Cette expérience a toutefois pu accumuler assez de statistique (environ 300 coups par pic proton) pour extraire sans ambiguïté les distributions angulaires d'états au delà de la zone d'intérêt astrophysique.

Une des finalités de l'expérience est d'obtenir la meilleure résolution possible en énergie. Si l'on veut réduire l'épaisseur de la cible par rapport à LLN, il faut accroître le temps de faisceau et l'acceptance angulaire pour espérer cumuler autant de statistiques. En effet, l'intensité du faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  à LLN était de  $6.7 \cdot 10^7$  pps et est donc proche de celle disponible à GANIL. Ayant la possibilité d'accroître l'acceptance angulaire (voir section 2.5), nous avons décidé d'utiliser une cible de  $1 \mu\text{m}$ .

## 2.5 Dispositif expérimental optimal

Pour l'expérience de LLN, l'énergie des protons  $p'$  était mesurée à zéro degré avec un télescope  $\Delta E - E$  de 28 mm de diamètre disposé à 50 cm de la cible, qui avait pour épaisseur  $3.5 \mu\text{m}$ . Une plaque d'aluminium de  $250 \mu\text{m}$  placée à 40 cm de la cible arrêtait les particules lourdes émises aux bas angles tandis que les protons d'intérêt franchissaient cette plaque pour être détectés dans le télescope. L'arrêt des particules lourdes dans cette plaque induisait toutefois un bruit important sur le télescope, à cause des réactions induites, et gênant pour la mesure. Une réjection magnétique des particules lourdes serait donc idéale. L'utilisation d'un spectromètre comme LISE, SPEG ou VAMOS pourrait permettre cela.

Dans la section 2.2, nous avons vu que le choix d'une épaisseur de cible la plus fine possible est préconisée. Pour compenser la perte de statistiques, à intensité de faisceau identique (environ  $10^7$  pps), une ouverture angulaire plus grande que lors de l'expérience de LLN est nécessaire pour détecter les protons émis aux bas angles. VAMOS est le spectromètre qui offre la plus grande acceptance (jusqu'à 80 msr) parmi les spectromètres du GANIL.

Le choix du spectromètre VAMOS à GANIL permettrait ainsi de palier aux deux dernières limitations du dispositif expérimental de LLN. En effet il est possible de rejeter les particules lourdes (notamment du faisceau incident de haute intensité  $B\rho=0.866 \text{ T.m}$ ) ayant des trajectoires similaires aux protons  $p'$  ( $B\rho=0.649-0.790 \text{ T.m}$ ) d'intérêt grâce au dipôle de VAMOS, et la large acceptance de VAMOS permet de compenser l'épaisseur de cible plus fine qu'à LLN. Il faut toutefois s'assurer que des protons de haute énergie (environ 30 MeV) peuvent être détectés par le système de détection du spectromètre. C'est l'objet du chapitre suivant.

A noter qu'à l'instar de l'expérience de LLN, un détecteur annulaire (appelé CD-PAD) sera placé à une dizaine de centimètres derrière la cible pour mesurer les distributions angulaires des particules  $\alpha$  et  $p''$  de décroissance en coïncidence avec un proton  $p'$  détecté dans VAMOS (voir chapitre 6).

# Chapitre 3

## Optimisation des paramètres de détection des chambres à dérive

Le chapitre précédent expose la méthode et justifie le dispositif expérimental choisi pour mesurer les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$ . Pour rappel, les énergies des protons  $p'$  issus de la diffusion inélastique sont mesurées afin de déduire les énergies des différents états excités du  $^{19}\text{Ne}$ . Ces énergies sont mesurées, dans notre cas, par le spectromètre VAMOS situé à GANIL.

Le fonctionnement de ce spectromètre repose sur la reconstruction de la trajectoire des particules par l'utilisation de chambres à dérive, qui sont des détecteurs gazeux. Le spectromètre VAMOS possède des chambres à dérive optimisées pour la détection de fragments de fission, qui déposent habituellement des énergies de l'ordre de plusieurs centaines de keV.

Selon la cinématique calculée et détaillée dans le chapitre 2, l'énergie des protons  $p'$  sera de l'ordre de 20 à 30 MeV. Ces protons produisent un dépôt d'énergie de quelques dizaines de keV dans les chambres à dérive de VAMOS. Jamais VAMOS n'a détecté de si faibles énergies déposées dans ses chambres à dérive. Il a donc fallu un travail préliminaire pour s'assurer que les chambres à dérive de type VAMOS ont des régimes de fonctionnement (pression de gaz et tensions électriques) compatibles avec la détection de protons de 20 à 30 MeV.

La première section de ce chapitre décrit le fonctionnement général d'une chambre à dérive. L'étude d'un prototype basé sur le détecteur Maya-Ito utilisé dans un fonctionnement de chambre à dérive, pour optimiser la détection de protons de 23.5 MeV est ensuite présentée. En s'appuyant sur les conclusions de l'étude Maya-Ito, la détermination des paramètres optimaux de détection des protons avec les chambres à dérive de VAMOS est exposée dans la troisième section.



## 3.1 Fonctionnement d'une chambre à dérive

### 3.1.1 Caractéristiques techniques

Une chambre à dérive (un schéma est donné fig. 3.1) est un détecteur gazeux qui permet la mesure de la position d'une particule la traversant. Dans toutes les chambres à dérive, on distingue trois zones de fonctionnement :

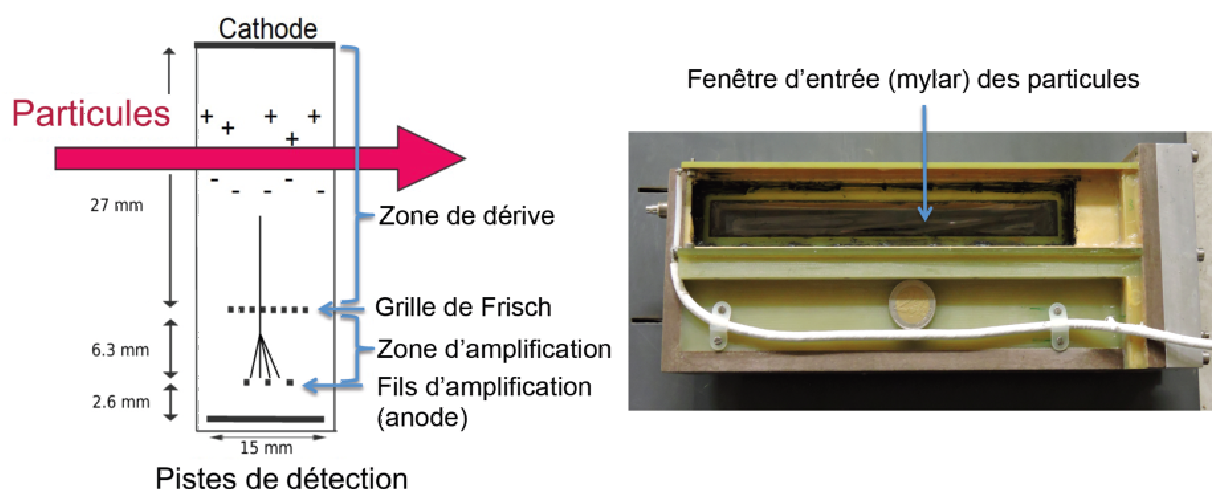


FIG. 3.1 – A gauche, vue en coupe de la chambre à dérive Maya-Ito. La région de dérive est située entre la cathode et la grille de Frisch. La région d'amplification entre la grille de Frisch et les fils d'amplification. A droite, une photographie de la face de la chambre à dérive Maya-Ito, on y voit la fenêtre d'entrée en mylar des particules, le câble blanc correspond au câble d'alimentation de la cathode.

- **La région de dérive** : La particule traversant la zone entre la cathode (polarisée négativement) et la grille de Frisch (mise à la masse) perd une partie de son énergie en ionisant les atomes du gaz. Le champ électrique entre la cathode et la grille de Frisch fait dériver les électrons vers les fils d'amplification. La vitesse de dérive des électrons, constante quelle que soit la position dans cette région, permet de reconstruire la position le long de l'axe de dérive par la mesure du temps de dérive.
- **La région d'amplification** : Le fort champ électrique (régime proportionnel) autour des fils d'amplification (polarisée positivement et aussi appelés anode) accélère fortement les électrons et crée une avalanche. Dans cette zone, le signal est amplifié en fonction de la tension sur les fils d'amplification. Un pré-amplificateur de charge à la sortie des fils rend le signal induit par l'avalanche mesurable.
- **Les pistes de détection** : L'avalanche des électrons induit un signal sur la surface des pistes de détection. La distribution des charges sur les pistes dépend, notamment, du diamètre des fils, de la distance entre les fils et d'autres paramètres (voir [61]). La quantité

de charges collectée par chaque piste permet de déterminer la position où la particule est passée dans la chambre. L'électronique pour lire le signal de chaque piste est basée sur des cartes GASSIPLEX dont le fonctionnement est détaillé dans les références [62, 63].

### 3.1.2 Définition du gain

Le gain des fils d'amplification ( $G$ ) qui caractérise la capacité que possède une chambre à dérive à amplifier un signal à une pression donnée (voir eq. 3.1) est défini comme le ratio entre le nombre d'électrons secondaires ( $N_{secondaires}$ ) créés dans la zone d'amplification et le nombre d'électrons primaires ( $N_{primaires}$ ) créés dans la zone de dérive. Le nombre d'électrons secondaires peut être déterminé par l'amplitude du signal à la sortie du pré-amplificateur branché sur les fils d'amplification (voir l'annexe B). Cette amplitude est reliée à la capacité ( $C$ ) du pré-amplificateur, à l'amplitude maximale du signal ( $V_{max}$ ) collecté à sa sortie et à la charge élémentaire ( $e$ ). Le nombre d'électrons primaires est égal au rapport entre l'énergie totale déposée dans le gaz par la particule ( $E_{tot}$ ) et l'énergie moyenne nécessaire à la formation d'une paire électron-ion ( $w$ ), dans notre régime de fonctionnement on considère qu'aucun électron primaire n'est perdu lors de la dérive.

$$G = \frac{N_{secondaires}}{N_{primaires}} = \frac{C.V_{max}}{e} \frac{w}{E_{tot}} \quad (3.1)$$

En fonction du dépôt d'énergie de la particule, le gain des fils d'amplification doit être adapté pour pouvoir obtenir un signal, induit par les électrons secondaires, suffisant sur les pistes de détection. Dans le cas des cartes GASSIPLEX de Maya-Ito et des chambres à dérive de VAMOS chaque piste a une sensibilité de -3.6 mV/fC.

### 3.1.3 Choix du gaz et optimisation de la vitesse de dérive

Pour maximiser le nombre d'électrons primaires (et le gain) créés lors du passage des protons de 30 MeV dans le gaz, l'isobutane possédant un potentiel d'ionisation faible (23 eV) est choisi. La tension de cathode doit être telle que la vitesse de dérive des électrons est constante dans la zone de dérive. Il faut que cela soit vrai dans un certain domaine de tension autour de la tension choisie, les éventuelles fluctuations de champ électrique seront alors sans effet sur la vitesse de dérive, la reconstruction d'une position le long de l'axe de dérive est améliorée. Les fluctuations du champ peuvent être provoquées par des instabilités du générateur haute tension ou plus intrinsèquement par des imperfections géométriques des chambres à dérive. Pour estimer la tension de cathode nécessaire, le code Magboltz inclus dans la simulation Garfield [64] est utilisé. Ce code calcule la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique et de la pression du gaz.

La figure 3.2 représente la vitesse de dérive des électrons dans l'isobutane en fonction du

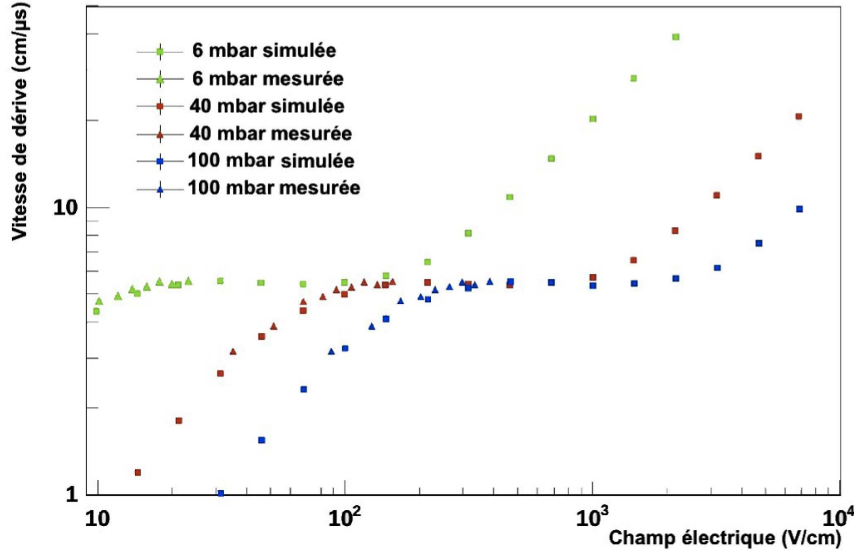


FIG. 3.2 – Vitesse de dérives des électrons dans l’isobutane pour différentes pressions. Les points bleus sont obtenus pour 100 mbar, les verts pour 50 mbar, les rouges pour 40 mbar. Les carrés sont obtenus avec la simulation Magboltz [64] et les triangles à partir de mesures [65]. Cette figure montre que le code Magboltz reproduit très bien les valeurs mesurées.

champ électrique pour différentes pressions. Pour s’assurer de la fiabilité des résultats du code pour l’isobutane, les résultats de la simulation (indiquée par des carrés) sont comparés à des mesures à basses pressions et faible champ électrique [65] (indiqués par des triangles). On constate que, pour les bas champs électriques, la simulation Magboltz est proche des données expérimentales citées. C’est aussi le cas à haute pression et fort champ électrique (Fig. 8 de la réf. [66]), ces résultats ne sont pas indiqués ici. La simulation Magboltz a donc été utilisée comme outil pour déterminer les vitesses de dérives dans l’isobutane.

La vitesse de dérives (voir Fig. 3.2) présente un plateau quelle que soit la pression, grâce à cette proportionnalité, il est donc possible d’obtenir une courbe globale réduite exprimée en V/cm/mbar. La vitesse nominale souhaitée est contenue dans un intervalle de 3 V/cm/mbar à 19 V/cm/mbar, idéalement à la valeur médiane de 11 V/cm/mbar.

### 3.2 Optimisation des paramètres de détection de protons de 23.5 MeV avec Maya-Ito

Les chambres à dérives de VAMOS n’ont jamais été utilisées pour la détection de protons de haute énergie. Il n’est pas évident qu’elles puissent fonctionner avec de telles particules qui plus est de haute énergie (gamme de 20-30 MeV, soit 25 MeV en moyenne). GANIL ne

peut toutefois pas accélérer de protons rendant une étude directe sur les chambres à dérive de VAMOS impossible. Des faisceaux de protons aux énergies d'intérêt peuvent être produits par le cyclotron U-120 situé à l'institut de physique nucléaire de Rez en République Tchèque. Le transport des chambres à dérive de VAMOS étant compliqué, pour réaliser la mesure le prototype compact Maya-Ito est utilisé dans sa configuration chambre à dérive, il est appelé Maya-Ito par la suite. L'étude qui suit concerne l'optimisation des paramètres de détection (pression d'isobutane et tensions) de la chambre à dérive Maya-Ito pour des protons de 23.5 MeV à l'institut de physique nucléaire situé à Rez en République Tchèque.

Le but de l'expérience est donc à la fois, une caractérisation de Maya-Ito (gain, claquage,...), la compréhension du fonctionnement de ce détecteur avec des protons et l'optimisation de la détection de ces protons en vue d'extrapoler ces paramètres pour les chambres à dérive de VAMOS.

### 3.2.1 Dispositif de l'expérience réalisée en République Tchèque

Le dispositif expérimental (Fig. 3.3) utilisé pour la mesure est le suivant : les protons sont accélérés à la limite de ce que peut délivrer le cyclotron soit,  $25 \text{ MeV} \pm 200 \text{ keV}$ . L'intensité du faisceau étant trop haute à  $0^\circ$ , la chambre à dérive Maya-Ito est placée à  $90^\circ$  pour détecter les protons de 23.5 MeV émis par diffusion élastique sur une cible d'aluminium de  $20 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Un masque avec un trou de 5 mm de diamètre est placé devant Maya-Ito pour réduire l'intensité à quelques dizaines de coups par seconde et pour collimater les protons vers une zone précise du détecteur. Un détecteur silicium de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur mesure l'énergie des protons ayant traversé Maya-Ito et déclenche l'acquisition. Un dégradeur est placé devant le détecteur pour stopper les particules lourdes et les protons dont l'énergie est inférieure à 20 MeV, ainsi seuls des protons issus de la diffusion élastique déclenchent l'acquisition.

Les dimensions de Maya-Ito sont données sur le schéma 3.1. La longueur de la zone de dérive qui sépare la cathode de la grille de Frisch (fils de diamètre  $50 \mu\text{m}$ ) dans Maya-Ito est de 27 mm. La grille de Frisch est séparée des fils d'amplification par une distance de 6.3 mm. La distance entre les fils d'amplification (fils de diamètre  $20 \mu\text{m}$ ) est de 2.6 mm. Au dessous des fils, les pistes de détection (1.5 mm de large et 15 mm de long) collectent les charges.

### 3.2.2 Mesure et analyse des données et des résultats

Pour la mesure, la gamme de pression d'isobutane utilisée a été de 20 à 100 mbar. La pureté du gaz choisie est de 3.5 c'est à dire de 99.95 %. La tension de cathode est appliquée pour obtenir une vitesse de dérive constante correspondant à un champ électrique de dérive de  $10 \text{ V/cm/mbar}$  (justifiée dans la section 3.1.3). Pour chaque pression, une mesure de gain est effectuée en augmentant la tension sur les fils d'amplification, jusqu'à atteindre la tension de claquage. La figure 3.4 donne l'évolution des tensions de claquage en fonction de la pression,

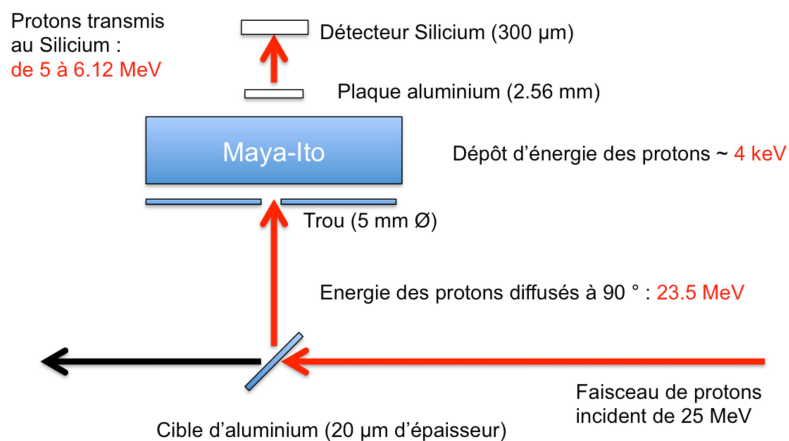


FIG. 3.3 – Schéma du dispositif expérimental utilisé à Rez pour optimiser les paramètres de détection de la chambre à dérivation Maya-Ito avec des protons de 23.5 MeV. Les protons ne déposent qu'environ 4 keV d'énergie dans Maya-Ito.

elles sont déterminées à  $\pm 50$  V.

L'énergie déposée dans l'isobutane de Maya-Ito par des protons de 23.5 MeV à des pressions de 20 à 100 mbar s'étale de 5 à 10 keV [60]. A titre de comparaison et dans les mêmes conditions, la perte d'énergie de particules  $\alpha$  de 5.6 MeV s'étale de 80 à 400 keV dans Maya-Ito.

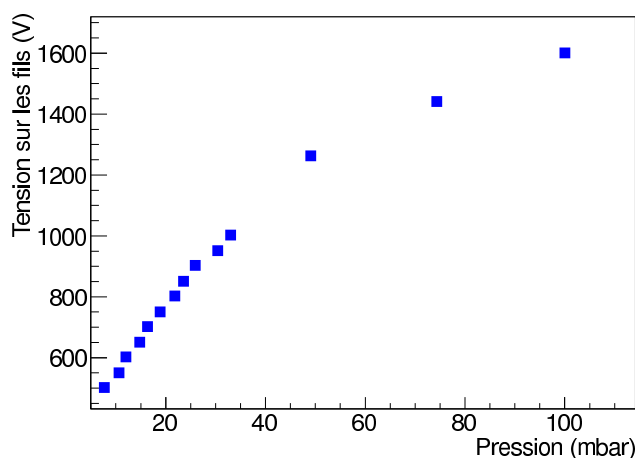


FIG. 3.4 – Tension maximale applicable sur les fils d'amplification de Maya-Ito avant claquage en fonction de la pression d'isobutane.

### Mesure du Gain

L'amplitude maximale obtenue à la sortie du pré-amplificateur des fils est mesurée en même temps que l'amplitude sur les pistes de détection et permet le calcul du gain (voir eq. 3.1). La figure 3.5 donne l'évolution du gain (voir eq. 3.1) en fonction de la tension appliquée sur les fils d'amplification pour différentes valeurs de pression. L'étude a été réalisée avec des particules d'une source alpha (5.6 MeV) et des protons de 23.5 MeV.

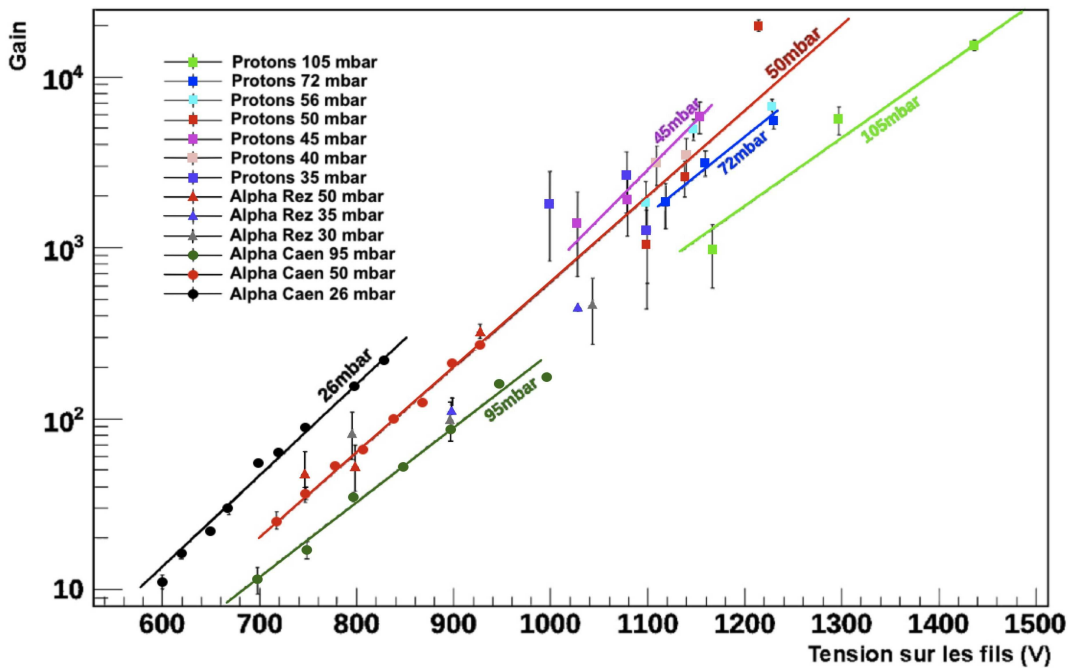


FIG. 3.5 – Évolution du gain en fonction de la tension appliquée sur les fils d'amplification de Maya-Ito. Le gain est calculé pour différentes pressions d'isobutane avec des alphas de 5.6 MeV (deux mesures notées Caen et Rez) et des protons de 23.5 MeV.

La tendance des courbes de gain dépend juste de l'énergie déposée par la particule. Le gain augmente exponentiellement avec la tension appliquée sur les fils d'amplification. La détection est admise dès qu'un signal d'au moins 50 mV est vu sur les pistes de détection. Ce seuil est choisi en fonction de la variation des piédestaux observée lors de l'expérience qui était de cet ordre de grandeur (voir fig. (a) 3.6). Pour détecter des protons de 23.5 MeV, la tension d'amplification doit être de 1000 V à 35 mbar dans Maya-Ito. Ces protons déposent en moyenne 100 fois moins d'énergie autour de la pression de 40 mbar qu'une particule  $\alpha$  issue d'une source, il faut donc le compenser en augmentant le gain d'un facteur 100 pour obtenir un signal avec la même amplitude. C'est pour cela que les premiers points de gain alpha sont situés autour d'un gain de 10 tandis que les premiers points protons autour du gain 1000.

### Signal généré par un événement proton

Simultanément à la mesure du gain, l'amplitude sur les pistes de détection est mesurée. Il va être ainsi possible de déterminer le gain minimum à appliquer pour observer un signal significatif sur les pistes.

Une soustraction des piédestaux doit être opérée pour extraire une amplitude correcte issue du signal proton. Les valeurs de piédestaux sont très sensibles aux basses tensions d'alimentation des cartes, les valeurs variaient de plusieurs centaines de millivolts d'une piste à une autre (voir un exemple sur la fig. 3.6 (a)) lors de cette expérience. C'est une limitation connue des cartes GASSIPLEX. Après soustraction, la ligne de base à 0 V est correctement reconstruite, le signal proton apparaît à une amplitude de 360 mV (voir fig. 3.6 (b)). Les barres d'erreur proviennent principalement de fluctuations lors de l'échantillonnage des données par l'oscilloscope.

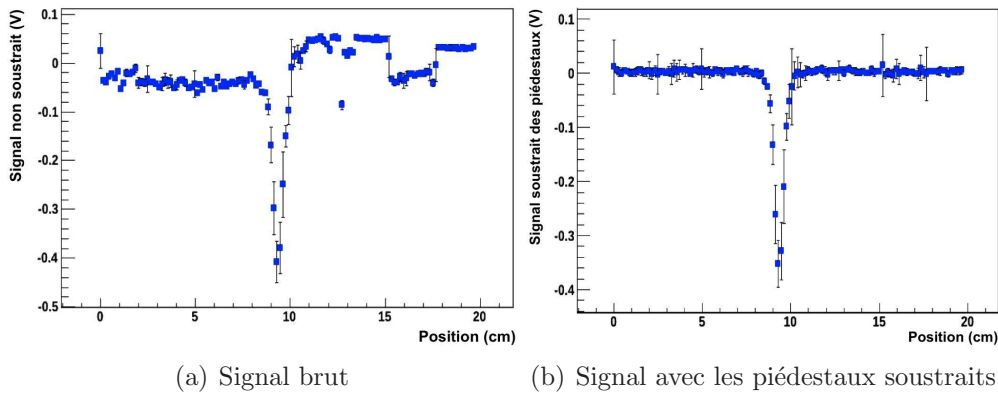


FIG. 3.6 – Signal brut issu d'un événement proton, mesuré à l'oscilloscope (a) et le même signal avec soustraction des piédestaux (b). Mesure à 45 mbar et 1140 V sur les fils d'amplification.

Avec des protons de 23.5 MeV, à 35 mbar un signal d'environ 50 mV d'amplitude commence à être discernable sur les pistes de détection et 1000 V de tension est appliquée sur les fils soit (voir fig. 3.5) un gain de 2000 (175000 électrons secondaires créés). En connaissant le dépôt d'énergie de la particule incidente, il est possible de déterminer le gain nécessaire (donc la tension à appliquer) à la détection de la particule en question. Cette conclusion sera utile pour l'extrapolation des paramètres pour les chambres à dérive de VAMOS. La figure 3.5 peut aussi être vue comme un abaque des caractéristiques du détecteur. La prochaine section concerne la reproductibilité du gain via la simulation.

Un signal significatif est vu sur les pistes de détection à partir d'une pression de 35 mbar. En moyenne 13 à 14 pistes sont touchées par proton à 40 mbar.

### 3.2.3 Simulations avec Garfield

Garfield [64] est un logiciel développé au CERN qui permet de simuler une chambre à dérive en deux dimensions basé sur une méthode Monte-Carlo. La géométrie simulée de Maya-Ito reprend les dimensions données dans la figure 3.1. Le gaz est de l'isobutane pur, dont les propriétés (vitesse de dérive, facteur de Townsend, facteur de diffusion...) utilisées sont générées par l'option Magboltz de Garfield.

Un travail d'analyse des paramètres d'entrées du code a été effectué, ils sont définis pour que les résultats représentent au mieux les conditions réelles. Le nombre de collisions maximal entre deux étapes de calcul est égal à 100. Le pas de distance est lié au libre parcours moyen des électrons dans le gaz, il est choisi à 175  $\mu\text{m}$ . Le rayon de piégeage est un coefficient qui multiplie le rayon du fil d'amplification et définit la distance à partir de laquelle le calcul d'avalanche est arrêté. Pour les calculs au dessus de 50 mbar il est égal à la valeur par défaut de 1, mais pour les pressions plus basses il est placé à 2. En effet, à basse pression Garfield sur-estime l'avalanche et le nombre d'électrons sature le calcul, et pour l'éviter il faut augmenter la valeur de ce rayon.

Il faut cependant noter qu'aux gammes de pressions de quelques dizaines de mbar, hormis la valeur du rayon de piégeage, les valeurs choisies ci-dessus n'ont pas d'influence sur les résultats du calcul de gain. Le résultat d'une simulation est donné sous la forme d'une distribution du nombre d'électrons secondaires créés par l'avalanche ( $A$ ) qui est ajustable par une fonction dite de Polya donnée par l'équation 3.2 [67].

$$P(A) = p_0 \cdot \left( \frac{A(1+p_2)}{p_1} \right)^{p_2} \exp \frac{A(1+p_2)}{p_1}, \quad (3.2)$$

Avec les paramètres d'ajustement,  $p_0$  qui est un facteur statistique,  $p_1$  est le gain moyen et  $p_2$  est relié à la fraction d'électrons dont l'énergie excède le seuil d'énergie d'ionisation [67].

Les simulations sont entreprises pour différentes pressions (25, 50 et 100 mbar) et pour des tensions appliquées sur les fils d'amplification comprises entre 600 et 1400 V. La comparaison entre les mesures et les simulations est montrée sur la figure 3.7. Il y a deux séries de mesures expérimentales à haute pression (95 et 105 mbar). Pour réduire le nombre de courbes, seule une simulation Garfield à 100 mbar est présentée.

Les gains obtenus dans les simulations (triangles sur la figure 3.7) sont respectivement 7.5, 13 et 29 fois plus grands que les mesures (représentées avec des carrés dans le cas de mesures avec des alphas et des cercles avec des protons) à 100, 50 et 26 mbar. Cependant la tendance de la courbe simulée est la même que la courbe mesurée. Les paramètres d'entrée comme le rayon de piégeage ou le pas de distance ont été modifiés pour tenter de corriger cette différence de gain, mais aucun résultat significatif n'a été obtenu. L'augmentation du rayon de piégeage fait décroître le gain mais la tendance de la courbe ne respecte plus celle de la mesure. La modification du pas de distance n'affecte pas le gain, probablement parce qu'à cette gamme



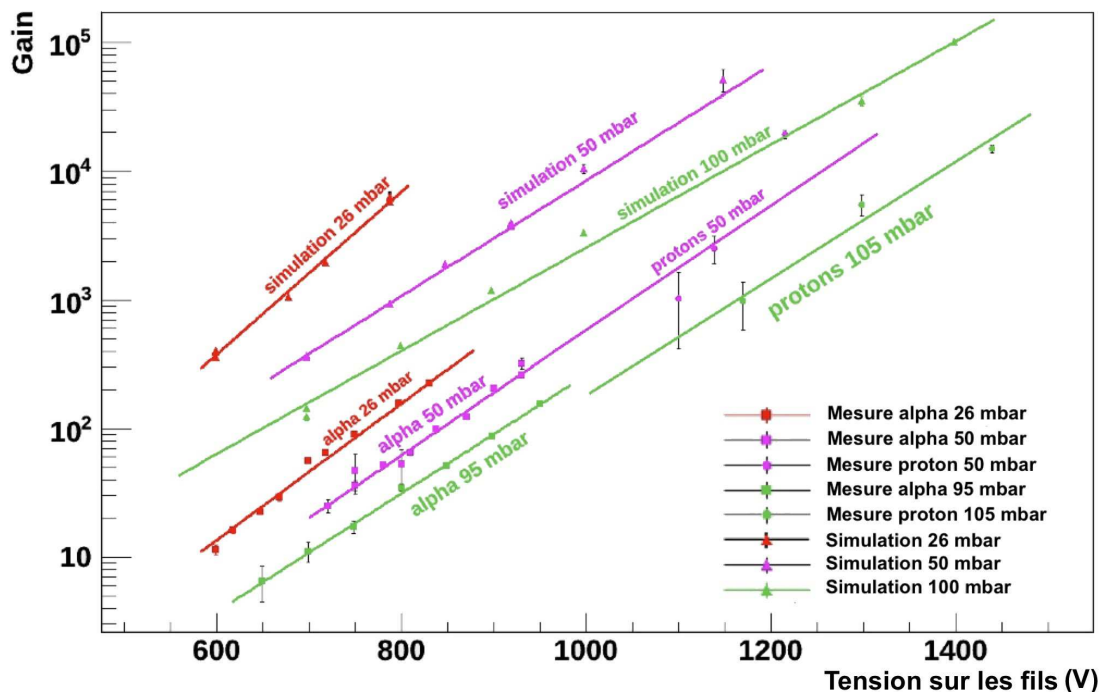


FIG. 3.7 – Gain en fonction de la tension des fils d’amplification sur Maya-Ito pour différentes pressions. Les points expérimentaux sont des carrés et des cercles et les points issus de la simulation sont des triangles. On constate un décalage entre les simulations et les résultats expérimentaux, par un facteur compris entre 7 et 29.

de pression ce paramètre n’est pas pertinent. Pour conclure, il n’est pas possible de reproduire le gain mesuré avec Garfield dans cette gamme de pression. La tendance de la courbe de gain est reproduite avec la simulation mais il faut la normaliser. Ce comportement n’est pas détaillé dans la documentation Garfield.

### 3.2.4 Conclusions de l’expérience

L’expérience réalisée à l’institut de physique nucléaire situé à Rez en République Tchèque démontre que des protons de 23.5 MeV d’énergie peuvent être détectés avec la chambre à dérive Maya-Ito à partir d’une pression de 35 mbar d’isobutane associée à 1000 V de tension sur les fils d’amplification. Cela permet de générer un signal de 50 mV sur les pistes de détection.

Cette expérience a permis une caractérisation de Maya-Ito pour de potentielles futures mesures : les tensions de claquage, la tension de cathode à appliquer pour obtenir une vitesse de dérive constante, ainsi que les courbes de gain pour différentes pressions. L’expérience a aussi pu valider l’utilisation du logiciel Garfield, sous certaines conditions, pour ces gammes

de pressions. En effet, les tendances des courbes de gain sont reproduites mais pas la valeur absolue, une normalisation est nécessaire.

Concernant l'extrapolation aux chambres à dérive de VAMOS et la déduction des paramètres pour la détection des protons de 23.5 MeV dans ces dernières, la situation n'est pas aussi simple. En effet l'outil de simulation Garfield ne permet pas de reproduire la valeur des gains en absolu mais juste la tendance de la courbe. Pour effectuer une extrapolation, il faudrait disposer d'une première courbe de normalisation du gain, puis d'une deuxième courbe de normalisation de la géométrie qui diffère entre les deux chambres à dérive. Trop d'incertitudes pèsent sur cette méthode.

Une solution (présentée dans la prochaine section) pour effectuer cette extrapolation, en s'appuyant sur l'expertise acquise avec Maya-Ito, réside dans la mesure du gain des chambres à dérive de VAMOS avec une source alpha. On obtient ainsi avec les alphas une première partie de la courbe de gain. La simulation permet ensuite de déduire la tendance de la courbe complète, modulo une normalisation du gain à partir des points expérimentaux alpha. A partir de ces courbes de gain, les valeurs de tensions et de pressions pour détecter des protons allant jusqu'à 30 MeV seront déduites.

## 3.3 Optimisation des paramètres de détection pour les chambres à dérive de VAMOS

### 3.3.1 Dimensions

Le spectromètre VAMOS est composé de deux caissons comportant chacun deux chambres à dérive. La figure 3.8 (adaptée de [68]) donne les dimensions d'un caisson, la partie a) donne une vue de côté des deux chambres. La longueur de la zone de dérive qui sépare la cathode de la grille de Frisch (fils de diamètre 50  $\mu\text{m}$ ) est de 150 mm. La grille de Frisch est séparée des fils d'amplification par une distance de 15 mm. La distance entre les fils d'amplification (fils de diamètre 20  $\mu\text{m}$ ) est de 10 mm. La partie b) de la figure 3.8 est une vue de dessus des deux plans de pistes de détection de 40 mm de long qui collectent les charges. Le premier plan de pistes est décalé d'une demi-piste par rapport au second. Cela permet d'améliorer la reconstruction en compensant la zone morte de 0.38 mm entre chaque piste de 6.02 mm de large.

### 3.3.2 Gain et signal induit sur les pistes

La caractérisation du gain des quatre chambres à dérive (notées DC 0, DC 1, DC 2 et DC 3) de VAMOS a été effectuée avec une source  $3\alpha$  standard. Un même alpha parcourt DC 0, DC 1, DC 2 et DC 3 déposant une énergie différente dans chacune. Pour différentes pressions d'isobutane, le gain est mesuré en augmentant la tension appliquée sur les fils d'amplification

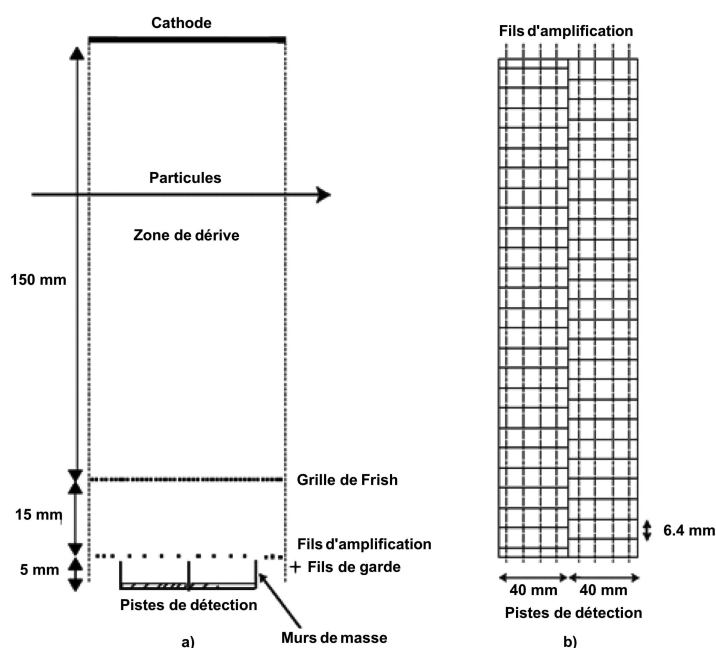


FIG. 3.8 – Schéma d'un caisson de VAMOS composé de deux chambres à dérivation (adapté de [68]). (a) vue de côté, (b) vue de dessus.

jusqu'à atteindre la tension de claquage (voir fig. 3.9).

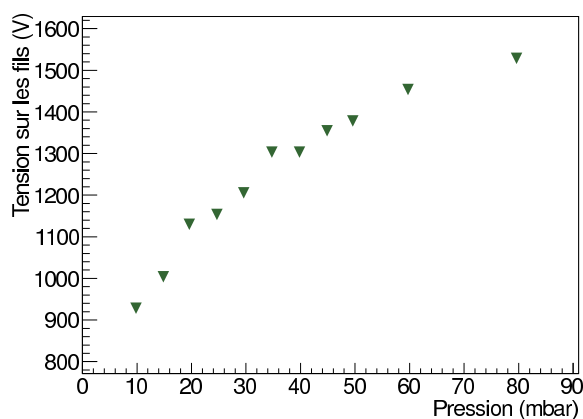


FIG. 3.9 – Tension maximale applicable sur les fils d'amplification des chambres à dérivation de VAMOS avant claquage en fonction de la pression.

La figure 3.10 donne le gain des chambres à dérivation de VAMOS en fonction de la tension appliquée sur les fils d'amplification à 40 mbar de pression d'isobutane. Différentes pressions ont été étudiées (de 16 à 60 mbar), seule la courbe de gain à 40 mbar est présentée ici, car au regard du gain mesuré, c'est a priori autour de cette pression qu'il est le plus probable que les chambres fonctionneront. La courbe composée de carrés bleus correspond à la simulation

Garfield. Les conclusions sur le comportement de la simulation à ce régime de pression sont les mêmes que pour Maya-Ito, il faut une normalisation.

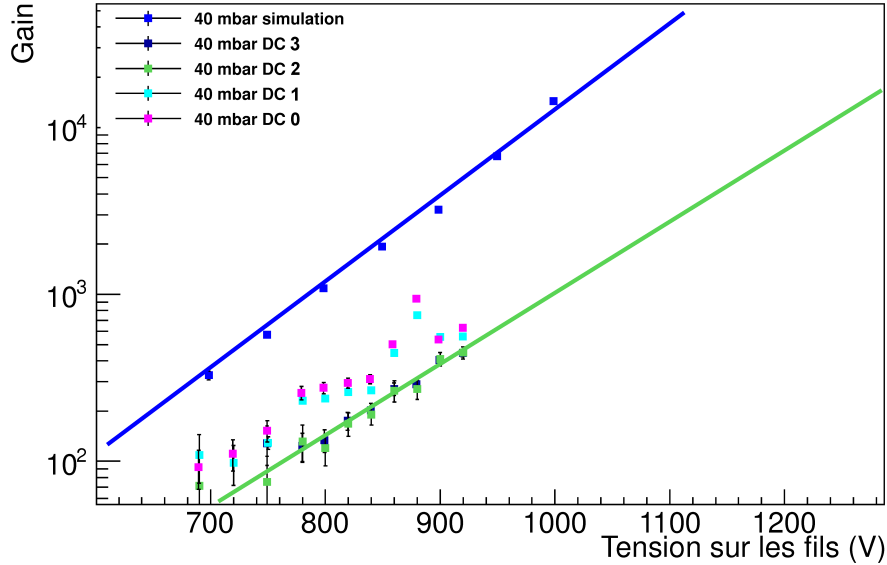


FIG. 3.10 – Gain des quatre chambres à dérive de VAMOS obtenu avec une source  $\alpha$  en fonction de la tension appliquée sur les fils d’amplification pour 40 mbar d’isobutane. En bleu le gain obtenu par une simulation avec Garfield.

Les gains expérimentaux montrent que les chambres à dérive, bien qu’identiques, n’ont pas les mêmes performances. Le premier caisson (DC 0 et DC 1) de chambres est plus performant que le deuxième. Ces divergences proviennent probablement de différences minimes de géométries des caissons lors de leur construction et/ou de qualité des fils d’amplification. Ce comportement est le même pour toutes les pressions étudiées.

Pour ce qui est du signal induit sur les pistes, nous avons réussi à obtenir avec DC 2 et DC 3 (chambres les moins performantes) un signal sur les pistes de détection d’environ 90 mV sur la gamme de 300 mV de l’ADC avec des alphas déposant 480 keV à 40 mbar et 750 V de tension sur les fils. La lecture de la figure 3.10 indique dans ces conditions que le gain moyen du deuxième caisson de chambre à dérive est d’environ 70.

A 40 mbar les protons déposent environ 10 keV dans une chambre à dérive, soit 48 fois moins d’énergie. Pour pouvoir les détecter avec la même amplitude d’environ 90 mV sur le deuxième caisson il faut que les gains soient de  $48 \times 70 = 3360$ . Ces gains sont atteints à 40 mbar avec une tension sur les fils d’environ 1100 V (voir la fig. 3.10). La courbe 3.9 permet de vérifier que ces gains sont atteignables car la tension de claquage sur les chambres à 40 mbar est de 1300 V.

Le nombre de pistes touchées est un paramètre important car il en faut au minimum trois pour pouvoir reconstruire correctement la position d’un événement (voir sous-section 6.3). Il a été mesuré dans Maya-Ito une multiplicité minimale de 13 pistes à 40 mbar. VAMOS possède

des pistes 4.2 fois plus larges, cela permet de prévoir une multiplicité minimale de 3 pour des trajectoires perpendiculaires à la chambre.

### **3.3.3 Conclusions sur les valeurs de paramètres à appliquer**

Grâce aux études précédentes, pour détecter des protons d'environ 25 MeV avec les chambres à dérive de VAMOS, il faut 40 mbar d'isobutane avec au moins 1100 V de tension sur les fils d'amplification pour assurer cette détection (produisant un signal d'environ 90 mV d'amplitude sur les pistes). Le caisson comportant DC 3 et DC 2 est légèrement moins performant, il faudra veiller à éventuellement diminuer la tension d'amplification sur le premier caisson pour avoir le même gain entre les caissons. Le plateau de vitesse de dérive (fig. 3.2) est obtenu, pour 40 mbar d'isobutane et une zone de dérive de 15 cm (fig.3.8), à partir de -1800 V sur la cathode. Ces tensions sont indicatives, elles seront ajustées en fonction des conditions expérimentales.

# Chapitre 4

## Dispositif et protocole expérimental

Dans ce chapitre, on décrit le dispositif expérimental qui a été employé pour mesurer les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  (énergie des états excités, leur spin et les différentes largeurs) dans la zone d'intérêt astrophysique qui s'étend d'environ 6.0 MeV à 7.7 MeV d'énergie d'excitation.

Afin de déterminer l'énergie des états du  $^{19}\text{Ne}$ , l'énergie des protons  $p'$  issus de la diffusion inélastique d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  sur une cible de protons est mesurée. Pour obtenir la meilleure résolution possible en énergie en cinématique inverse, la mesure de l'énergie des protons  $p'$  est effectuée à  $0^\circ$ . A cet angle, le faisceau incident qui n'a pas réagi avec la cible est mélangé avec les protons  $p'$ . L'idée qui a été proposée est d'utiliser le spectromètre VAMOS à GANIL pour séparer les protons émis à  $0^\circ$  du faisceau incident. Le spectromètre via la méthode de reconstruction des trajectoires permettra de déduire l'énergie des protons  $p'$  avec une résolution en rigidité magnétique de l'ordre de 0.1 %.

Les distributions angulaires des particules de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  ( $\alpha$  et  $p'$ ) sont mesurées dans un détecteur annulaire appelé CD-PAD placé derrière la cible. Ces distributions angulaires donnent accès au spin des états du  $^{19}\text{Ne}$ .

Enfin les largeurs partielles sont déduites de la mesure des rapports d'embranchement proton et alpha.

La première section présente brièvement la méthode de production et les caractéristiques du faisceau radioactif de  $^{19}\text{Ne}$  produit à GANIL. Le spectromètre VAMOS est ensuite décrit, puis le CD-PAD est présenté. La section 4.4 donne brièvement la logique de l'électronique d'acquisition. Le protocole de mesure est présenté dans la dernière section.

### 4.1 Le faisceau de $^{19}\text{Ne}$

Le  $^{19}\text{Ne}$  est un noyau radioactif d'une demi-vie de 17.29 s. L'installation SPIRAL1 (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) à GANIL permet de produire des fais-

ceaux d'ions radioactifs via la méthode ISOL (Isotopic Separation On Line). Pour produire le  $^{19}\text{Ne}$ , un faisceau primaire de  $^{20}\text{Ne}$  est accéléré jusqu'à 95 MeV/nucléon via les accélérateurs CSS1 (Cyclotron à Secteurs Séparés) et CSS2. Ce faisceau est envoyé sur l'ensemble cible-source en carbone de SPIRAL1. La collision de ce faisceau avec la cible produit de nombreuses particules radioactives par fragmentation. Une sélection des particules d'intérêt est opérée puis l'accélérateur CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie) permet de post-accélérer ce faisceau à 10 MeV/nucléon. Le taux de production du  $^{19}\text{Ne}$  était de l'ordre de  $1.10^8$  particules par seconde (pps) avec un taux de pureté de 100 %. Pour l'expérience, l'intensité a été réduite à  $2.10^7$  pps par les fentes en émittance (émittance horizontale  $5\pi$  mm.mrad verticale  $12\pi$  mm.mrad) et en énergie (largeur 4 mm). Cette dernière largeur donne au faisceau une résolution en énergie théorique  $\sigma=0.03$  %. Le faisceau était complètement épluché.

## 4.2 Le spectromètre VAMOS

Pour cette expérience le spectromètre VAMOS permet de mesurer l'énergie des protons  $p'(B\rho=0.649-0.790$  T.m) le traversant, tout en rejetant le faisceau incident de  $^{19}\text{Ne}$  ( $B\rho=0.866$  T.m) ainsi que les ions dont l'énergie n'est pas compatible avec l'acceptance ou la rigidité magnétique du spectromètre.

### 4.2.1 Caractéristiques techniques

Le spectromètre VAMOS (Variable Angle MOde Spectrometer) [68, 69, 70] est un instrument situé à GANIL. Comme indiqué sur la figure 4.1, il est composé de deux quadrupôles magnétiques. Les caractéristiques de ces derniers donnent au spectromètre une grande acceptance angulaire, jusqu'à 80 msr, et jusqu'à  $\pm 25\%$  en rigidité magnétique. Le dipôle magnétique permet de créer une dispersion des particules en fonction de leur rigidité magnétique. Enfin un filtre de Wien (qui n'est pas représenté car il n'a pas été utilisé pour cette expérience) peut-être utilisé pour faire une sélection en vitesse des particules. L'ensemble du spectromètre peut être tourné jusqu'à  $60^\circ$ . En fonction des besoins, différentes configurations peuvent être employées : utilisation des quadrupôles seuls, utilisation des quadrupôles et du dipôle ou utilisation de l'ensemble quadrupôles, dipôle, filtre de Wien.

Le système de détection de VAMOS pour cette expérience se compose successivement :

- de deux caissons de chambres à dérive, contenant chacun deux chambres à dérive permettant la mesure de la position suivant les axes X et Y des particules les traversant puis de reconstruire les angles de ces dernières. Les caractéristiques des caissons des chambres à dérive sont données dans la section 3.3. Pour l'expérience, la pression d'isobutane appliquée est de 40 mbar avec des tensions de 1000 V sur les fils et de -2200 V sur les cathodes.

## 4.2. Le spectromètre VAMOS

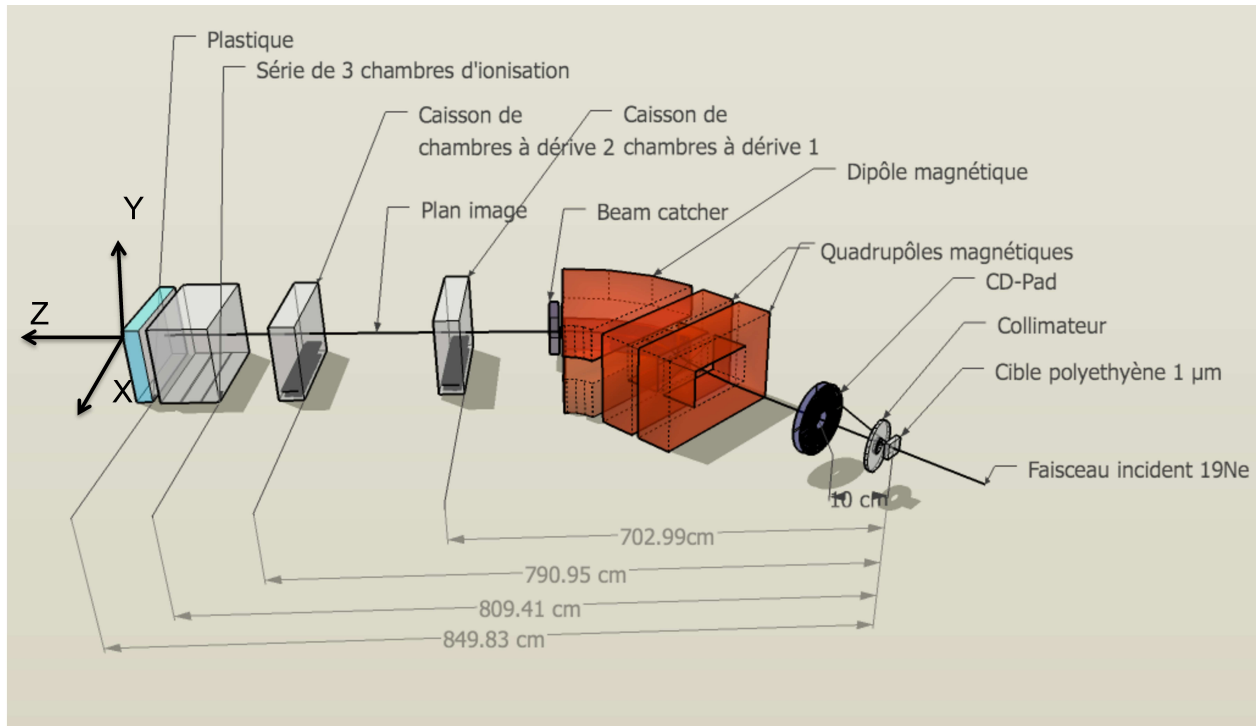


FIG. 4.1 – Schéma du dispositif expérimental (adapté du schéma de M Caamano).

- d'une série de trois chambres d'ionisation donnant une perte d'énergie  $\Delta E$  (proportionnelle à la charge  $Z$ ). Une pression de 90 mbar, une tension de cathode de -1000 V et une tension sur les fils de 240 V et de 720 V sur les pistes de détection ont été choisies.
- et enfin d'un scintillateur plastique épais qui arrête les particules. Il fournit l'information sur leur énergie résiduelle ainsi qu'un signal temps. Ce dernier constitue un des deux déclenchements de l'acquisition des données. Deux photomultiplicateurs sont couplés de chaque côté au scintillateur pour mesurer la lumière produite par les particules.

Les chambres d'ionisation n'ont pas été réglées pour voir un signal proton, car cette information est inutile. Cependant, elles sont utilisées pour récupérer une information sur la perte d'énergie d'éventuelles particules plus lourdes. Une plaque de plomb rectangulaire (appelée beam catcher sur la figure 4.1) de 9 mm d'épaisseur et de 96 mm de hauteur a été ajoutée à la sortie du dipôle pour assurer la protection des détecteurs contre d'éventuelles particules du faisceau incident. En effet si la différence entre la rigidité magnétique du dipôle  $B\rho_{ref}$  et celle du faisceau incident ( $B\rho = 0.866 \text{ T.m}$ ) devient inférieure à 25 % alors il faudra déplacer cette plaque pour bloquer une éventuelle traîne de faisceau incident qui risquerait d'endommager les chambres à dérive.



### 4.2.2 Principe du processus de reconstruction

Le spectromètre VAMOS permet une caractérisation et une identification non ambiguë des particules qui le traversent (voir la figure 4.2). Les chambres à dérive de VAMOS permettent de reconstruire la position horizontale  $X$  à partir des charges collectées sur les pistes qui tapissent toute la largeur des chambres. La position verticale  $Y$  est reconstruite à partir du temps de dérive des électrons obtenu entre le signal de déclenchement dans le plastique et le signal des fils d'amplification des chambres à dérive (voir l'annexe B.1.2). Les distances séparant les chambres à dérive du point cible sont notées sur le schéma 4.1. Pour cette expérience, les chambres ont été éloignées le plus possible l'une de l'autre pour améliorer la résolution angulaire. La position ( $X_f$ ,  $\theta_f$ ,  $Y_f$  et  $\phi_f$ ) au plan image (fig. 4.1) de la particule est déterminée à partir des mesures de position sur les plans de pistes de détection des chambres à dérive.

La position des particules au plan image de VAMOS dépend du mode optique choisi. Dans cette expérience l'optique nominale de VAMOS est utilisée. En effet c'est elle qui donne la meilleure résolution en moment estimée en théorie à  $10^{-3}$  [70], l'analyse complète de la résolution du spectromètre est donnée dans la section 6.7. VAMOS est souvent qualifié de spectromètre « logiciel » : en effet la mesure de la position de la particule au plan image est comparée avec des trajectoires simulées, dont les caractéristiques initiales ( $B\rho$ ,  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  et  $L$ ) sont connues. Toute cette description correspond à la partie (a) de la figure 4.2, seule cette partie est réellement utilisée pour cette expérience.

La partie (b) de la figure 4.2 présente le processus d'identification. Celui-ci n'est pas indispensable dans cette expérience. A partir de la mesure de temps de vol, de la perte d'énergie dans les chambres d'ionisation et de l'énergie totale des particules il est possible de déterminer la masse et l'état de charge de la particule. A noter qu'à l'origine le spectromètre VAMOS a été conçu et optimisé pour détecter et identifier des ions lourds. Son utilisation pour la détection et la mesure précise des énergies de protons est inédite. Tout un travail de reconfiguration et d'adaptation des chambres à dérive a été nécessaire au préalable : espacement des détecteurs, définition de la pression et des tensions nominales de fonctionnement, modification des épaisseurs des fenêtres d'entrée-sortie. Le détail de l'obtention des pressions et des tensions de fonctionnement est donné dans le paragraphe 3.3.

## 4.3 Le CD-PAD et le collimateur

Le CD-PAD [71] (voir la figure 4.2) est un détecteur annulaire en silicium composé de deux étages qui forment un télescope  $\Delta E-E$ . Il est situé à 100 mm de la cible, ce qui permet de couvrir la cinématique de toutes les particules de décroissance  $\alpha$  émises par le  $^{19}\text{Ne}^*$  dont l'angle d'émission dans le laboratoire est supérieur à  $5.20^\circ$  (voir paragraphe 2.2). Cette angle limite provient de l'ouverture centrale du détecteur. Ainsi, le CD-PAD couvre toute la cinématique (hormis l'ouverture centrale) des protons  $p''$  en dessous de 7.6 MeV d'énergie d'excitation, au

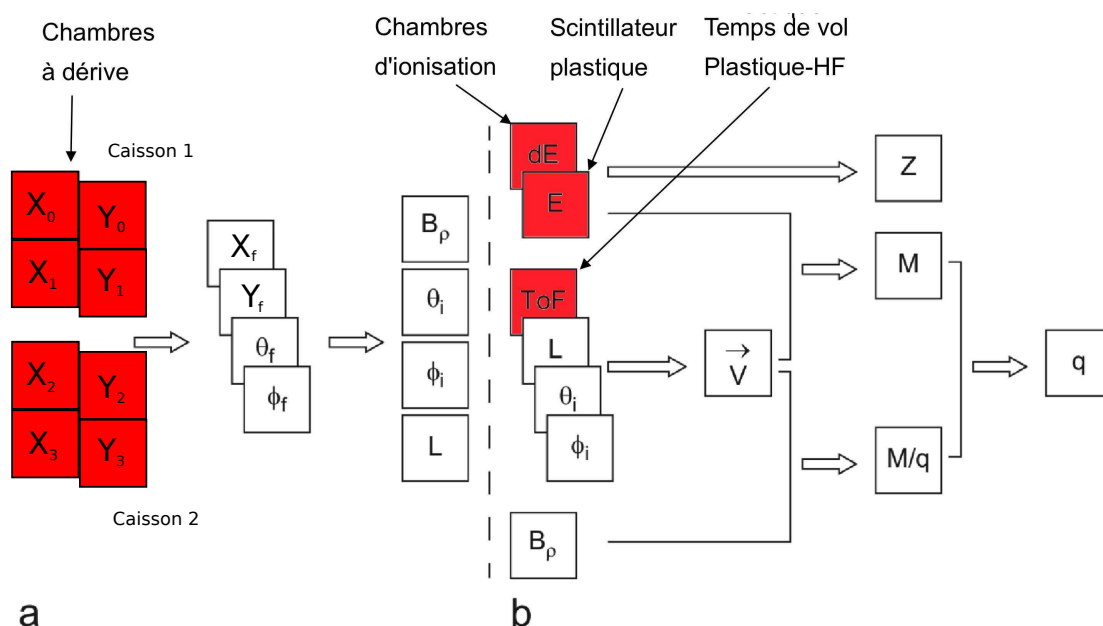


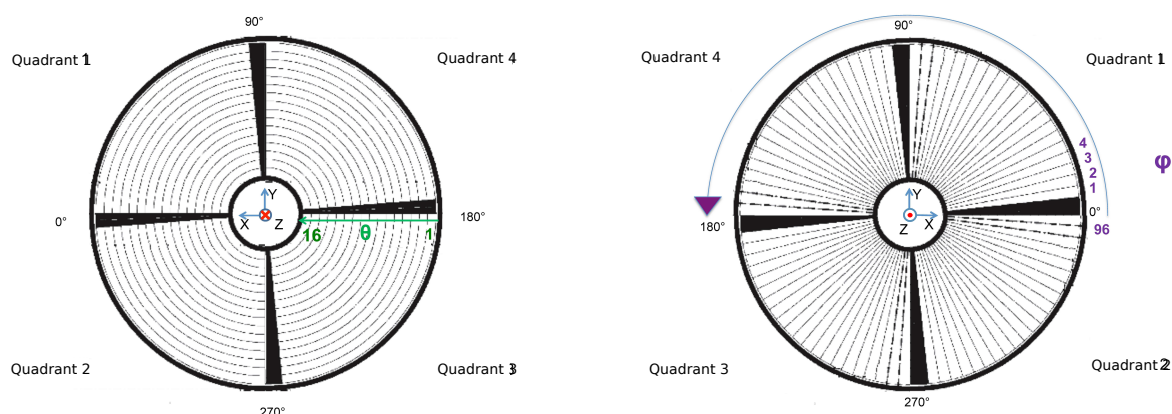
FIG. 4.2 – Schéma de l'algorithme de caractérisation et d'identification des particules par le spectromètre VAMOS. En rouge sont les grandeurs mesurées, en blanc celles déduites. La partie (a) donne la reconstruction des paramètres  $B\rho$ ,  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  et  $L$  à partir de la mesure de la position  $X$  et  $Y$  dans les deux chambres à dérive. Chaque chambre donne deux valeurs de  $X$  à partir des deux rangées de pistes, et une position  $Y$  à partir du temps de dérive des électrons dans la chambre. La partie (b) donne les étapes d'identification en masse et en charge de la particule à partir des mesures complémentaires de temps de vol et d'énergie.

delà, une partie des angles d'émission sont supérieurs à la couverture du CD-PAD. Le CD-PAD permet l'identification et la mesure de l'énergie de ces particules. Il donne ainsi accès à la mesure de la distribution angulaire des particules en coïncidence avec les protons  $p'$  détectés dans VAMOS.

Un collimateur en plomb de 6 mm d'épaisseur, placé à 9 mm de la cible dont l'ouverture centrale fait 13.5 mm de diamètre a été ajouté pour assurer l'arrêt d'un éventuel halo de particules présent avec le faisceau. La mise en place de ce collimateur requiert une précision de l'ordre du millimètre pour ne pas bloquer des particules d'intérêt, une estimation précise de sa position est possible lors de l'analyse des données (voir le paragraphe 5.4.2).

- L'étage  $\Delta E$ , aussi appelé CD, (voir la figure 4.3) est composé de quatre quadrants identiques numérotés de 1 à 4. Chaque quadrant est segmenté suivant des anneaux sur la face avant et suivant des secteurs sur la face arrière. Leur épaisseur est d'environ  $35 \mu m$ . Chaque piste de la face avant du CD est identifiée suivant une valeur de 1 à 16 (16 est la piste interne et 1 la

piste la plus externe), les pistes de la face arrière sont numérotées de 1 à 96 dans le sens horaire (la piste 1 suit l'axe x). L'intersection des pistes de la face avant et arrière forme 1536 pixels et permet de reconstruire l'angle d'émission de la particule.



(a) Schéma de la face avant du CD. 16 est le numéro de la piste interne et 1 celui de la piste externe. La face avant permet de mesurer les angles  $\theta$ . (b) Schéma de la face arrière du CD, 1 est le numéro de la piste suivant l'axe X puis la numérotation s'incrémente suivant la flèche. La face arrière permet de reconstruire les angles  $\phi$

FIG. 4.3 – Schéma des deux faces de l'étage  $\Delta E$  (encore appelé CD). Les intersections des pistes de la face avant et arrière forment 1536 pixels (source : [71]).

Comme l'indique la figure 4.4, la trajectoire de la particule détectée dans le CD-PAD est définie suivant deux angles appelés  $\theta = (\overrightarrow{Cz}, \overrightarrow{CM})$  et  $\phi = (\overrightarrow{Ox}, \overrightarrow{OM})$ , ces deux angles correspondent aux coordonnées sphériques dans le repère cartésien (Oxyz).

- L'étage E aussi appelé PAD, comporte aussi quatre quadrants, chaque quadrant est un détecteur silicium qui mesurent environ 1.5 mm d'épaisseur. Ils ont la même dimension que les quadrants de l'étage  $\Delta E$  et sont placés en vis-à-vis.

Pour la suite de l'analyse des données, et notamment pour déterminer les efficacités géométriques (paragraphe 5.4.1), il est important de caractériser la géométrie du CD, notamment celle de la face avant comportant les pistes en anneaux. Les dimensions sont données par rapport au référentiel indiqué sur la figure 4.4. Le constructeur fournit la dimension des pistes et indique que les 16 pistes en anneau occupent une zone active de 9 mm à 41 mm de rayon, chaque piste fait 2 mm et comporte une zone d'inter-piste en  $SiO_2$  de 0.1 mm soit 5 % de la surface active de la face avant.

A la différence de ce qui est indiqué dans la thèse de J.C. Dalouzy [52] utilisant aussi le CD-PAD, le centre du détecteur ne correspond pas au centre géométrique des pistes en anneaux. La définition de la géométrie du détecteur doit être donnée par rapport au centre du détecteur, ce

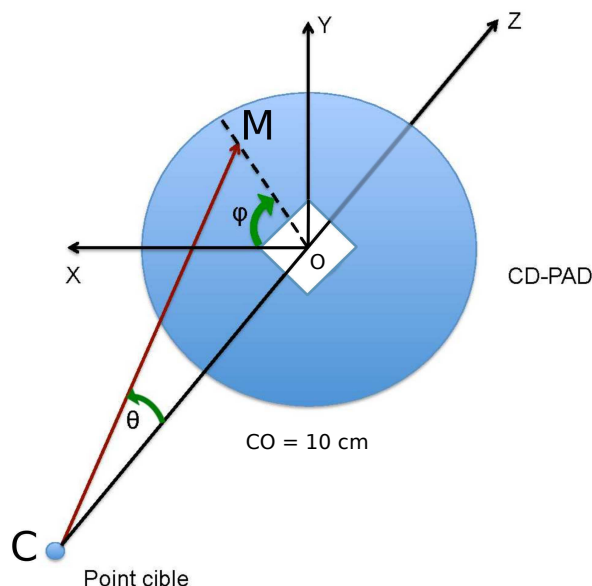


FIG. 4.4 – Schéma représentatif du système d’axes associé au CD-PAD avec les deux angles mesurés,  $z$  correspond à l’axe du faisceau.

qui la rend plus complexe. Le tableau 4.1 donne les dimensions de chaque piste pour le quadrant 1 du détecteur. Les pistes des autres quadrants ont les mêmes dimensions, cependant les angles  $\phi$  devront être tournés de  $\pm 90^\circ$ .

Chaque piste en secteur de la face arrière couvre un angle  $\Delta\phi$  de  $3.4^\circ$  avec un rayon minimum de 9 mm et maximum de 41 mm. Par quadrant, la face active arrière occupe  $81.6^\circ$  sur les  $90^\circ$  possibles. A noter, une couche morte d’aluminium est aussi présente sur la surface du détecteur d’environ  $0.25 \mu\text{m}$  d’épaisseur. Les tensions appliquées aux quadrants du CD sont de -20 V. Les tensions sur les quadrants du PAD sont de -290 V sur le 1, -300 V sur le 2, -350 V sur le 3 et -280 V sur le 4.

Il est important de noter que même si le détecteur est circulaire l’ouverture centrale est un carré de côté 9.46 mm avec ses sommets orientés suivant les axes X et Y. A 10 cm de la cible cette ouverture couvre un angle solide de 8.9 msr.

## 4.4 Electronique et logique associée

Les schémas d’électronique sont donnés dans l’annexe B. Seuls les éléments importants pour la suite de l’analyse sont indiqués dans ce paragraphe.

Numéro de piste	Rayon min (mm)	$\theta_{min}$	Rayon max (mm)	$\theta_{max}$	$\phi_{min}$	$\phi_{max}$
16	9.1	5,20°	10.99	6,27°	7.3°	69.9°
15	11.09	6,33°	12.99	7,40°	6.0°	71.8°
14	13.09	7,46°	14.98	8,52°	5.0°	73.1°
13	15.08	8,58°	16.98	9,64°	4.3°	74.0°
12	17.08	9,70°	18.97	10,75°	3.7°	74.8°
11	19.07	10,81°	20.97	11,85°	3.3°	75.5°
10	21.06	11,91°	22.96	12,95°	2.7°	75.9°
9	23.06	13,00°	24.95	14,03°	2.5°	76.4°
8	25.05	14,09°	26.95	15,10°	2.3°	76.8°
7	27.04	15,16°	28.94	16,17°	2.0°	77.1°
6	29.04	16,22°	30.93	17,22°	1.8°	77.3°
5	31.03	17,27°	32.93	18,26°	1.7°	77.6°
4	33.03	18,31°	34.92	19,28°	1.5°	77.8°
3	35.02	19,34°	36.92	20,30°	1.2°	77.9°
2	37.01	20,35°	38.91	21,30°	1.1°	78.1°
1	39.00	21,35°	40.90	22,29°	1.1°	78.3°

TAB. 4.1 – Dimensions de chaque piste en anneau pour le quadrant 1. Les angles sont donnés dans le référentiel du laboratoire. Les valeurs d’angle  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$  sont aussi équivalentes à celles de rayon minimale et maximale, qui sont déterminées par le produit de la tangente de  $\theta$  et de la distance CD-PAD point-cible. Les deux autres valeurs d’angles  $\phi_{min}$  et  $\phi_{max}$  servent à délimiter l’arc couvert par un anneau d’un quadrant.

L’acquisition (trigger GMT) peut être déclenchée par deux signaux différents (ou logique) :

- Le premier provient du photomultiplicateur situé à gauche du plastique de VAMOS par rapport à la direction du faisceau dont le schéma d’électronique associé est donné sur la figure B.1 dans l’annexe B.
- Le second déclenchement provient du OU logique des quatre quadrants du PAD, voir la figure B.3. Du fait du fort taux de comptage dans les voies du PAD, seul un centième des événements venant du OU logique des quadrants du PAD déclenchent l’acquisition. Ce déclenchement du PAD est présent en tant que diagnostic pour vérifier la nature des particules allant dans le CD-PAD et contrôler la position du faisceau.

Le temps mort des GAMERS gérant les châssis de l’électronique associée au CD-PAD vaut au maximum 300  $\mu$ s, tandis que le temps mort du GMT est fixe et vaut 100  $\mu$ s. Le temps mort de l’acquisition est un ou logique de ces deux derniers temps mort.

Plusieurs temps sont codés pour assurer l’identification des particules.

- Un temps entre les signaux en sortie des photomultiplicateurs du plastique de VAMOS.
- Un temps de vol entre le signal du plastique gauche et le signal haute fréquence du cyclotron CIME.

- Un temps de vol entre le signal du plastique gauche et le « OU logique » des voies du PAD.
- Un temps de l’acquisition entre le signal du plastique gauche et le signal FAG (signal de validation généré quand un des signaux de déclenchement arrive au module GMT).
- Un temps de vol entre le signal du « ou logique » des quadrants du PAD et le signal haute fréquence du cyclotron CIME.

Le dernier commentaire concerne le mode de déclenchement des codeurs d’amplitude (ADC) qui codent les voies du CD. Certaines énergies déposées par les protons  $p^+$  dans le CD sont faibles (environ 300 keV). Pour s’assurer de la collecte de ces faibles signaux qui ne suffisent pas à déclencher de manière individuelle les voies des ADC, les ADC sont déclenchés en mode commun par un signal FAG (fenêtre de validation générée lors de la réception d’un signal de déclenchement de l’acquisition). Les codeurs de temps (TDC) sont utilisés en stop commun avec le signal HF validé par la FAG.

## 4.5 Protocole expérimental

L’expérience s’est déroulée fin novembre 2013, pour une durée de 25 UTs, soit 200 heures de temps de faisceau. Le tableau 4.2 donne la répartition du temps de faisceau en fonction de la valeur du dipôle de VAMOS, du type de cible et indique les objectifs associés aux différents réglages. Lorsque le dipôle est réglé à 0.866 T.m une mesure des caractéristiques du faisceau incident à l’aide de VAMOS est effectuée.

Temps	Dipôle de VAMOS	type de cible	objectifs
25 min	0.866 T.m	sans cible	Mesure des caractéristiques du faisceau incident
18 h	0.55 T.m	$(CH_2)_n$	Réglages VAMOS et test de l’électronique
50 h	0.55 T.m	$(CH_2)_n$	Collecte de données
8 h	0.55 T.m	graphite	Effet sur les données du carbone de la cible $(CH_2)_n$
15.2 h	0.6 T.m	$(CH_2)_n$	Collecte de données
3.4 h	0.6 T.m	graphite	Effet sur les données du carbone de la cible $(CH_2)_n$
53.7 h	0.7 T.m	$(CH_2)_n$	Collecte de données
8 h	0.7 T.m	graphite	Effet sur les données du carbone de la cible $(CH_2)_n$

TAB. 4.2 – Répartition du temps de faisceau en fonction de la valeur de la rigidité magnétique du dipôle de VAMOS et du type de cible employée. La quatrième colonne donne les objectifs de ces mesures.

Les données collectées avec le dipôle de VAMOS réglé à 0.55 T.m ont permis de vérifier que l’expérience fonctionne. Cependant, les énergies des protons acceptés dans VAMOS ne permettent pas de sonder correctement les états d’intérêt astrophysique. Pour pouvoir les sonder, il a fallu augmenter progressivement la valeur de rigidité magnétique du dipôle de VAMOS.

Cette augmentation est effectuée avec précaution car cela induit un rapprochement du faisceau incident de l'acceptance géométrique des détecteurs de VAMOS.

Les réglages du faisceau pour obtenir la meilleure résolution en énergie ont été améliorés significativement à partir des réglages à 0.6 T.m. Les données où le dipôle est configuré à 0.55 T.m ne sont donc pas analysées. Seules les données avec une configuration du dipôle de VAMOS à 0.6 et 0.7 T.m seront analysées finement par la suite.

# Chapitre 5

## Analyse des données du CD-PAD

Après la présentation des motivations de l'expérience et du dispositif expérimental, l'analyse des données est présentée dans les trois prochains chapitres.

Le présent chapitre détaille le traitement des données collectées par le détecteur CD-PAD. Il a pour but de comprendre le fonctionnement du détecteur pour obtenir l'énergie des particules qui le traversent et permettre leur identification via la matrice  $\Delta E$ -E.

La première section dresse, à l'aide d'une source radioactive  $3\alpha$  standard, le constat du fonctionnement des voies du détecteur CD, ainsi que l'étalonnage en énergie. Certaines mesures ne traduisent pas l'information laissée par la particule à cause de dysfonctionnements. Dans la section 5.2, le choix de ne garder que les énergies mesurées par la face avant du CD ayant une multiplicité 1 est justifié.

L'étalonnage de l'étage E du détecteur (PAD) est présenté dans la section 5.3.

La section 5.4.2 traite de l'effet du collimateur en plomb présent entre la cible et le CD-PAD.

A partir de la section 5.5, l'étude des données de l'expérience commence par l'étude du centrage du faisceau. Puis la section suivante présente la matrice  $\Delta E$ -E qui permet d'identifier les particules de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Enfin une discussion sur les données collectées par les TDC est engagée dans la dernière section.

### 5.1 Étalonnage et bilan du fonctionnement des voies du CD

Dans cette section, un bilan du fonctionnement (résolution en énergie et stabilité en temps) de toutes les voies qui codent l'énergie du CD lors de l'expérience est dressé. La mesure de la résolution en énergie des voies est réalisée après qu'un étalonnage ait été effectué avec une source 3 alphas standard (Am Cm Pu). On vérifie aussi que cet étalonnage est stable sur la durée de l'expérience. En effet, chaque chaîne d'électronique associée à une piste du détecteur peut voir son gain légèrement varier pendant l'expérience. En pratique, deux étalonnages de

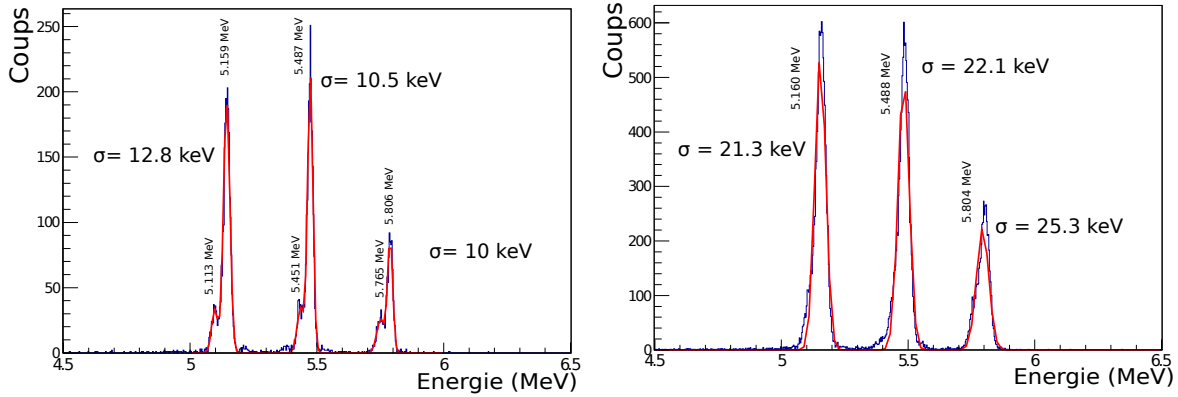


référence (avant et après l'expérience) de chaque voie du détecteur ont été effectués avec une source 3 alphas pour s'assurer de cette stabilité.

Les résultats de ces analyses sont présentés d'abord pour la face avant, qui permet la mesure géométrique des angles  $\theta$ , puis pour la face arrière, qui permet quant à elle la mesure géométrique des angles  $\phi$ .

### 5.1.1 Face avant

Les figures 5.1 (a) et (b) représentent deux spectres en énergie typiques après étalonnage des voies de la face avant. La figure (a) provient de la piste interne (numéro 16) de la face avant du quadrant 3 et la figure (b) de la piste externe (numéro 1) de la face avant du quadrant 3. La piste interne a une meilleure résolution (FWHM=25keV) que la piste la plus externe (FWHM=50keV). La face avant étant composée des pistes en anneaux, la variation de résolution est due à une surface de piste plus petite pour la piste interne par rapport à la piste externe. Les effets capacitifs sont minimisés pour la piste interne et la résolution est ainsi meilleure. Les résolutions des pistes entre ces deux pistes extrêmes varient linéairement entre les deux valeurs limites données. La dispersion en énergie induite par la couche morte d'aluminium ( $0.25 \mu\text{m}$ ) à la surface du détecteur pour les particules  $\alpha$  est indépendante de l'angle d'incidence ( $0^\circ$  à  $22^\circ$ ) de ces derniers (FWHM = 10 keV).



(a) Spectre en énergie pour la voie 16 du CD quadrant 3.

(b) Spectre en énergie pour la voie 1 du CD quadrant 3.

FIG. 5.1 – Spectre en énergie obtenu avec une source  $3\alpha$  pour le quadrant 3 du CD et deux voies différentes.

Les résolutions sont identiques pour toutes les voies des quatre quadrants sauf pour la voie 1 (FWHM=60 keV) et la voie 15 (FWHM 100 keV) du quadrant 2. La face avant du détecteur ne comporte aucune piste défectueuse mais on constate que certaines pistes du quadrant 1 ont

vu leur étalonnage évoluer pendant l'expérience. Toutes ces observations sont résumées dans le tableau B.1 (annexe B).

### 5.1.2 Face arrière

L'analyse des caractéristiques de la face arrière est similaire à celle faite de la face avant. Sauf exceptions, la résolution en énergie est la même pour toutes les voies des quadrants 1, 2 et 4, soit environ 30 keV (voir l'exemple fourni dans la figure 5.2). Pour des raisons indéterminées, les voies du quadrant 3 possèdent une résolution moins bonne que les trois autres quadrants, de l'ordre de 140 keV. Le tableau B.2 (annexe B) donne le statut complet des voies de la face arrière du CD (défectueuses, instables, bruyantes ...).

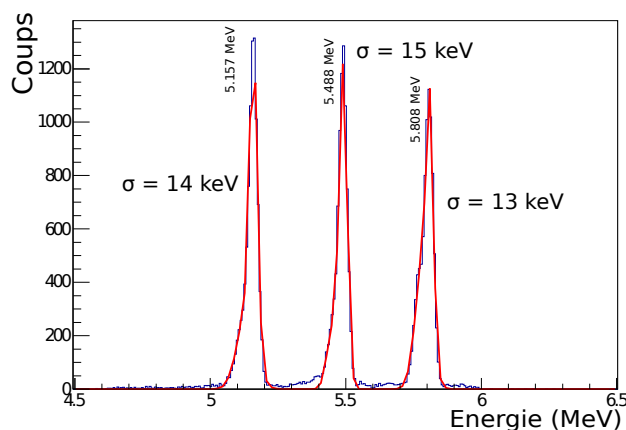


FIG. 5.2 – Spectre en énergie obtenue avec une source  $3\alpha$  pour la voie 21 de la face arrière du quadrant 1 du CD.

On observe que deux voies de la face arrière du détecteur sont défectueuses et ne donnent aucun signal, il s'agit de la piste 15 du quadrant 2 et la piste 15 du quadrant 4. La conséquence de ces voies défectueuses est analysée plus loin.

## 5.2 Sélection des données énergie du CD

Il est nécessaire de supprimer les données des spectres en énergie qui n'ont pas d'origine physique ou qui proviennent d'un dysfonctionnement du détecteur. Pour cela, une analyse de la multiplicité des événements dans le CD est faite en premier. Le dysfonctionnement des pistes constaté sur la face arrière du détecteur implique des artefacts, ils sont décrits dans la deuxième sous-section. Enfin un examen des spectres bidimensionnels de l'énergie de la face arrière en fonction de l'énergie de la face avant est effectué dans la dernière sous-section.

### 5.2.1 Multiplicité des événements dans le CD

La multiplicité d'un événement est définie par quadrant et par face du CD. Elle correspond au nombre de pistes qui donnent un signal lorsque l'acquisition est déclenchée. Le mode commun de déclenchement des ADC (section 4.4) provoque, pour un événement déclenchant l'acquisition, la lecture des 160 voies d'ADC associées au CD, même si aucune particule n'a généré de signal dans ce dernier. Ce choix est fait pour ne pas manquer d'événement d'énergie très faible sur une voie qui n'aurait pas franchi le seuil de lecture de celle-ci. Cela provoque la numérisation de piédestaux réglés sur les ADC identiquement (à environ 100 canaux) sur chacune de ces voies d'ADC. Par défaut la multiplicité de chaque événement est donc 16 pour la face avant d'un quadrant et 24 pour la face arrière.

Une composante de tension continue, venant du détecteur peut faire évoluer à la hausse ou à la baisse la valeur de piédestal de l'ADC. Une condition de seuil dynamique a donc été ajoutée pour incrémenter la multiplicité. Le seuil est mesuré pour chaque voie et actualisé en fonction du temps. Après traitement des données avec ces seuils on obtient une distribution en multiplicité des événements.

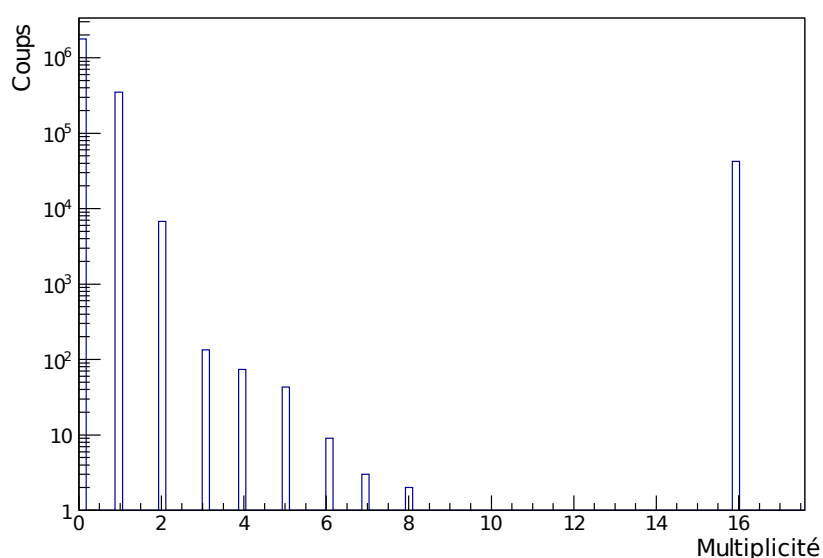


FIG. 5.3 – Multiplicité observée sur la face avant du quadrant 2 avec une source  $3\alpha$ .

La figure 5.3 illustre la multiplicité typique obtenue pour un quadrant avec une source  $3\alpha$  avec des conditions de seuil pour éliminer le piédestal. Le comportement de tous les quadrants est similaire. Différentes multiplicités sont observées :

- multiplicité 0, signifie qu'un autre quadrant a codé un signal, mais rien n'a été vu dans le quadrant analysé.

- multiplicité 1, signifie que la charge créée par la particule dans le détecteur est collectée dans une seule piste. C'est le fonctionnement le plus fréquent attendu.
- multiplicité 2, représente 3 à 4 % des événements totaux. Quatre origines sont possibles :
  - 1) La charge est créée dans la région entre deux pistes du détecteur appelée zone d'inter-piste et va être collectée sur deux pistes voisines.
  - 2) Deux particules arrivent en même temps dans le détecteur (très peu probable).
  - 3) Une seule piste a vu une particule et une autre a déclenché à cause du bruit.
  - 4) Le dysfonctionnement de la piste 15 de la face arrière du quadrant 2 et 4, (voir tableau B.2). Nous détaillerons juste après les effets associés aux inter-pistes et dysfonctionnement de pistes.
- multiplicité 3, et plus, n'a que peu de signification physique. Ce type de multiplicité provient de pistes ponctuellement bruyantes ou dont la valeur de piédestal a évolué. Il a été vérifié qu'aucune donnée d'origine physique n'est présente dans ces hautes multiplicités.
- multiplicité 16 ou 24 provient d'un générateur d'impulsions qui produit un signal sur toutes les voies d'électroniques simultanément.

Les données d'intérêt sont donc présentes dans les multiplicités 1 et 2. Une analyse de l'origine des multiplicités 2 est effectuée ci-dessous pour conclure sur la possibilité de reconstruire l'énergie totale de ces événements en sommant typiquement les deux composantes.

### Effets d'inter-piste

La référence [72] fournit des explications du fonctionnement dans les zones d'inter-piste d'un DSSSD, qui est un détecteur similaire au CD.

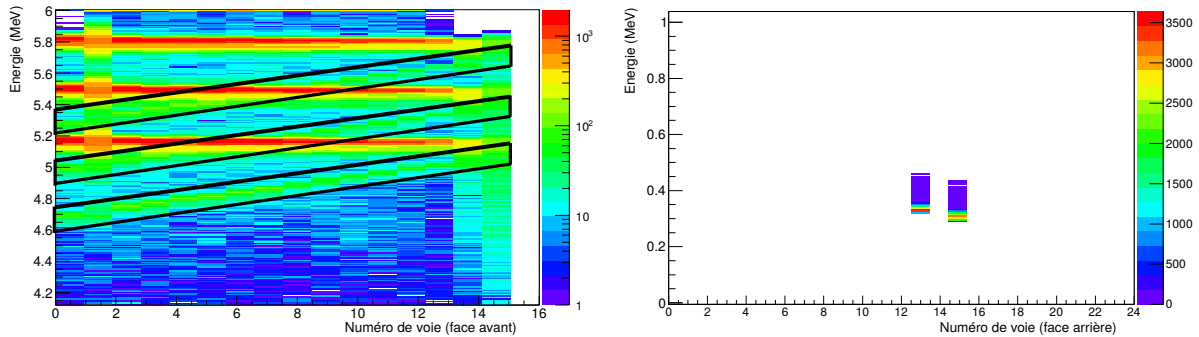
Si un événement inter-piste intervient sur la face avant du CD (côté jonction), on constate qu'il est très difficile en sommant les deux énergies de retrouver la véritable énergie incidente de la particule, en accord avec l'analyse effectuée par [72]. Il est ajouté dans cet article que si la tension de polarisation des jonctions n'est pas suffisamment élevée la reconstruction de l'énergie d'un événement touchant l'inter-piste est encore plus difficile. Malheureusement, les tensions appliquées au CD étaient de -20 V pendant l'expérience ce qui est suffisant pour assurer un bon fonctionnement du détecteur pour des événements de multiplicité 1 mais qui n'est pas suffisant pour dépléter complètement le détecteur de 35  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Une tension de -40 V aurait été préférable.

Si un événement inter-piste intervient sur la face arrière du CD (côté ohmique), la reconstruction est possible mais au prix d'une résolution en énergie détériorée (FWHM = 100 keV). Dans tous les cas, la reconstruction de ces événements de multiplicité deux entraînerait une détérioration trop grande de la résolution. Il est décidé de ne pas les considérer.

### Effets collatéraux d'un dysfonctionnement de piste

La piste 15 de la face arrière des quadrants 2 et 4 du détecteur était défectueuse (voir tableau B.2). La liaison ténue entre la surface du semi-conducteur et le conducteur métallique

servant à la collection de la charge est rompue. Cette rupture n'est pas anodine sur le spectre en énergie collecté par les voies du CD. La figure 5.4 (a) présente l'énergie collectée en fonction du numéro de chaque piste de la face avant pour des événements de multiplicité 1. Cette mesure est réalisée avec une source  $3\alpha$ . Il est possible de distinguer les trois lignes « horizontales » de même énergie correspondantes à l'énergie des particules de la source. Sur cette même figure, trois « diagonales » supplémentaires sont encadrées. Un contour graphique sur ces diagonales a permis de caractériser l'origine de ces événements. La figure 5.4 (b) donne l'énergie en fonction du numéro de piste de la face arrière associée aux contours graphiques de la figure 5.4 (a).



(a) Spectre en énergie obtenu avec une source  $3\alpha$  en fonction du numéro de voie de la face avant du quadrant 2 pour une multiplicité 1. On note la présence de 3 lignes diagonales inattendues  
 (b) Énergie en fonction du numéro de piste de la face arrière du quadrant 2 associée aux contours graphiques de la figure (a). Ces événements de multiplicité 2 sont associés à la piste 15 défectueuse, numérotée 14 sur la figure.

FIG. 5.4 – Effet d'une piste défectueuse sur les spectres en énergie obtenus avec une source  $3\alpha$ .

La figure 5.4 (b) montre que, pour un événement sur la face avant dans les diagonales inconnues, les pistes impliquées sur la face arrière sont celles voisines de la piste défectueuse n°15 (piste n°14 et n° 16). L'origine des diagonales inconnues est donc liée aux particules qui ont touché la piste défectueuse sur la face arrière. Dans ce cas, on observe assez étrangement une énergie quasi-constante de 350 keV dans les pistes de la face arrière n°14 et n° 16. Aucune explication n'a été trouvée au fait que cette énergie soit quasiment constante sur la face arrière. L'évolution en diagonale de l'énergie sur la face avant en fonction du numéro de piste, c'est-à-dire les diagonales peut être reliée à des effets géométriques, car pour la piste de la face arrière (formant un secteur) défectueuse la surface en vis-à-vis sur les pistes de la face avant (formant des anneaux) n'est pas constante.

Pour conclure, la multiplicité de 2 pour ces événements avec une énergie quasi-constante sur la face arrière et une multiplicité de 1 sur la face avant fait apparaître une corrélation appelée « diag1 » et « diag2 » sur les spectres de la figure 5.5 qui permet de les supprimer.

### 5.2.2 Comparaison des énergies mesurées en faces arrière et avant

Comparer l'énergie mesurée par la face arrière avec l'énergie mesurée par la face avant d'un quadrant est un moyen de vérification que l'énergie codée est correcte et que le CD fonctionne bien. Une particule qui traverse le détecteur crée autant de charges positives (trous) que de charges négatives (électrons). Le champ électrique appliqué fait dériver les électrons vers la face avant et les trous vers la face arrière. Les deux faces ont vu la même quantité de charge positive et négative dériver, ainsi le signal généré doit avoir la même amplitude sur les faces avant et arrière.

La figure 5.5 représente les quatre spectres bidimensionnels de l'énergie mesurée sur la face arrière en fonction de l'énergie mesurée sur la face avant pour des événements ayant une multiplicité 1 sur la face avant et 1 ou 2 sur la face arrière, établi avec une source  $3\alpha$ . Les multiplicités 2 sur la face arrière sont conservées pour pouvoir apprécier les effets décrits dans la sous-section précédente.

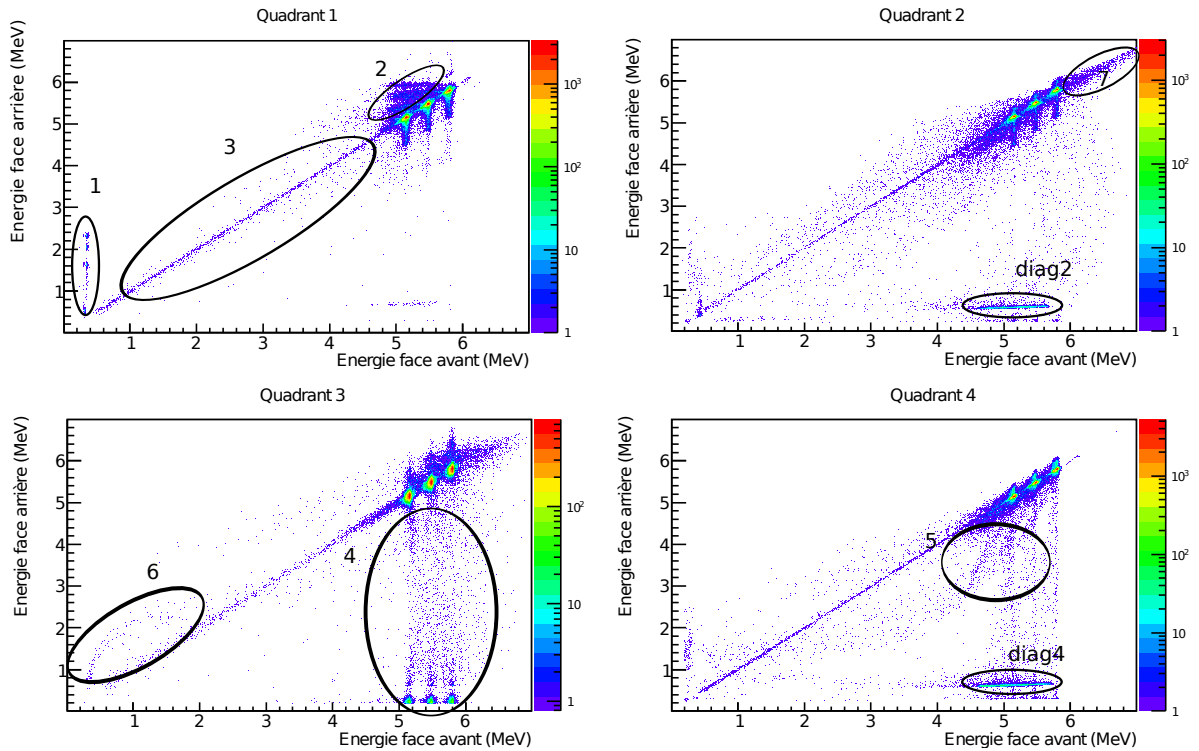


FIG. 5.5 – Énergie mesurée sur la face arrière en fonction de l'énergie mesurée sur la face avant sur les quatre quadrants du CD pour des événements de multiplicité 1 sur la face avant et de multiplicité 1 ou 2 sur la face arrière. Les contours réfèrent à des zones spécifiques discutées dans le texte.

Les points sur les spectres de la figure 5.5 se concentrent en majeure partie dans une zone

de trois points sur la diagonale correspondant aux trois énergies caractéristiques des particules  $\alpha$  de la source. Dans un fonctionnement idéal du détecteur tous les points devraient être situés dans cette région des 3 points.

Plusieurs zones caractéristiques de mauvais fonctionnement sont numérotés de 1 à 7, diag2 et diag4 :

- La zone 1 est la conséquence de l’instabilité de la piste 13 de la face arrière.
- La zone 2 est une traîne horizontale contenant moins de 1 % des événements du quadrant 1. Les traînes horizontales observées sont dues à un fonctionnement légèrement anormal de toutes les pistes de la face avant. Seul ce quadrant présente cette traîne horizontale qui ne devrait pas handicaper la mesure de l’énergie.
- La zone 3, dans environ 1 % des cas les points sont situés sur la diagonale mais possèdent une énergie inférieure à celles de la source. Ces points sont dus à un dépôt partiel de l’énergie de la particule  $\alpha$  dans le détecteur. Il peut s’agir d’une particule  $\alpha$  qui par diffusion est ressortie du détecteur.
- La zone 4 est une zone typique qui est visible sur les quatre quadrants. Ces traînes verticales proviennent de mauvais fonctionnement des pistes de la face arrière du détecteur (dites instables dans le tableau B.2). Elles sont beaucoup plus présentes que les traînes horizontales, signifiant la mesure médiocre de l’énergie sur la face arrière.
- Les zones 5 et 6 contiennent très peu de points dont l’origine n’est pas identifiée, ils sont négligés.
- La zone 7 donne dans les quadrants 2 et 4 des énergies supérieures (moins de 1 % des cas) à celles des particules  $\alpha$ . Une mauvaise reconstruction des événements de multiplicité deux est en cause, cette reconstruction n’est plus utilisée par la suite.
- « diag2 » et « diag4 » sont les événements caractéristiques d’une piste qui ne fonctionne pas sur la face arrière (décrit dans la sous-section précédente). Un contour graphique permettra d’éliminer ces événements dont l’énergie est erronée.

Un nombre significatif de pistes n’a pas fonctionné sur la face arrière, tandis que toutes les pistes de la face avant ont fonctionné avec, pour certaines, quelques légers dysfonctionnements. Une sélection des événements sur la diagonale pour affiner la sélection en énergie réduirait automatiquement la statistique totale d’un facteur correspondant au nombre de pistes manquantes sur la face arrière. Pour la suite le spectre en énergie du CD sera composé uniquement des événements de la face avant de multiplicité 1 auquel « diag1 » et « diag2 » auront été retirés. Une dernière étape de sélection des données sera réalisée mais elle nécessite les données analysées de VAMOS (voir la section 7.2).

## 5.3 Étalonnage de l'étage E du télescope (PAD)

L'étalonnage de l'étage E du CD-PAD est réalisé à l'aide d'une source  $3\alpha$  (voir la figure 5.6). La résolution en énergie est de 41 keV. La source  $3\alpha$  n'est toutefois pas suffisante pour l'étalonnage des PAD, car la gamme en énergie mesurable s'étale de 0 à 95 MeV pour les amplificateurs possédant le plus de gain et de 0 à 160 MeV pour les amplificateurs possédant le gain le plus faible (voir annexe B.2).

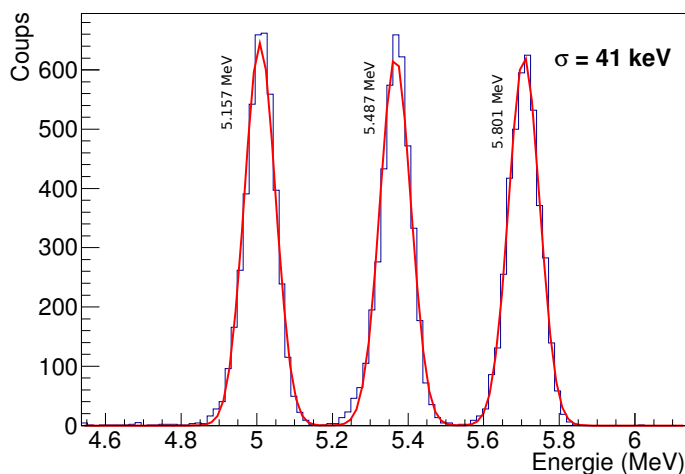


FIG. 5.6 – Énergie mesurée avec une source  $3\alpha$  sur le PAD numéro 3, le résultat est similaire sur les autres quadrants.

Les données issues de la physique permettent de compléter l'étalonnage du PAD. La cinématique des particules  $\alpha$  donnée dans la section 2.2 permet typiquement de déterminer l'énergie maximale des particules  $\alpha$  mesurée en fonction de l'état de plus haute énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$ . En sélectionnant cette énergie d'excitation grâce à VAMOS, il est possible de trouver des points d'étalonnage à plus haute énergie.

## 5.4 Simulation de la géométrie du détecteur

Des classes contenant la géométrie du détecteur (décrite dans le tableau 4.1) ont été ajoutées à la simulation Monte-Carlo « Boulaykin ». Cette simulation permet de répondre aux problématiques des deux sous-sections suivantes.



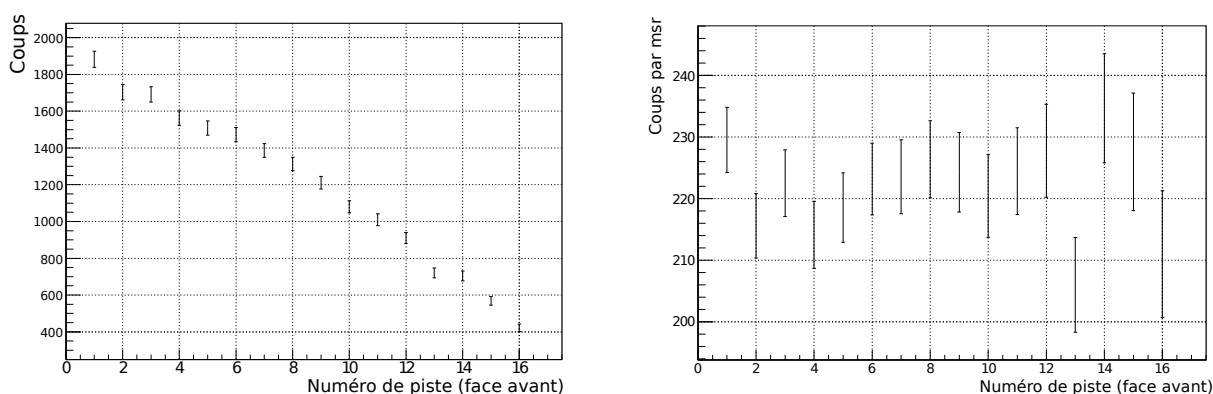
### 5.4.1 Mesure de l'angle solide couvert par les pistes du CD

Il est important de connaître la valeur de l'angle solide couvert par chaque piste en anneau (face avant du CD). En effet pour extraire la distribution angulaire des états du  $^{19}\text{Ne}$  il faut corriger la distribution de l'efficacité géométrique des pistes en anneaux. Pour calculer les angles solides, la simulation « Boulaykin » est utilisée. Les résultats d'angle solide en fonction du numéro de piste sont donnés dans le tableau 5.1.

Numéro de piste	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
Angle solide (msr)	2.0	2.6	3.1	3.5	4.0	4.5	5.0	5.4	5.8	6.2	6.6	6.9	7.3	7.6	7.9	8.2

TAB. 5.1 – Angle solide en msr couvert par chaque piste en anneau de la face avant du CD, segmentation suivant les angles  $\theta$ .

Une source  $3\alpha$  a été positionnée au point cible de l'expérience sans le collimateur. La figure 5.7 présente sur la partie (a) le taux de comptage mesuré sur chaque piste par le quadrant 1 de la face avant du CD. La partie (b) représente la même courbe mais corrigée de l'angle solide estimée par la simulation.



(a) Nombre de coups mesurés sur le quadrant 1 de la face avant du CD en fonction du numéro de la piste. (b) Nombre de coups mesurés sur le quadrant 1 de la face avant du CD en fonction du numéro de la piste après normalisation de l'angle solide.

FIG. 5.7 – Nombre de coups mesurés sur le quadrant 1 de la face avant, avec et sans correction des angles solides.

Sur la figure (b) 5.7, la distribution du taux de comptage après correction de l'angle solide est devenue plate. Les valeurs d'angle solide calculées sont donc fiables. La géométrie du détecteur est donc correctement simulée.

### 5.4.2 Effet du collimateur

En fin d'expérience, deux mesures ont été réalisées avec une source  $3\alpha$  positionnée à la place de la cible : une avec le collimateur entre la cible et le CD-PAD et l'autre sans. La figure 5.8 montre la distribution du taux de comptage des pistes de la face arrière du CD sans collimateur, qui est constant pour toutes les pistes. En effet, l'angle solide couvert est identique pour chaque piste de la face arrière du détecteur, la source  $3\alpha$  émet de manière isotrope. La distribution du taux de comptage est ainsi conforme à celle attendue.

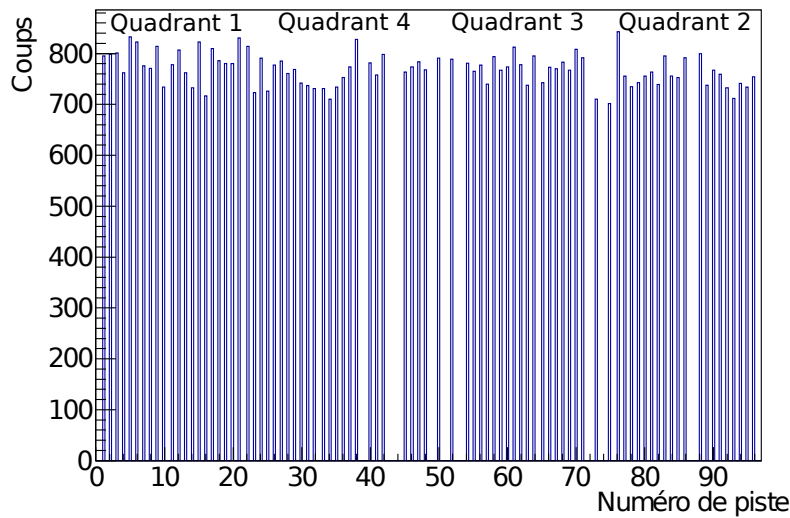
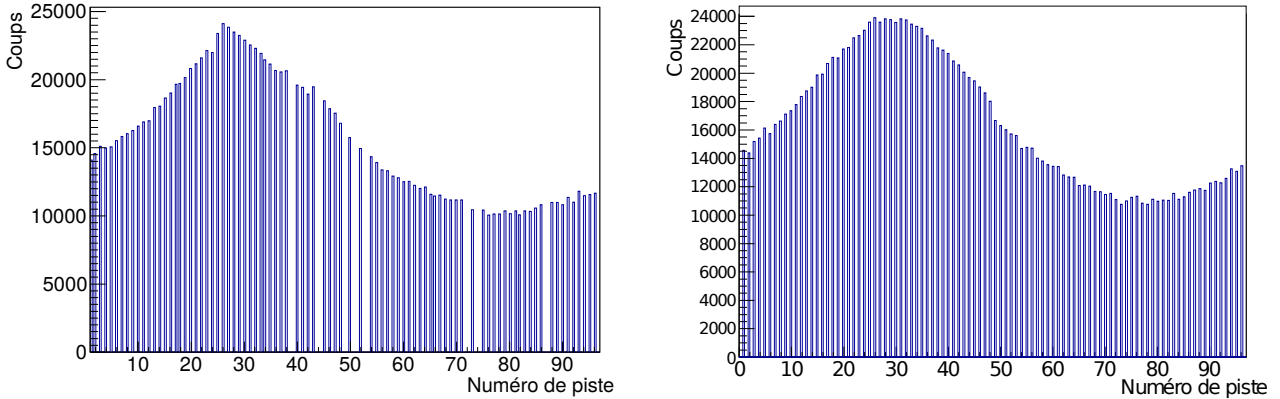


FIG. 5.8 – Distribution du taux de comptage par piste sur la face arrière du CD obtenue avec une source  $3\alpha$  sans collimateur. Les numéros de quadrant sont indiqués toutes les 24 pistes.

Lorsque le collimateur est présent, les résultats diffèrent. La figure 5.9 (a) représente le taux de comptage expérimental avec une source  $\alpha$  sur la face arrière du CD lorsque le collimateur est présent. Une anisotropie du taux de comptage apparaît, le collimateur apporte donc un effet d'ombrage non prévu sur la mesure. Sur la face avant, cet ombrage a un effet principalement sur les pistes 0 à 5 (voir fig. 5.10 (a)) où la forme de la distribution est clairement changée par rapport à une distribution sans collimateur (figure 5.7 (a)).

La simulation « Boulaykin » est employée pour tenter de reproduire les taux de comptage expérimentaux et vérifier si l'anisotropie observée provient bien d'un mauvais alignement du collimateur. La simulation prend en compte 5 variables, qui sont les deux coordonnées de position suivant le plan X et Y du centre de la source  $3\alpha$ , et les 3 coordonnées de position dans l'espace X,Y et Z du collimateur (Z étant l'axe du faisceau).

Pour restreindre les degrés de liberté dans la simulation, une mesure précise des caractéristiques de la source  $3\alpha$  de type 9ML04EASD25 fournie par AREVA a été effectuée à GANIL a



(a) Distribution du taux de comptage expérimental avec une source  $3\alpha$  par piste de la face arrière. (b) Distribution du taux de comptage par piste de la face arrière issue de la simulation.

FIG. 5.9 – Distribution du taux de comptage sur la face arrière issue de la simulation et de la mesure avec une source  $3\alpha$ , en tenant compte de la présence d'un collimateur.

posteriori. Le diamètre de la source a pu être vérifiée et est conforme aux données du constructeur, soit de 15 mm. Cependant le centre du dépôt n'est pas situé au centre du disque de support de la source de 30 mm de diamètre. Un décalage de 5 mm est mesuré entre le centre du support et le centre du dépôt.

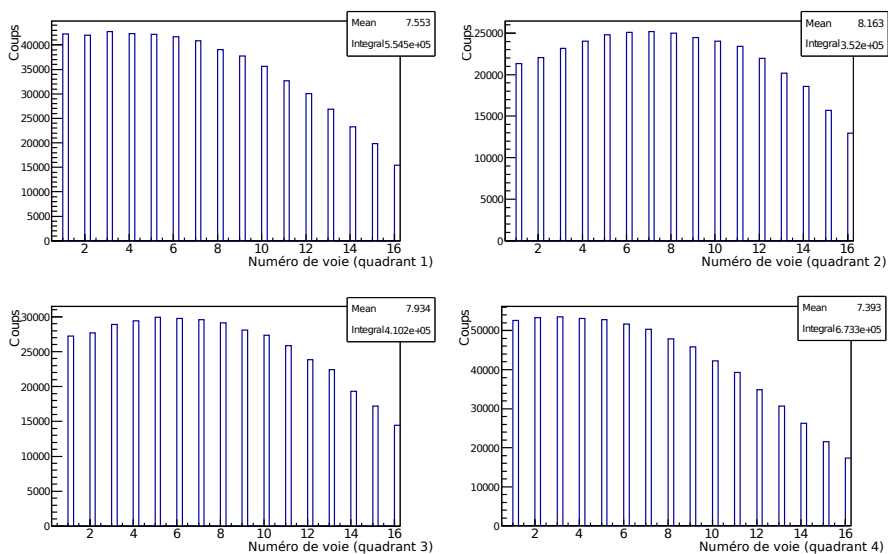
La simulation permet de déterminer la position du collimateur ( $X=-0.1$  mm,  $Y=+1.5$  mm,  $Z=+9$  mm) et la position approximative du centre de la source ( $X=+5.3$  mm,  $Y=+4.2$  mm) qui permettent de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Les figures 5.9 (face arrière du détecteur) et 5.10 (face avant du détecteur) dressent un comparatif entre les résultats expérimentaux et simulés. Les résultats expérimentaux sont reproduits dans une limite de  $\pm 8.5$  % (écart relatif).

A noter que le collimateur n'a aucune incidence grave sur la détection des particules  $\alpha$  d'intérêt, car les angles d'émission de ces particules ne sont pas assez grands (voir section 2.2). Cet effet d'ombrage du collimateur peut devenir problématique pour les protons  $p$  émis par les états de haute énergie (au-delà de 7.5 MeV) du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Quoi qu'il en soit, l'effet du collimateur sera corrigé lors de la correction d'efficacité géométrique (voir section 5.4.1).

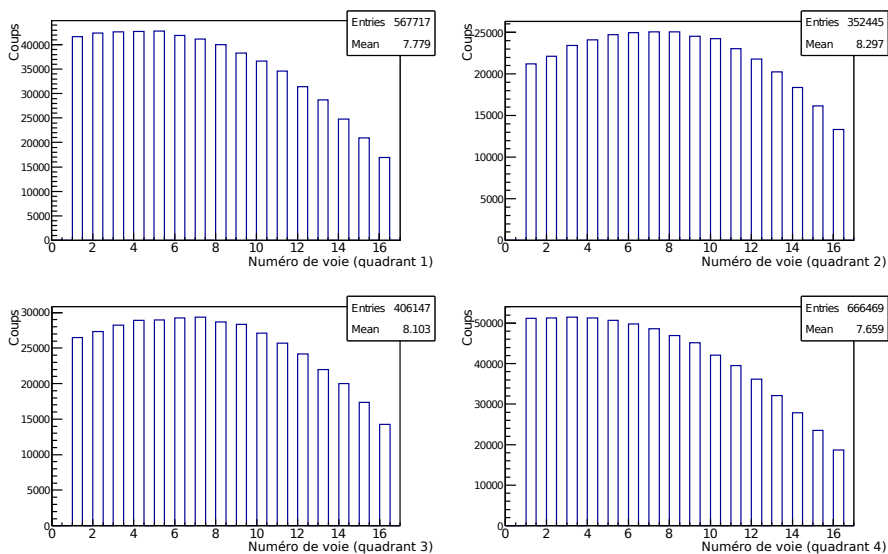
## 5.5 Centrage du faisceau

Cette section traite de la problématique du centrage du faisceau. L'objectif est de déterminer le plus précisément possible l'angle que peut avoir le faisceau sur la cible mais aussi sa position par rapport au centre de la cible. L'intensité du faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  ne permet pas l'utilisation de

## 5.5. Centrage du faisceau



(a) Distribution du taux de comptage expérimental mesurée avec une source  $3\alpha$  par piste de la face avant.



(b) Distribution du taux de comptage simulée par piste de la face avant.

FIG. 5.10 – Distributions du taux de comptage sur la face avant du CD issues de la mesure avec une source  $3\alpha$  (a) et obtenues par la simulation (b).

détecteurs tels que CATS [73] qui auraient pu permettre d'obtenir ces informations.

Considérant l'ouverture centrale du CD-PAD ( $\pm 6.7$  mm) et la longueur de la ligne de faisceau avant la cible (5 à 6 m de ligne droite), l'angle sur cible ne peut physiquement pas être supérieur au milliradian. VAMOS n'a pas une sensibilité suffisante pour la mesure de cet angle

(voir la section 6.7). Le faisceau est considéré sans angle à la cible.

A titre indicatif, la taille d'un faisceau CIME au point cible de VAMOS vaut typiquement  $\sigma_{X_i} = 1 \text{ mm}$   $\sigma_{Y_i} = 2.6 \text{ mm}$  [74]. La position du faisceau peut être différente de celle du centre de la cible. Elle est difficile à évaluer très précisément. Différentes méthodes ont été employées durant l'analyse pour tenter d'estimer une position  $(x,y)$  du faisceau :

- Une analyse a été entreprise des différences observées sur la cinématique des particules reconstruites. Le manque de sensibilité sur cette méthode ne permet pas de conclure avec une précision suffisante sur la position du faisceau.
- L'analyse du taux de comptage des pistes de la face avant des quadrants du CD (voir la figure 5.11), lorsque le déclenchement de l'acquisition est opéré par un signal provenant du « ou logique » des PAD, permet d'estimer une position du faisceau de manière moins ambiguë. Dans ces conditions, le taux de comptage des particules par quadrant est indépendant de tout effet d'acceptance de VAMOS. Sur la figure 5.11, seules les pistes 5 à 16 sont indiquées pour ne pas être sensible à un effet d'ombrage du collimateur (observé sur la figure 5.9). En utilisant la simulation « Boulaykin », on tente de reproduire les ratios de taux de comptage entre les quadrants (figure 5.11). Il est possible ainsi d'estimer que le faisceau est décentré de +1 à +2 mm en y, et de -0.5 à -1 mm en x (voir repère de la figure 4.4).

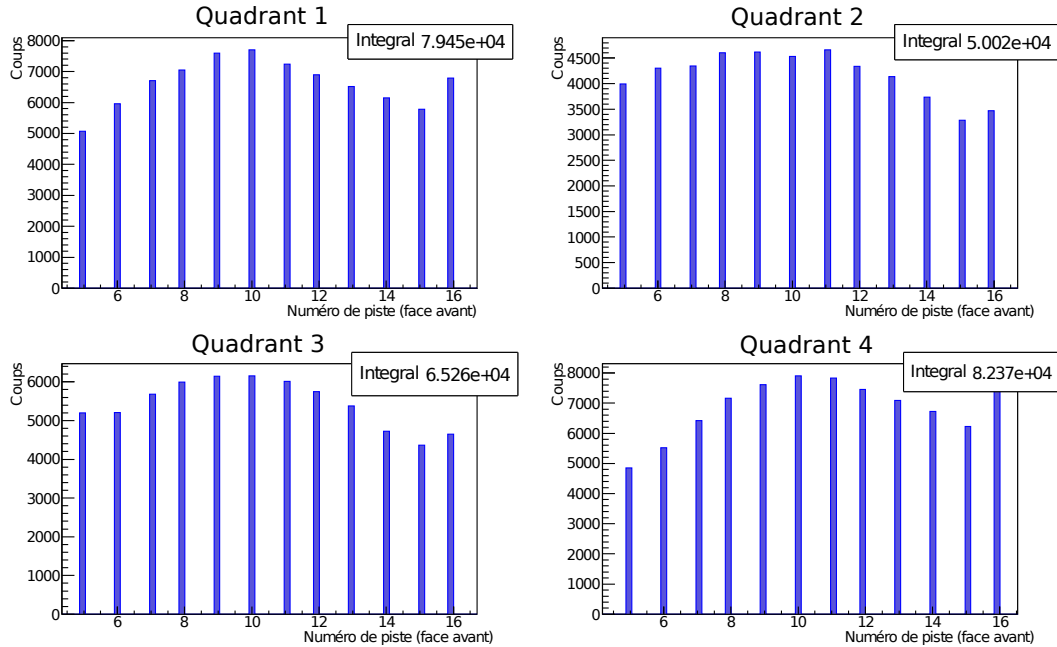


FIG. 5.11 – Taux de comptage en fonction du numéro de pistes observés dans les 4 quadrants de la face avant du détecteur CD, lorsque le déclenchement est effectué par le « ou logique » des PAD.

## 5.6 Matrice $\Delta E-E$

L'identification des particules traversant le CD-PAD est effectuée à partir des spectres des pertes d'énergie dans le CD en fonction des énergies résiduelles dans le PAD (figure 5.12). Ces spectres sont issus de la prise de données avec le dipôle de VAMOS réglé à 0.7 T.m (voir tableau 4.2).

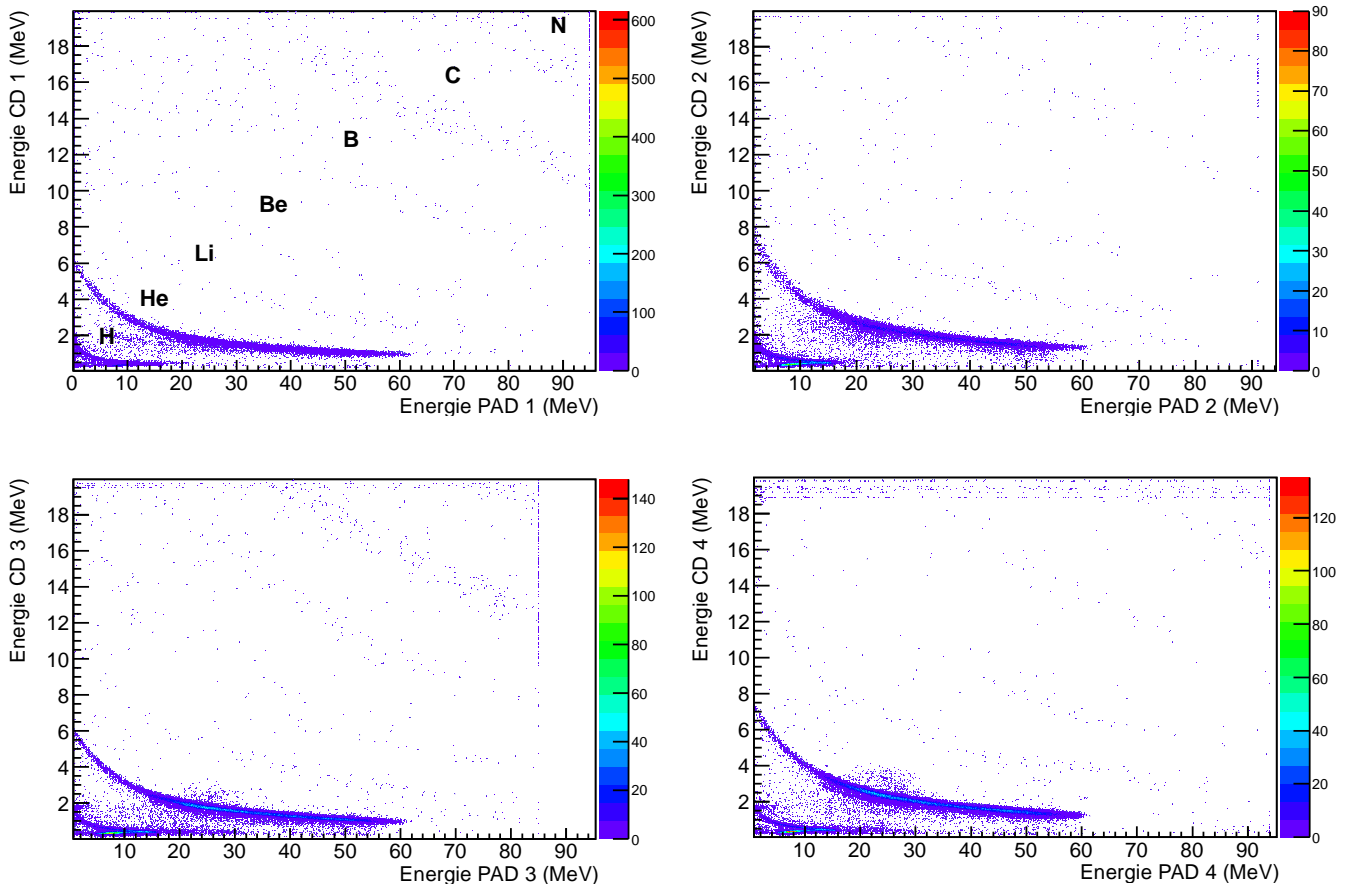


FIG. 5.12 – Spectre de l'énergie dans l'étage CD en fonction de l'énergie dans l'étage PAD permettant l'identification des particules traversant le CD-PAD.

Les particules observées sur les figures 5.12 sont principalement (96 %) des particules  $\alpha$  et des protons lorsque le déclenchement de l'acquisition est conditionné par VAMOS. Un rapide calcul de fusion-évaporation PACE4 [75] indique que les particules plus lourdes proviennent probablement des réactions avec le carbone de la cible, hormis le lithium observé. Cette hypothèse n'est pas aisément vérifiable avec les données collectées avec la cible en graphite car la statistique n'est pas suffisante. Il est possible que le lithium provienne en effet d'une autre

réaction du halo de faisceau incident avec le support de la cible, par exemple.

Les dépôts d'énergie dans l'étage CD varient en fonction du quadrant pour un même type de particule. Les épaisseurs de ces étages ne sont donc pas exactement identiques. En comparant ces mesures à l'outil de simulation de dépôt d'énergie contenu dans le code LISE++ [75], il est possible d'estimer les épaisseurs de chaque quadrant, les résultats sont donnés dans le tableau 5.2.

Numéro du quadrant	épaisseur ( $\mu\text{m}$ )
1	34
2	41
3	37
4	42

TAB. 5.2 – Épaisseurs des quadrants du CD estimées à partir de la comparaison entre la mesure et l'outil de simulation contenu dans le code LISE++.

La correction de couche morte de  $0.25 \mu\text{m}$  sur le CD et  $1 \mu\text{m}$  sur le PAD n'est pas prise en compte pour l'obtention du spectre d'identification  $\Delta E$ -E. A partir des tables de dépôt d'énergie SRIM [60] et au vu de l'énergie des particules d'intérêt (15 à 60 MeV pour les particules  $\alpha$  et 3.5 MeV à 16.5 MeV pour les protons voir la section 2.2), on calcule que les corrections à apporter seraient inférieures au % indépendamment de l'angle. Ainsi, les effets de la couche morte à la surface des détecteurs ne sont pas prises en compte. Les protons ayant une énergie totale supérieure à environ 15.5 MeV traversent l'étage E. La résolution en énergie ne permet pas de déterminer plus précisément cette énergie, ni les épaisseurs des quadrants du PAD. Un point de rebroussement est donc visible et les énergies manquantes des protons traversant le PAD sont corrigées à l'aide de calculs SRIM. Des contours graphiques permettant de sélectionner les protons et les particules  $\alpha$  sont alors définis. Il s'agit maintenant d'identifier dans VAMOS les protons  $p'$  qui sont en coïncidence avec ces particules. C'est l'objet du prochain chapitre.

## 5.7 Sélection des données avec les TDC

Les TDC codent un temps entre les signaux venant du CD-PAD et le signal HF validé par le signal FAG de l'acquisition (voir l'annexe B.2). Les figures 5.13 présentent les spectres typiques en énergie de la face avant du CD en fonction du temps. Seul celui obtenu avec le quadrant 1 est montré ici, les résultats sont similaires pour tous les quadrants de la face avant et arrière du CD. La figure 5.13 (a) est contrainte par la sélection des protons ( $p''$ ) dans la matrice d'identification (figure 5.12), en coïncidence avec les protons ( $p'$ ) d'intérêt détectés dans VAMOS. La sélection des protons  $p'$  est détaillée dans la section 6.1. La figure 5.13 (b) est contrainte, quant à elle, par la sélection des particules  $\alpha$  en coïncidence avec les protons ( $p'$ ).

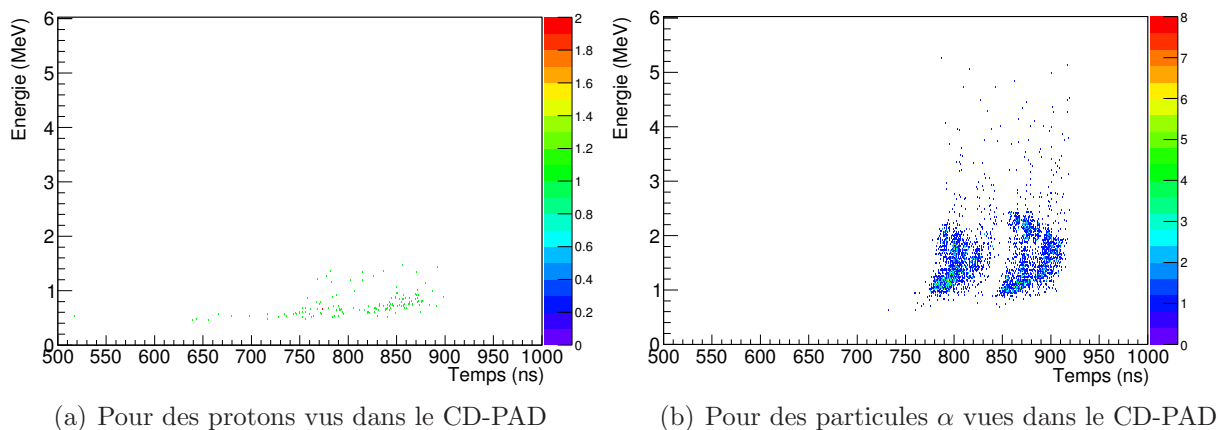


FIG. 5.13 – Spectre de l'énergie en fonction du temps contraint par les particules légères d'intérêt (protons et particules  $\alpha$ ) obtenu à partir du quadrant 1 du CD (face avant) en coïncidence avec les protons  $p'$  vus dans VAMOS.

On constate sur la figure 5.13 que les événements sont répartis en temps suivant deux amas de points, aussi bien dans le cas des protons que des particules  $\alpha$ . La différence de temps d'environ 72 ns entre les deux amas correspond à un bouclage du signal haute fréquence. Le nombre de points sur la figure (a) n'est pas représentatif de la quantité totale de protons. En effet, le faible dépôt d'énergie des protons ( $p''$ ) dans le CD ne permet pas de déclencher un signal temps à chaque fois. Bien que l'étalonnage des TDC ait été fait avec attention les 16 voies ne sont pas parfaitement alignées en temps.

La figure 5.14 donne l'énergie mesurée en fonction du temps pour le quadrant 1 du PAD. Les spectres énergie en fonction du temps sont similaires pour tous les quadrants du PAD. Dans ce dernier étage du télescope, le dépôt d'énergie des protons ( $p''$ ) (voir figure 5.14 (a)) est, cette fois, suffisant pour donner un signal temps à chaque événement. Les sélections sur les particules légères d'intérêt effectuées à partir de la matrice d'identification montrent des points toujours corrélés en temps. Les TDC n'apportent donc aucune sélection supplémentaire des données pour cette expérience.



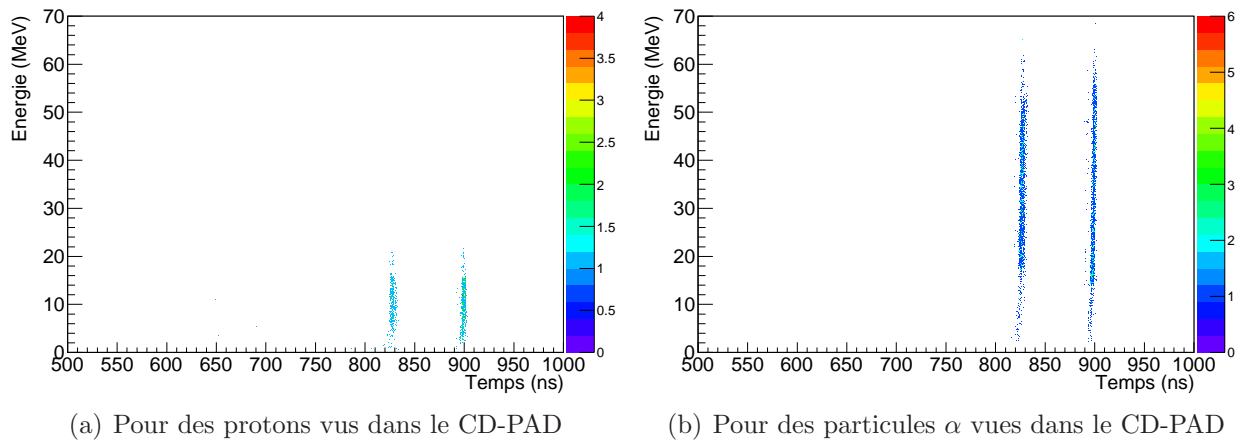


FIG. 5.14 – Spectre de l'énergie en fonction du temps contraint par les particules légères d'intérêt (protons et particules  $\alpha$ ) obtenu à partir du quadrant 1 du PAD en coïncidence avec les protons  $p'$  vus dans VAMOS.

# Chapitre 6

## Reconstruction des événements enregistrés par VAMOS

Le chapitre 2 justifie l'emploi du spectromètre VAMOS pour la mesure de l'énergie des protons  $p'$  issus de la diffusion inélastique du faisceau de  $^{19}\text{Ne}$ . Les protons  $p'$  doivent être identifiés et leurs caractéristiques (énergie et angle) reconstruites pour pouvoir déterminer l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  événement par événement. Ce chapitre est consacré à cette analyse.

La section 6.1 explique comment les protons allant dans VAMOS sont identifiés. Le spectromètre VAMOS n'est pas utilisé ici de manière conventionnelle. L'identification des protons s'effectue dans notre cas par l'analyse du temps de vol des particules et de la charge générée dans un des photomultiplicateurs couplés au détecteur plastique.

Les sections suivantes détaillent les processus de reconstruction qui ont été employés. La mesure de l'énergie du proton  $p'$  repose sur la reconstruction de la trajectoire de celui-ci. La mesure de la trajectoire rectiligne des particules après le dipôle magnétique est réalisée via quatre chambres à dérive qui déterminent quatre triplets de coordonnées (X,Y,Z). La position en X est reconstruite via la lecture des charges déposées sur les 160 pistes de chaque chambre à dérive. Le profil du dépôt de charges sur les pistes est crucial pour la reconstruction. Il faut donc s'assurer du bon étalonnage des pistes. La section 6.2 présente le protocole d'étalonnage des pistes. Une fois cet étalonnage réalisé, la méthode de mesure de chaque coordonnée de position (X,Y et Z) dans les chambres à dérive est fournie dans la section 6.3.

Les coordonnées de la particule mesurées dans chaque chambre à dérive doivent subir un dernier ajustement d'étalonnage en position qui est détaillé dans la section 6.4. La détermination des coordonnées de la particule suivant les trois axes du repère cartésien dans les quatre chambres à dérive est alors finalisée. La reconstruction des paramètres clefs ( $B\rho$ ,  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  et L) au point cible peut être entreprise. C'est l'objet de la section 6.5. Une attention particulière est prêtée pour la reconstruction de  $\phi_i$ , celle-ci est détaillée dans la sous-section 6.5.4.

Une discussion sur les incertitudes reliées aux différentes étapes de reconstruction de la

trajectoire est faite dans la section 6.6. Les incertitudes des paramètres reconstruits sont fournis dans la section 6.7.

L'efficacité de détection est analysée dans la section 6.9. Une perte d'efficacité est provoquée à la fois par la présence de la plaque en plomb à la sortie du dipôle (arrêt faisceau) mais aussi par la présence des particules de décroissance (l'oxygène 15 et le fluor 18). Enfin, la section 6.10 expose le processus d'obtention du spectre en énergie d'excitation et la dernière section explicite comment la résolution sur l'énergie d'excitation est estimée.

## 6.1 Identification des événements protons

La quantité de lumière produite par un scintillateur plastique dépend du type de la particule qui le traverse et de son énergie. La référence [76] indique que les protons de 10 à 40 MeV sont les particules qui produisent le plus de lumière par rapport à des noyaux plus lourds de même énergie. La figure 6.1 donne la réponse en termes de charges collectées en sortie d'un des deux photomultiplicateurs couplés au scintillateur plastique en fonction du temps de vol entre le signal plastique et la HF. Les protons (contours large indiqué sur la figure 6.1) sont distinctement séparés des autres particules plus lourdes qui créent beaucoup moins de lumière dans le plastique et donc de charges. La zone 1 souligne une dispersion des données. Celle-ci peut provenir d'une particule qui arrive peu de temps après le proton et dont seulement une partie du signal va être intégrée avec celui du proton, augmentant ainsi la charge pour un même temps de vol. La fenêtre d'intégration de 100 ns adoptée au cours de l'expérience rend possible cette hypothèse. La ligne verticale à 4 ns correspond à des événements non corrélés en temps avec le signal HF.

On recense ainsi 11260 et 23035 protons  $p$  en coïncidence avec le CD-PAD pour les configurations de VAMOS respectivement à 0.6 T.m et 0.7 T.m. Il faut à présent reconstruire l'énergie de ces protons avec VAMOS. Le processus de reconstruction des paramètres des protons ( $B\rho$ ,  $\theta_i$  et  $L$  et  $\phi_i$ ) par le spectromètre VAMOS est détaillé étape par étape dans les sections suivantes. L'analyse est présentée ici pour la configuration à 0.7 T.m. Les conclusions sont les mêmes pour la configuration à 0.6 T.m.

## 6.2 Étalonnage et stabilité des pistes des chambres à dérive

La première étape de reconstruction consiste à étalonner en charge les pistes des chambres à dérive. Les 160 chaînes d'électronique associées aux 160 pistes de chaque chambre à dérive ont des gains individuels différents. Pour reconstruire une position à partir de la distribution des charges déposées sur les pistes de détection il faut « aligner » les gains de toutes les voies

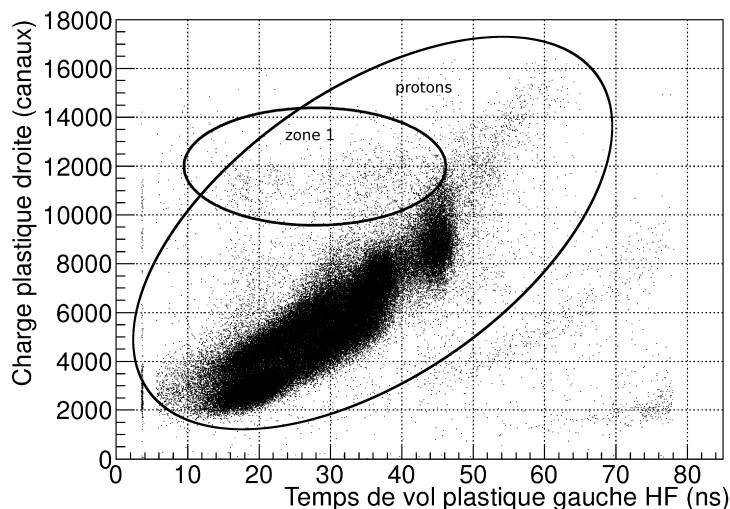


FIG. 6.1 – Charge collectée en sortie d’un des photomultiplicateurs du plastique de VAMOS (droite) en fonction du temps de vol entre la haute fréquence (HF) du cyclotron CIME et le signal en sortie du plastique (gauche) de VAMOS. Les contours correspondent à des zones spécifiques discutées dans le texte.

d’électroniques associées. Pour cela, un générateur d’impulsions est utilisé, celui-ci envoie un signal sur les fils d’amplification. Par effet d’antenne, un signal d’amplitude proportionnelle est généré sur les 160 pistes de la chambre à dérive (voir fig. 6.2 (a)). Différentes amplitudes de signaux émis par le générateur sont employées. Il est alors possible « d’aligner » les gains de l’ensemble des voies par rapport à une voie définie comme référence (voir fig. 6.2 (b)). Cette opération est effectuée sur les quatre chambres à dérive.

Un seuil individuel pour chacune des pistes des chambres à dérive est fixé au début de l’expérience. Pour enclencher la lecture d’une piste, il faut que le signal collecté sur celle-ci soit supérieur à ce seuil. La lecture complète des 160 piédestaux de chaque chambre est ainsi évitée. Le temps mort de l’acquisition est réduit à une centaine de  $\mu\text{s}$  pour une dizaine de pistes déclenchées. Cependant, les valeurs de ces piédestaux ne sont jamais enregistrées. Il est par conséquent difficile de déterminer s’ils varient lors de l’expérience. Une comparaison de la valeur des piédestaux est réalisée avant et après l’expérience. Une variation de 30 canaux maximum est observée sur les pistes ayant un numéro multiple de 32. Cela vient du fait que les signaux sont traités par bloc de 32 voies. L’impact de ces variations sur la reconstruction est discuté dans la section 6.3. Il faut aussi noter que les deux premières pistes et les deux dernières de chaque chambre à dérive donnent un signal erroné.

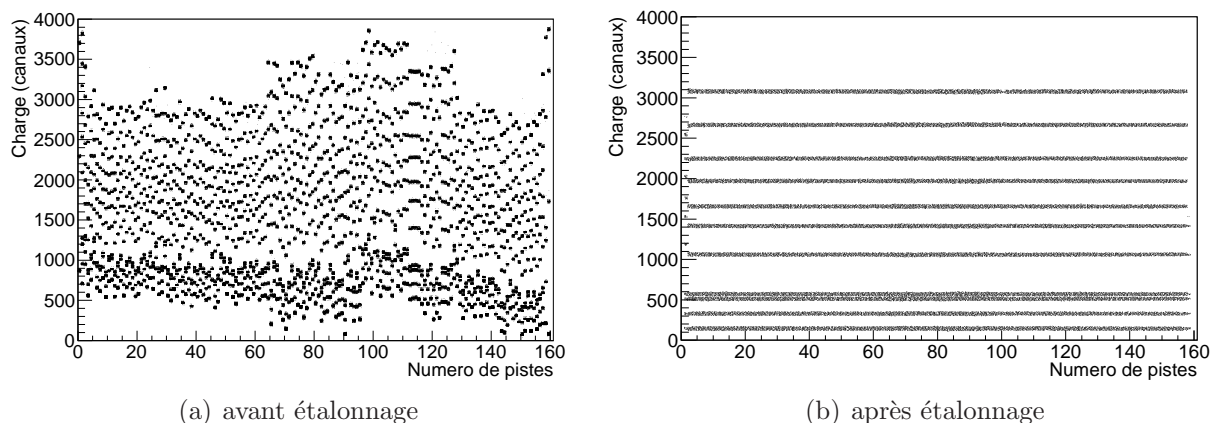


FIG. 6.2 – Profil des charges collectées par les différentes pistes de la chambre à dérive DC 0 avant étalonnage (a) et après étalonnage (b).

## 6.3 Détermination des coordonnées d'une particule

Après l'étalonnage des pistes des chambres à dérive, l'étape de reconstruction suivante est la détermination des coordonnées spatiales de la trajectoire de la particule dans les deux couples de chambres à dérive notés DC 0-1 et DC 2-3 (voir fig. 6.8). Si tout fonctionne correctement, quatre triplets de coordonnées ( $X_n, Y_n$  et  $Z_n$ , avec  $n=0, 1, 2$  ou 3) sont obtenus pour une particule traversant le spectromètre. Les méthodes employées pour extraire chacune de ces coordonnées sont expliquées dans les trois paragraphes suivants.

### 6.3.1 Détermination de $X_n$

A partir de la mesure de la charge induite par la particule sur les 160 pistes, la coordonnée suivant l'axe X, appelée  $X_n$ , (voir fig. 6.8) est reconstruite pour chacune des chambres à dérive. Un algorithme traite les profils de charges générés sur les pistes. La première condition pour qu'un événement soit reconstituable, est d'avoir au moins trois pistes touchées.

La figure 6.3 montre le profil du nombre de pistes touchées simultanément (multiplicité) pour les événements d'intérêt dans les 4 chambres à dérive. On observe qu'au mieux 96 %, 98.7 %, 97.6 %, 88.7 % des événements peuvent donner une position car ils possèdent une multiplicité supérieure à 2 dans les chambres à dérive DC0, DC1, DC2 et DC3 respectivement. L'origine des multiplicités 0 provient d'un déclenchement du plastique sans que la chambre à dérive n'ait vu de signal sur les fils d'amplification. Elle pourrait être associée à une particule cosmique qui passe dans le détecteur plastique sans toucher les chambres, cependant le nombre de multiplicités devrait alors être identique entre les chambres. Pour des raisons inconnues, la chambre à dérive 3 comporte plus de ces multiplicités zéro que les autres, les trois autres ayant

### 6.3. Détermination des coordonnées d'une particule

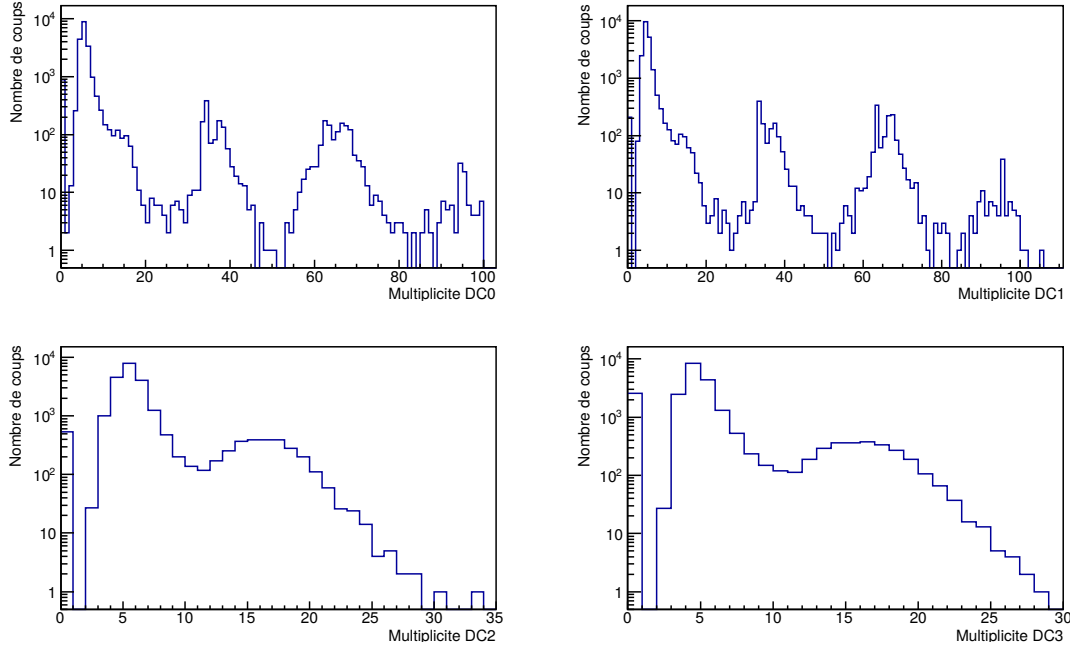


FIG. 6.3 – Multiplicité (nombres de pistes touchés simultanément) observée dans les quatre chambres à dérives pour les événements où des protons sont détectés dans VAMOS en coïncidence avec une particule légère ( $p$  ou  $\alpha$ ) dans le CD-PAD.

de très bonnes performances cela n'aura pas de conséquence. Un traitement particulier pour les pistes 80 et 96 de DC0 et DC1 et les pistes 96, 112 et 128 de DC2 et DC3 a été apporté. Celles-ci déclenchent dans 3 à 4 % des cas sans raison particulière en même temps qu'un signal proton mesuré sur d'autres pistes. La charge codée lors de ce déclenchement est bien au-delà du bruit, aucune explication n'a été trouvée à ce mauvais fonctionnement. Les grandes multiplicités proviennent, quant à elles, d'une particule lourde qui est passée simultanément avec un proton dans les chambres à dérive. Un signal significatif est vu dans les chambres d'ionisation dans ce cas. A noter que les ADC des fils ne codaient pas les « overflows ». Les saturations ne sont donc pas identifiables ainsi. Dans la sous-section 6.9.2 une évaluation de la perte d'efficacité provoquée par ces particules lourdes est effectuée.

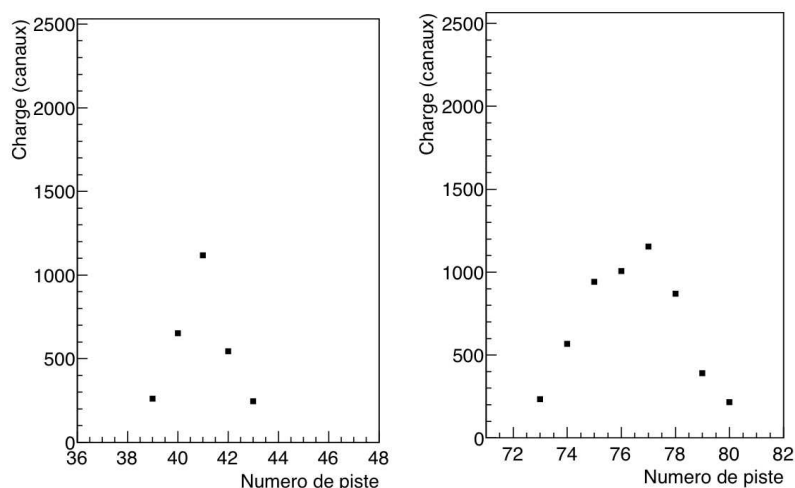
En définitive, seules 3 % des coïncidences n'ont donné aucun signal dans les chambres à dérive et sont définitivement perdues.

Une fois que le profil de charges issu d'un proton est isolé, avec une multiplicité supérieure à deux, plusieurs algorithmes (présentés dans la référence [77]) peuvent être employés pour déterminer la position précise du proton. Deux de ces algorithmes (détaillés ci-dessous) sont utilisés dans ce travail, en fonction du profil de charges dont des exemples sont présentés sur la figure 6.4.

### Méthode de la sécante hyperbolique

Cette méthode offre la meilleure résolution, estimée à  $\sigma = 84 \mu\text{m}$  [77]. A partir des trois pistes (voir la figure 6.4 (a)) collectant le plus de charges et à condition que la piste du milieu ait collecté le plus de charges par rapport à ses deux voisines, une position est reconstruite.

La variation de piédestaux peut changer légèrement les résultats de la sécante hyperbolique. Il a été vu que les variations en charge constatées lors de l'expérience avoisines les 30 canaux. En appliquant cet algorithme à des dépôts de charges, erronés volontairement de cette valeur, on constate des erreurs maximales sur la détermination de  $X_n$  de  $300 \mu\text{m}$ . On verra par la suite que cette erreur potentielle (présente dans les quatre chambres à dérive) n'impacte pas au final la reconstruction de VAMOS.



(a) Profil reconstructible par la méthode de la sécante hyperbolique (b) Profil non reconstructible par la méthode de la sécante hyperbolique

FIG. 6.4 – Exemples de profils de charges typiques correspondant à des événements protons observés dans une chambre à dérive de VAMOS

### Méthode de la moyenne barycentrique

Dans 2 à 3 % des événements, le dépôt de charges sur les pistes touchées ne donne pas le maximum de charge sur la piste du milieu (voir la figure 6.4 (b)), ce qui ne permet pas de reconstruire la position avec l'algorithme précédent. Pour palier au rejet de ces événements, la moyenne barycentrique est utilisée si au moins 4 pistes collectent des charges. Cette méthode est moins performante  $\sigma = 110 \mu\text{m}$  [77] que la sécante hyperbolique. Les incertitudes liées aux piédestaux induisent des erreurs qui dominant toutefois la performance de ces algorithmes.

Les pistes de détection des chambres à dérives sont colinéaires à une trajectoire, dite, de référence. Cette dernière est définie comme une trajectoire qui n'a subi aucune déviation des éléments magnétiques de VAMOS. Si la trajectoire de la particule possède un grand angle par rapport à la trajectoire de référence, alors le profil de charge créé sur les pistes peut être déformé. Cette déformation peut induire une erreur sur la détermination de la position. Cependant, l'optique utilisée (voir la section 6.5) dans VAMOS génèrent des trajectoires avec des angles relativement faibles (inférieur à  $15^\circ$ ) ce qui ne détériore pas la performance des algorithmes [77] au vu des incertitudes dominantes sur les piédestaux.

#### 6.3.2 Détermination de $Y_n$

La coordonnée  $Y_n$  est déterminée à partir de la mesure du temps de dérive des électrons dans la chambre à dérive et de la vitesse de dérive des électrons. Le champ électrique est réglé dans la zone de dérive à 150 V/cm. La vitesse théorique des électrons est ainsi de 5.387 cm/ $\mu$ s (voir fig. 3.2).

Le temps de dérive des électrons est obtenu à partir du temps de vol entre le signal induit sur les fils d'amplification de la chambre à dérive et le signal en sortie du photomultiplicateur gauche du plastique. Cette reconstruction néglige donc le temps de vol de la particule entre la chambre à dérive et le plastique puis de la lumière dans le plastique (quelques ns) par rapport au temps de dérive total (plusieurs  $\mu$ s).

Des fils métalliques horizontaux sont placés verticalement tous les 18 mm devant les chambres à dérive de VAMOS pour assurer une uniformité du champ électrique dans la zone de dérive. La figure 6.5 représente le temps de dérive des électrons dans la chambre à dérive DC0. Les creux observés correspondent aux ombres produites par ces fils. On détermine ainsi une vitesse de dérive de 5.03 cm/ $\mu$ s  $\pm$  0.11 qui est en accord avec celle théorique.

Un moyen supplémentaire pour s'assurer que la position verticale est correctement déterminée est d'utiliser l'ombrage de la plaque de plomb présente à la sortie du dipôle pour bloquer une partie des particules du faisceau incident qui pourrait, entre autre, détériorer les détecteurs, provoquer des saturations, provoquer du temps mort. La figure 6.6 montre que l'ombrage que produit cette plaque est correctement reproduit après la reconstruction. On retrouve bien la valeur de la hauteur de la plaque de 96 mm.

#### 6.3.3 Détermination de $Z_n$

La coordonnée  $Z_n$  est fixe, et correspond à la distance du centre de la rangée de pistes de détection de la chambre à dérive DC $_n$  par rapport au point cible de VAMOS. Les positions des détecteurs sur cet axe sont mesurées précisément par les géomètres du GANIL ( $Z_0 = 7049.9$  mm,  $Z_1 = 7089.9$  mm,  $Z_2 = 7929.5$  mm,  $Z_3 = 7969.5$  mm) avant l'expérience.



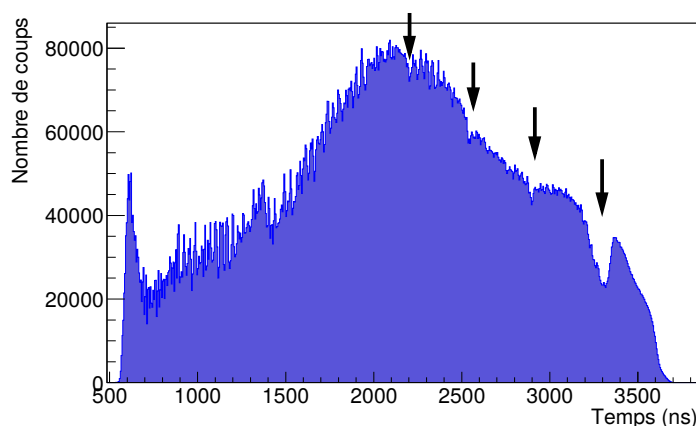


FIG. 6.5 – Temps de dérive des électrons dans la première chambre à dérive (DC0). Les flèches indiquent l'ombrage des fils du dégradeur de champ.

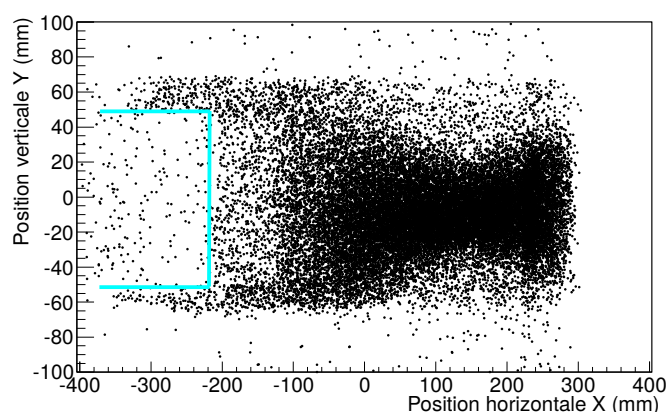


FIG. 6.6 – Positions X et Y des particules reconstruites dans la première chambre à dérive. Les lignes indiquent les limites physiques de l'arrêt faisceau (plaque en plomb).

## 6.4 Étalonnage en position des chambres à dérive

Les coordonnées  $X_n, Y_n$  et  $Z_n$  sont définies par rapport à une trajectoire de référence, passant par le centre géométrique de tous les détecteurs. Ce centre géométrique ne correspond pas forcément au centre réel du référentiel des particules. Pour estimer le décalage et le corriger une mesure avec le faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  est réalisée.

La rigidité magnétique du dipôle de VAMOS est réglée pour correspondre à celle du faisceau (0.866 T.m). Pour cette mesure l'intensité est réduite à quelques centaines de particules par secondes. Pour ce réglage, si le faisceau est centré et sans angle sur la cible, alors les particules

de  $^{19}\text{Ne}$  passent par le centre réel des chambres à dérive à la fois en X et en Y. En mesurant ces positions on déduit alors la position réelle du centre des chambres à dérive.

Or, il a été mesuré que le faisceau est décentré en X (-0.5 à -1 mm) et en Y (1 à 2 mm) au niveau de la cible (section 5.5). Une simulation des trajectoires avec le code Zgoubi (logiciel de calcul de trajectoire de particules [78]) permet de constater que le décentrage du faisceau incident provoque une déviation de la trajectoire des particules par rapport à la trajectoire de référence dans le plan horizontal des détecteurs inférieure à 500  $\mu\text{m}$ . Il n'est pas possible de discerner une telle différence lors de la reconstruction.

Dans le plan vertical la déviation est beaucoup plus élevée et est de l'ordre de - 1 à -2 cm (grandissement 10). Si la position précise du faisceau était connue, une correction exacte de ce décalage aurait pu être apportée. La position verticale n'est pas utile pour la reconstruction de la rigidité magnétique (section 6.5) et l'incertitude sur la reconstruction de l'angle est naturellement élevée avec le mode optique choisie (section 6.7). Par conséquent, pour l'étalonnage vertical, le faisceau est considéré comme centré à la cible.

L'étalonnage suivant l'axe z correspond à la position des chambres à dérive donnée dans la sous-section 6.3.3.

Une fois que l'étalonnage en position des détecteurs est réalisé, la reconstruction des trajectoires est possible.

## 6.5 Reconstruction des paramètres à la cible

### 6.5.1 Mode optique utilisé

La relation matricielle 6.1 décrit au premier ordre les paramètres optiques de VAMOS utilisés lors de cette expérience. Elle lie les vecteurs paramètres de la particule au point cible (indice i comme initial) et ceux mesurés par le spectromètre (indice f comme final). Ces derniers sont déduits des positions dans les chambres à dérive.

$$\begin{pmatrix} X_f \\ \theta_f \\ Y_f \\ \phi_f \\ L_f \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} = 0.20 & R_{12} = 0.815 & 0 & 0 & 0 & R_{16} = 2.02 \\ R_{21} = -1.36 & R_{22} = -0.55 & 0 & 0 & 0 & R_{26} = 0.8 \\ 0 & 0 & R_{33} = 10.65 & R_{34} = 0.425 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} = -0.105 & R_{44} = -0.087 & 0 & 0 \\ R_{51} = -3.63 & R_{52} = -4.44 & 0 & 0 & R_{55} = 1 & R_{56} = 7.60 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & R_{66} = 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_i \\ \theta_i \\ Y_i \\ \phi_i \\ L_i \\ \delta \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

Le référentiel considéré est celui de VAMOS (voir figures 6.7 et 6.8). Les paramètres  $X_i$  et  $Y_i$  ( $X_f$  et  $Y_f$ ) réfèrent aux positions initiales et finales, horizontales et verticales respectivement en mètre. Les angles initiaux et finals  $\theta_i$  et  $\phi_i$  ( $\theta_f$  et  $\phi_f$ ) sont exprimés en radian, la longueur

du chemin parcourue dans le spectromètre L est exprimée en mètre et la rigidité magnétique relative  $\delta = \frac{B\rho - B\rho_{ref}}{B\rho_{ref}}$  en pourcents.

Pour la suite de l'analyse la position au point cible de la particule est supposée centrée ( $X_i=0, Y_i=0$ ) car le couplage entre les positions et les angles initiaux et finals ne permet pas de déterminer ces deux paramètres simultanément. On évaluera dans la section 6.7 les conséquences de cette hypothèse.

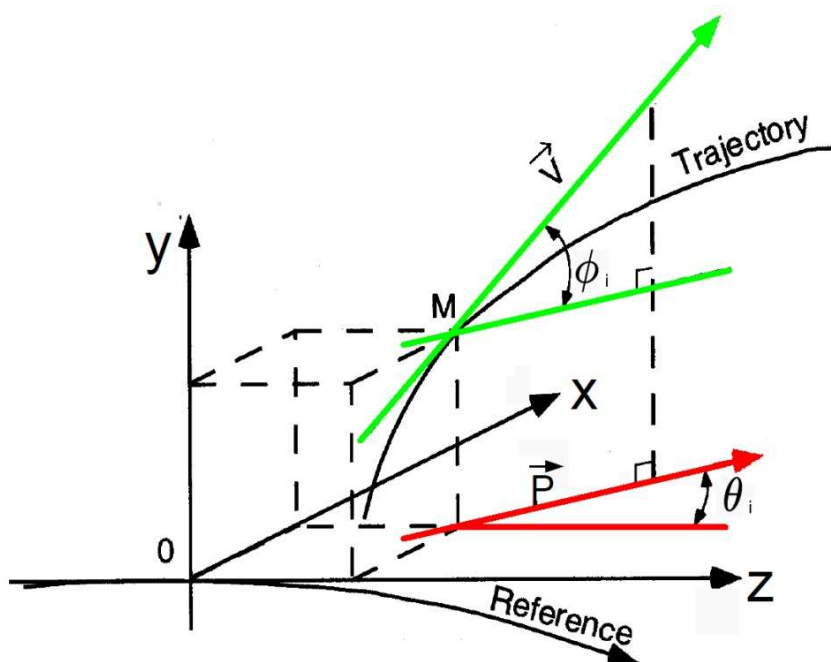


FIG. 6.7 – Repère associé au point cible de VAMOS. L'angle vertical  $\phi_i = \frac{dY_i}{dZ}$  et horizontal  $\theta_i = \frac{dX_i}{dZ}$  sont les angles au point cible dans le repère de VAMOS. Adapté de la thèse de S. Pullanhiotan [79].

A noter que pour déterminer l'angle d'émission de la particule par rapport à l'axe du faisceau (appelé  $\Theta$  voir formule 6.16) il est nécessaire de projeter les angles  $\phi_i$  et  $\theta_i$  du référentiel VAMOS dans le référentiel du laboratoire.

La grande acceptation de VAMOS induit la présence d'aberrations optiques non négligeables. Une solution pour minimiser ces aberrations a été trouvée dans le choix d'une optique qui repousse le plan focal au delà du scintillateur plastique. Dans cette configuration optique, il n'y a donc aucun point de focalisation à proprement parler. Le fait que le plan focal soit aussi éloigné induit des trajectoires avec très peu d'angles dans l'ensemble de détection. On peut alors choisir n'importe quel plan, que l'on appellera « plan image », dans cette zone pour réaliser la mesure. Il faudra veiller à bien mesurer à la fois les positions ( $X_f, Y_f$ ) mais aussi les angles ( $\theta_f$  et  $\phi_f$ ) de la particule au plan image pour reconstruire ses caractéristiques au point cible.

Le plan image a été choisi à 7600 mm du point cible et les chambres à dérive placées en amont et en aval de ce plan. La figure 6.8 représente un schéma dans le plan (OXZ) de l'ensemble de détection de VAMOS.

### 6.5.2 Détermination des coordonnées de la particule au plan image ( $X_f$ , $\theta_f$ , $Y_f$ et $\phi_f$ )

L'extraction des angles ( $\theta_f$  et  $\phi_f$ ) et des positions ( $X_f$ ,  $Y_f$ ) au plan image est effectuée à partir des coordonnées ( $X_n$ ,  $Y_n$  et  $Z_n$ ) mesurées dans les chambres à dérive (voir figure 6.8). Aucun élément magnétique n'est présent lors du trajet des particules dans les détecteurs, les trajectoires sont donc rectilignes. A partir d'au moins deux triplets ( $X_n$ ,  $Y_n$  et  $Z_n$ ), deux droites ( $D_1$  et  $D_2$ ) sont ajustées par la méthode des moindres carrés.  $D_1$  est la droite ajustant le mieux les couples de points ( $X_n$ ,  $Z_n$ ) et  $D_2$  les couples de points ( $Y_n$ ,  $Z_n$ ). Si seulement deux triplets sont mesurés sur les quatre possibles, une condition supplémentaire requiert que les deux triplets soient issus des deux chambres à dérive les plus éloignées l'une de l'autre. Sinon l'événement est rejeté.

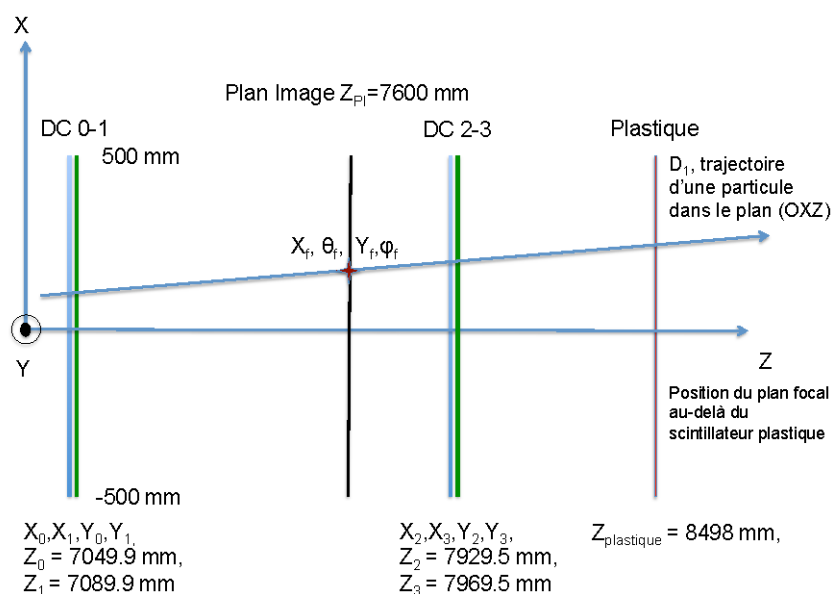


FIG. 6.8 – Schéma dans le plan (OXZ) illustrant les positions relatives des 4 chambres à dérive (DC0 DC1 DC2 DC3), du plan image de VAMOS et du scintillateur plastique. Les axes et les coordonnées clés pour la reconstruction des trajectoires sont indiqués par ( $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$ ) pour la position d'une particule dans la chambre à dérive n et ( $X_f$ ,  $\theta_f$ ,  $Y_f$ ,  $\phi_f$ ) pour la position d'une particule dans le plan image de VAMOS.

L'intersection de ces deux droites avec le plan image de VAMOS est ensuite calculée. Les

deux couples de solutions obtenus sont notées  $(X_f, \theta_f)$  et  $(Y_f, \phi_f)$ . Ainsi,  $X_f$  ( $Y_f$ ) est la position suivant l'axe X (Y) dans le plan image et  $\theta_f$  ( $\phi_f$ ) est l'angle entre la normale au plan image et la droite  $D_1$  ( $D_2$ ).

A partir des coordonnées de la particule au plan image ( $X_f, \theta_f, Y_f$  et  $\phi_f$ ), les quatre coordonnées de la particule, au point cible, qui sont la rigidité magnétique  $B\rho$ , les angles initiaux à la cible dans le repère de VAMOS  $\theta_i$  et  $\phi_i$  et la longueur du chemin parcouru dans le spectromètre L, peuvent être reconstruites (voir figure 6.7).

### 6.5.3 Reconstruction de $B\rho$ , $\theta_i$ et L

Une inversion de la matrice du premier ordre 6.1 n'est pas suffisante pour reconstruire précisément les paramètres initiaux, car de nombreuses corrections d'aberrations ne sont pas prises en compte. Une simulation est utilisée pour reconstruire les trois paramètres suivants :

- La rigidité magnétique ( $B\rho$ ) de la particule qui est définie par l'équation 6.2.

$$B\rho = \frac{\|\vec{P}\|}{Q} \quad (6.2)$$

avec Q la charge de la particule et  $\vec{P}$  son vecteur impulsion.

- La distance totale (L) que parcourt la particule du point cible de VAMOS jusqu'au scintillateur plastique, cette grandeur notée L n'est pas utilisée.
- L'angle ( $\theta_i$ ) de la particule au point cible, comme indiqué sur la figure 6.7, est l'angle entre la projection du vecteur impulsion de la particule sur le plan OXZ et l'axe OZ.

Le logiciel Zgoubi [78] génère toutes les trajectoires ( $B\rho$ ,  $\theta_i$ , et L) de particules possibles à l'entrée de VAMOS et calcule le couple  $(X_f, \theta_f)$  correspondant au plan image. Pour effectuer la reconstruction, le couple mesuré  $(X_f, \theta_f)$  est comparé à l'ensemble des couples simulés. Si une correspondance est trouvée alors le couple mesuré  $(X_f, \theta_f)$  est associé au triplet ( $B\rho$ ,  $\theta_i$ , et L) simulé.

### 6.5.4 Reconstruction de $\phi_i$

L'angle  $\phi_i$  de la particule au point cible est l'angle entre le vecteur impulsion de la particule et le plan OXZ. Il devient lourd numériquement d'inclure le couple de coordonnées  $(Y_f, \phi_f)$  dans la simulation pour déduire  $\phi_i$ . La stratégie utilisée pour reconstruire cet angle est différente. Un polynôme de degré 7, donné par la relation 6.3 [70], lie les trajectoires mesurées par le système de détection de VAMOS (indice f) à l'information sur l'angle vertical initial  $\phi_i$ .

$$\phi_i = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} \langle \phi | x_f^i \theta_f^j y_f^k \phi_f^l \rangle x_f^i \theta_f^j y_f^k \phi_f^l \quad (6.3)$$

Les coefficients du polynôme sont déterminés numériquement [79]. La précision de cette méthode est cependant limitée. Dans le cas de notre analyse, certains angles  $\phi_i$  sont reconstruits jusqu'à  $\pm 300$  mrad. Or l'ouverture angulaire maximale du CD-PAD est de  $\pm 67$  mrad. Ce qui n'est physiquement pas possible et qui reflète la limitation de la méthode.

L'angle vertical  $\phi_i$  est difficilement reconstitué car l'optique utilisée pour cette expérience induit intrinsèquement une incertitude importante sur la détermination de ce paramètre (voir relation matricielle 6.1). De plus, la position verticale à la cible est supposée nulle, or un décalage vertical de 1 mm d'une particule colinéaire à l'axe du faisceau possède une trajectoire après le dipôle compatible avec une particule sans décalage vertical mais un angle à la cible de 24 mrad. Sans mesure précise de la position à la cible de la particule suivant l'axe vertical cette incertitude demeurera. Les valeurs d'incertitudes sont données dans la section 6.7.

A noter, qu'une autre méthode de reconstruction a été étudiée en collaboration avec B. Jacquot, physicien des accélérateurs, durant cette thèse pour tenter d'améliorer la reconstruction de l'angle  $\phi_i$ . L'objectif de cette méthode est de pouvoir reconstruire tous les paramètres initiaux à partir du quadruplet mesuré ( $X_f, \theta_f, Y_f$  et  $\phi_f$ ). Une grille simulée est générée mais avec peu de points pour ne pas être confronté à des limitations informatiques. Pour compenser ce faible nombre de points une interpolation est effectuée pour trouver la trajectoire simulée la plus proche de la mesure. Tous les paramètres  $B\rho, \theta_i, \phi_i, X_i, Y_i$  et  $L$  de la particule sont alors déduits. Aucune amélioration prononcée de la reconstruction n'a été observée. La limitation due au manque d'informations sur la position de la particule à la cible demeure. L'utilisation d'un détecteur après la cible pourrait améliorer ce point à condition qu'aucun faisceau incident de haute intensité ne traverse le détecteur.

## 6.6 Incertitude sur la mesure de la trajectoire

Dans cette section, une évaluation de toutes les incertitudes de reconstruction est effectuée.

### 6.6.1 Incertitude sur la détermination des positions dans les chambres à dérive

Lorsqu'au moins trois chambres à dérive permettent la reconstruction de la trajectoire, il est possible d'extraire la différence  $\Delta X_n$  entre la position réelle  $X_n$  reconstruite dans chaque chambre à dérive et l'intersection de la droite  $D_1$  avec le plan du détecteur. La figure 6.9 montre les valeurs  $\Delta X_n$  associées à des événements protons traversant les chambres à dérive. Une largeur à mi-hauteur est estimée pour les courbes de la figure 6.9. Elle est d'environ 450  $\mu\text{m}$  par lorsque seule la méthode de la sécante hyperbolique est utilisée pour la détermination de  $X_i$  avec quatre chambres à dérive donnant un signal, soient les meilleures conditions. Le même principe est appliqué pour extraire  $\Delta Y_n$  (voir figure 6.10).

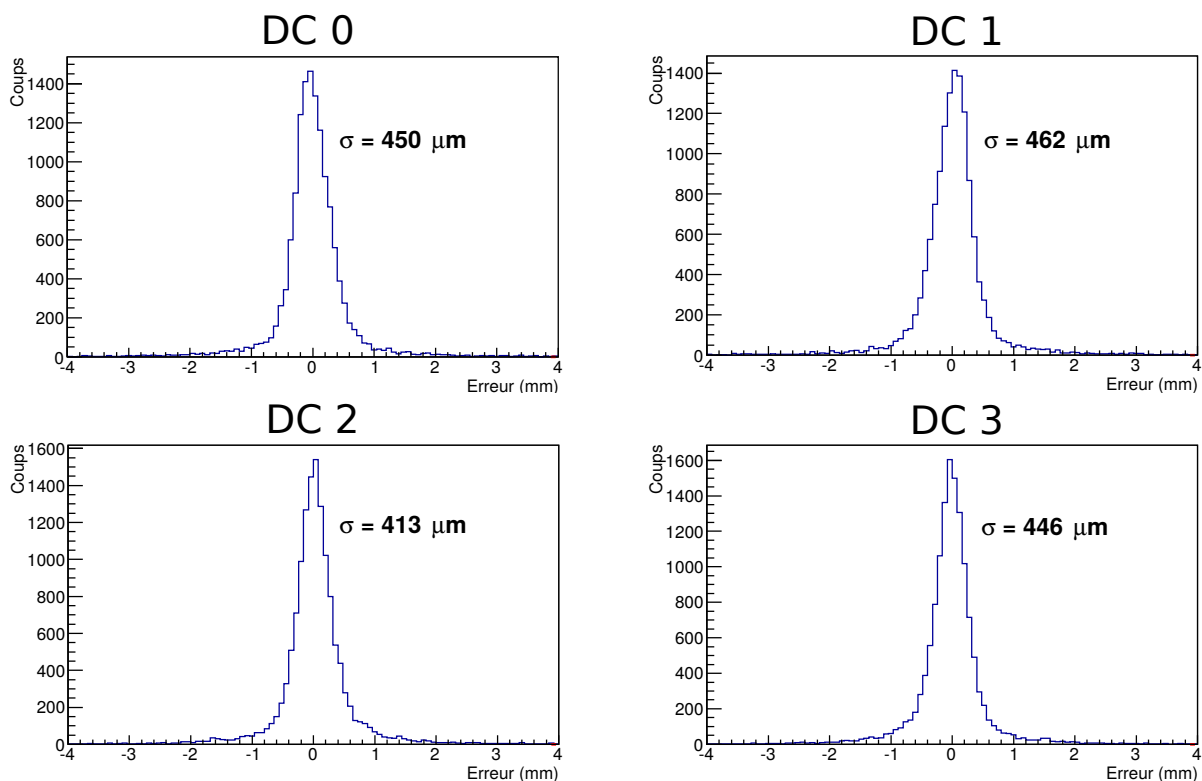


FIG. 6.9 – Erreur sur la position X reconstruite dans chaque chambre à dérive.

A noter que les courbes 6.9 et 6.10 permettent d'affiner l'étalonnage en position des chambres. Si une erreur systématique est présente, elle provient nécessairement d'un mauvais étalonnage. En effet, la diversité des trajectoires dans les chambres à dérive permet de balayer une grande combinaison d'angles et de positions excluant ainsi un effet systématique qui proviendrait de la géométrie des pistes de détection.

Si la statistique avait été suffisante il aurait été pertinent de vérifier que la précision obtenue avec des événements imposants la présence de signaux dans trois chambres à dérive donne des résultats similaires en imposant la présence de signaux dans les quatre chambres.

### 6.6.2 Incertitude sur la détermination de $X_f$ , $\theta_f$ , $Y_f$ et $\phi_f$

A partir des erreurs mesurées (voir les figures 6.9 et 6.10) sur la détermination des coordonnées de position de la particule dans les chambres à dérive, une simulation Monte-Carlo a été réalisée pour quantifier la conséquence de ces dernières sur les incertitudes des paramètres reconstruits au plan image ( $\sigma_{X_{f_{det}}}$ ,  $\sigma_{\theta_{f_{det}}}$ ,  $\sigma_{Y_{f_{det}}}$  et  $\sigma_{\phi_{f_{det}}}$ ).

Pour cette simulation, des trajectoires parfaites de particules sont générées, et les coordonnées de celles-ci dans les chambres à dérive de VAMOS sont déterminées. Des incertitudes

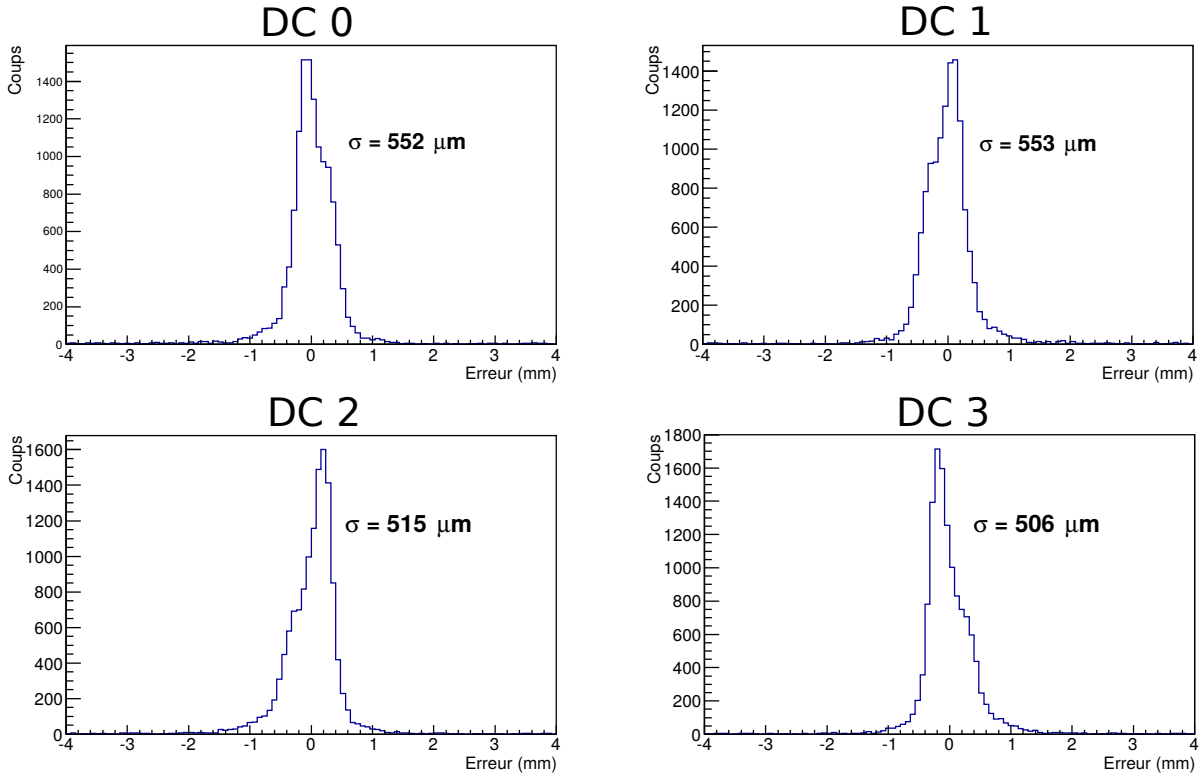


FIG. 6.10 – Erreur sur la position Y reconstruite dans chaque chambre à dérive.

de type gaussiennes  $\sigma=450 \mu\text{m}$  et  $\sigma=550 \mu\text{m}$  en X et Y respectivement sont alors associées aux coordonnées idéales. En appliquant la reconstruction décrite dans la section 6.5, une incertitude sur chaque paramètre de position dans le plan image est ainsi estimée :  $\sigma_{X_{f_{det}}} = 0.290 \text{ mm}$ ,  $\sigma_{\theta_{f_{det}}} = 0.640 \text{ mrad}$ ,  $\sigma_{Y_{f_{det}}} = 0.38 \text{ mm}$  et  $\sigma_{\phi_{f_{det}}} = 0.850 \text{ mrad}$ .

Les incertitudes au plan image  $\sigma_{X_f}$ ,  $\sigma_{\theta_f}$ ,  $\sigma_{Y_f}$  et  $\sigma_{\phi_f}$  (voir relations 6.4, 6.5, 6.6 et 6.7) sont une convolution des incertitudes estimées en terme de détection et des incertitudes sur la position du faisceau à la cible estimées à partir des coefficients de la matrice 6.1. La taille d'un faisceau CIME au point cible de VAMOS est typiquement de l'ordre de  $\sigma_{X_i} = 1 \text{ mm}$   $\sigma_{Y_i} = 2.6 \text{ mm}$ . Les incertitudes en angles du faisceau sont négligées (section 5.5). L'incertitude sur la position au plan image est estimée à partir des coefficients de la matrice 6.1 et de la relation 6.8.

$$\sigma_{X_f} = \sqrt{\sigma_{X_{f_{det}}}^2 + (R_{11}\sigma_{X_i})^2} = 0.35 \text{ mm} \quad (6.4)$$

$$\sigma_{\theta_f} = \sqrt{\sigma_{\theta_{f_{det}}}^2 + (R_{21}\sigma_{X_i})^2} = 1.5 \text{ mrad} \quad (6.5)$$



$$\sigma_{Y_f} = \sqrt{\sigma_{Y_{f_{det}}}^2 + (R_{33}\sigma_{Y_i})^2} = 28 \text{ mm} \quad (6.6)$$

$$\sigma_{\phi_f} = \sqrt{\sigma_{\phi_{f_{det}}}^2 + (R_{43}\sigma_{Y_i})^2} = 0.9 \text{ mrad} \quad (6.7)$$

Les relations précédentes indiquent que l'incertitude sur la position à la cible détériore peu la mesure au plan image, sauf pour la mesure de  $Y_f$  qui est 74 fois moins bonne lorsque l'incertitude à la cible est ajoutée. Cette dernière aura des conséquences sur la reconstruction de l'angle vertical  $\phi_i$ , comme nous l'avons vu précédemment.

## 6.7 Incertitude sur les paramètres $B\rho$ , $\theta_i$ et $\phi_i$ reconstruits par VAMOS

On cherche maintenant à estimer la valeur de l'incertitude sur les paramètres reconstruits par VAMOS. Le calcul de l'incertitude est effectué à partir de la formule 6.8 [80]. Cette formule est valable si les variables ne sont pas corrélées. Cette hypothèse est vraie avec l'utilisation d'une matrice du premier ordre (eq. 6.1) et est faite pour la suite des études d'incertitudes.

$$\sigma_z^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial w_i} \right)^2 \sigma^2(w_i) \quad (6.8)$$

Il est possible d'évaluer l'incertitude sur les paramètres reconstruits par VAMOS grâce à la relation matricielle 6.9, qui relie au premier ordre les paramètres à la cible aux paramètres mesurés. Cette relation est obtenue à partir de l'inversion de la matrice 6.1. Le paramètre  $L_i$  n'est pas calculé car il n'est pas utile dans cette expérience.

$$\begin{pmatrix} X_i \\ \theta_i \\ Y_i \\ \phi_i \\ - \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} = -0.55 & A_{12} = -0.816 & 0 & 0 & 0 & A_{16} = 1.77 \\ A_{21} = 1.36 & A_{22} = 0.20 & 0 & 0 & 0 & A_{26} = -2.91 \\ 0 & 0 & A_{33} = 0.097 & A_{34} = 0.48 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_{43} = -0.119 & A_{44} = -12.07 & 0 & 0 \\ - & - & - & - & - & - \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{66} = 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_f \\ \theta_f \\ Y_f \\ \phi_f \\ - \\ \delta \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

La formule de l'erreur 6.8 et la relation matricielle 6.9 permettent de déduire les incertitudes sur les paramètres reconstruits  $\theta_i$ ,  $\phi_i$  et  $\delta$  (voir les relations 6.10, 6.11 et 6.12 à partir des incertitudes  $\sigma_{X_f}$ ,  $\sigma_{\theta_f}$ ,  $\sigma_{Y_f}$  et  $\sigma_{\phi_f}$  calculées dans la section 6.6. ).

$$\sigma_{\theta_i} = \sqrt{A_{21}^2 \sigma_{X_f}^2 + A_{22}^2 \sigma_{\theta_f}^2 + A_{26}^2 \sigma_{\delta}^2} = 2.1 \text{ mrad} \quad (6.10)$$

$$\sigma_{\phi_i} = \sqrt{A_{43}^2 \sigma_{Y_f}^2 + A_{44}^2 \sigma_{\phi_f}^2} = 11.3 \text{ mrad} \quad (6.11)$$

$$\sigma_{\delta} = \sqrt{\frac{A_{11}^2 \sigma_{X_f}^2 + A_{12}^2 \sigma_{\theta_f}^2}{A_{16}^2}} = 7.10^{-4} \quad (6.12)$$

Les incertitudes sur les paramètres reconstruits par VAMOS sont en définitive faibles, hormis  $\phi_i$  dont l'incertitude de reconstruction est environ cinq fois moins que  $\theta_i$ . On retrouve ainsi de manière théorique ce qui est observé expérimentalement sur la reconstruction de  $\phi_i$  (voir figure 6.16). Il est important de noter que le calcul de la résolution avec des relations d'optique du premier ordre est suffisant. La prise en compte des aberrations optiques n'est pas nécessaire pour ces calculs.

## 6.8 Impact de la densité des trajectoires simulées pour la reconstruction

La reconstruction des paramètres  $B\rho$  et  $\theta_i$  au point cible est effectuée à partir d'une liste de trajectoires simulées (voir la sous-section 6.5.3). Les trajectoires sont générées suivant des pas d'évolution différents pour les paramètres initiaux ( $B\rho$  et  $\theta_i$ ) et finals ( $X_f$  et  $\theta_f$ ). Si les pas sont trop larges alors la résolution sur la reconstruction de ces paramètres peut être détériorée. Toutefois, il n'est pas non plus pertinent de réduire trop les pas car la taille du fichier de trajectoires devient compliquée à gérer. Une analyse de l'impact des pas d'incrémentations a été effectuée pour évaluer quels sont les pas pertinents à utiliser.

Pour ce faire, des simulations Monte-Carlo sont effectuées. Celles-ci tiennent en compte les incertitudes expérimentales sur les paramètres  $X_f$  et  $\theta_f$  obtenues précédemment. A partir des couples  $X_f$  et  $\theta_f$  générés on reconstruit les paramètres de rigidité magnétique  $B\rho$  et d'angle  $\theta_i$  en fonction de différentes densités de trajectoires simulées. Le tableau 6.1 donne les pas optimaux à considérer pour les paramètres initiaux ( $B\rho$  et  $\theta_i$ ) et finals ( $X_f$  et  $\theta_f$ ) qui offrent le meilleur compromis entre résolution de reconstruction et volumes des fichiers de trajectoire. A noter que la résolution finale n'est pas impactée par les incertitudes liées à la partie numérique de la méthode de reconstruction.

## 6.9 Efficacité de reconstruction

### 6.9.1 Efficacité géométrique de VAMOS

Une plaque de plomb présente à la sortie du dipôle permet de stopper une partie de la traîne du faisceau incident. Cependant une partie des protons d'intérêt peut se retrouver piégée

Paramètres	pas utilisé
$X_f$	0.05 mm
$\theta_f$	0.5 mrad
$B\rho$	0.5 mT.m
$\theta_i$	0.2 mrad

TAB. 6.1 – Pas optimal à considérer pour générer la liste des trajectoires simulées qui relie les paramètres initiaux ( $B\rho$  et  $\theta_i$ ) et finals ( $X_f$  et  $\theta_f$ ).

dans cette plaque, impactant ainsi leur efficacité de détection. Une simulation Monte-Carlo a été réalisée en considérant une émission isotropique en énergie et en angle des protons p'. L'analyse du nombre de protons transmis dans VAMOS peut être effectuée à partir d'une carte d'acceptance simulée. A partir de la formule 6.14, l'énergie d'excitation est reconstruite.

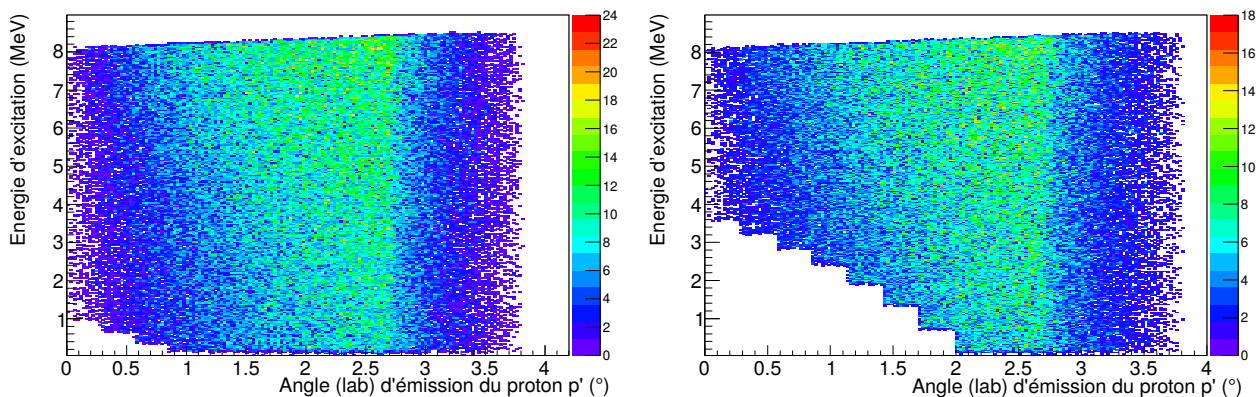
La figure 6.11 donne un comparatif entre les protons p' acceptés dans VAMOS en fonction de l'angle d'émission du proton p' dans le laboratoire. La figure 6.11 (a) est établie avec une simulation n'incluant pas la plaque de plomb tandis que la simulation à l'origine de la figure 6.11 (b) considère la présence de la plaque de plomb.

La plaque de plomb induit un effet significatif sur l'acceptance des états au dessous de 4 MeV. Ces énergies n'ont toutefois pas d'intérêt astrophysique. L'effet des marches observé sur la figure 6.11 (b) provient du nombre de points insuffisant dans la carte d'acceptance de VAMOS utilisée pour cette simulation. La figure 6.11 (c) donne ce qui est expérimentalement observé. On peut observer à haute énergie la coupure prévue par la simulation. Une traîne jusqu'à des angles très grands est observée correspondant aux angles  $\phi_i$  mal reconstruits. La coupure à basse énergie prévue par la simulation est difficilement observable car ces états ne sont pas émetteurs  $\alpha$ , or une coïncidence avec ces particules est requise pour obtenir cette courbe. Les zones horizontales avec des fortes densités de points correspondent aux états du  $^{19}\text{Ne}^*$ .

L'efficacité de détection absolue de VAMOS en fonction de l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  peut ainsi être établie. Elle est donnée sur la figure 6.12. L'efficacité est issue du ratio entre le nombre de protons détectés sur le plastique de VAMOS et de ceux passant l'ouverture angulaire du CD-PAD. On constate que dans la zone d'intérêt astrophysique (6.41 MeV à 7 MeV), l'efficacité absolue de VAMOS en fonction de l'énergie d'excitation est de 100 %. A basse énergie d'excitation on observe une chute de l'efficacité correspondant à l'effet de la plaque de plomb. A noter que l'ouverture angulaire du CD-PAD (8.9 msr) réduit beaucoup l'acceptance nominale de VAMOS. L'aspect de palier observé provient d'une densité de points trop faible dans la carte d'acceptance utilisée pour cette simulation.

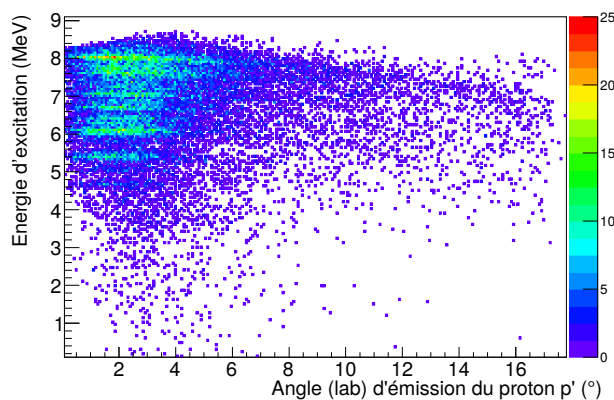
### 6.9.2 Effet de l'oxygène 15 et du fluor 18

Lorsque VAMOS était configuré à 0.7 T.m, 23035 protons ont été détectés (voir section 6.1) en coïncidence avec des particules  $\alpha$  et des protons p'' dans le CD-PAD. Cependant seuls 17158



(a) Matrice issue de la simulation n'incluant pas la plaque de plomb.

(b) Matrice issue de la simulation incluant la plaque de plomb.



(c) Matrice issue des données expérimentales

FIG. 6.11 – Energie d'excitation acceptée dans VAMOS en fonction de l'angle  $\theta$  d'émission du proton  $p'$  dans le référentiel du laboratoire. Cette matrice reflète les coupures dans la carte d'acceptance du spectromètre.

protons avaient effectivement une trajectoire reconstruite, soit 26 % de perte, c'est bien plus que les 3 % de perte mesurés initialement (voir sous-section 6.3.1).

Une analyse des trajectoires de ces événements non reconstruits fait apparaître des doubles pics ou juste un signal saturé dans les chambres à dérive. La figure 6.13 donne la charge en fonction du numéro de piste dans la première chambre à dérive lorsqu'un double pic est présent, le signal avec une amplitude caractéristique d'un proton est visible sur la gauche tandis qu'une saturation apparaît sur la droite.

Le proton  $p'$  issu de la diffusion inélastique passe donc dans 26 % des cas en même temps qu'un noyau lourd dans VAMOS, ce noyau est probablement le noyau de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  soit l'oxygène 15 (resp.  $^{18}\text{F}$ ) dans le cas de coïncidence avec des particules  $\alpha$  (resp. proton  $p''$ )

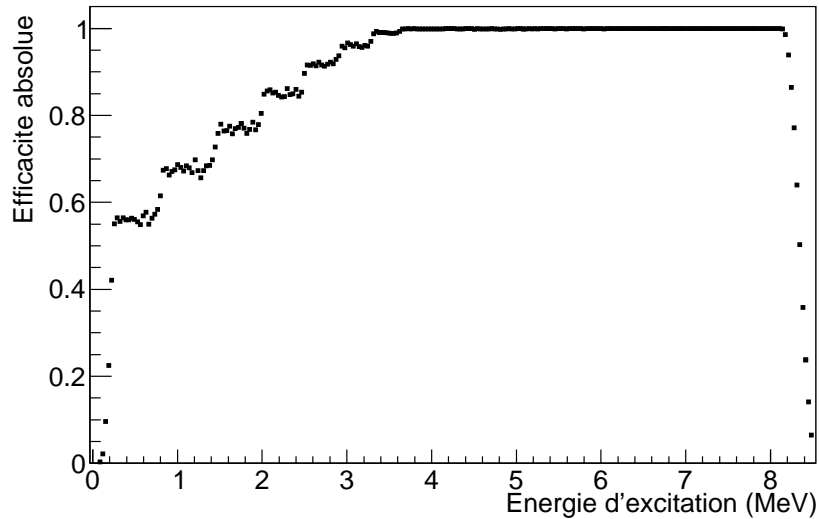


FIG. 6.12 – Efficacité de détection absolue de VAMOS en fonction de l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$ , en considérant la présence du beam-catcher, déduite de la simulation.

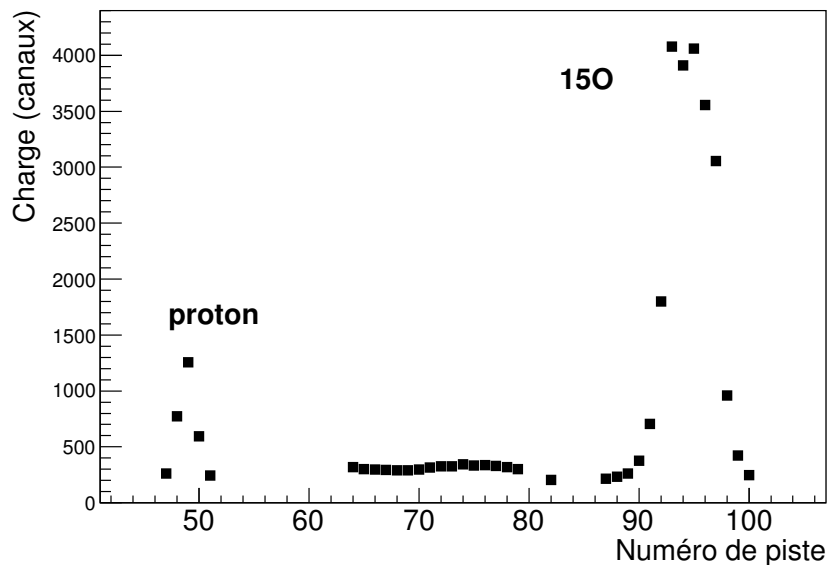


FIG. 6.13 – Charge en fonction du numéro de piste pour la chambre première chambre à dérive lorsqu'un proton et un  $^{15}\text{O}$  la traversent simultanément.

dans le CD-PAD. Cette hypothèse est confirmée lorsqu'on regarde le signal dans les chambres d'ionisation. Ces dernières n'avaient pas assez de gain pour distinguer un signal proton. De

fait, aucun signal n'est vu dans les chambres d'ionisation pour un proton seul. Par contre, pour ces types d'événements doubles un signal significatif est observé. De plus les saturations ont lieu sur la droite des chambres à dérive, ce qui correspond à des valeurs de rigidité magnétique élevées, qui sont compatibles avec la cinématique des particules d'oxygène 15 et de fluor 18. La présence de ces isotopes en coïncidence avec les protons  $p'$  n'a pas été anticipée correctement.

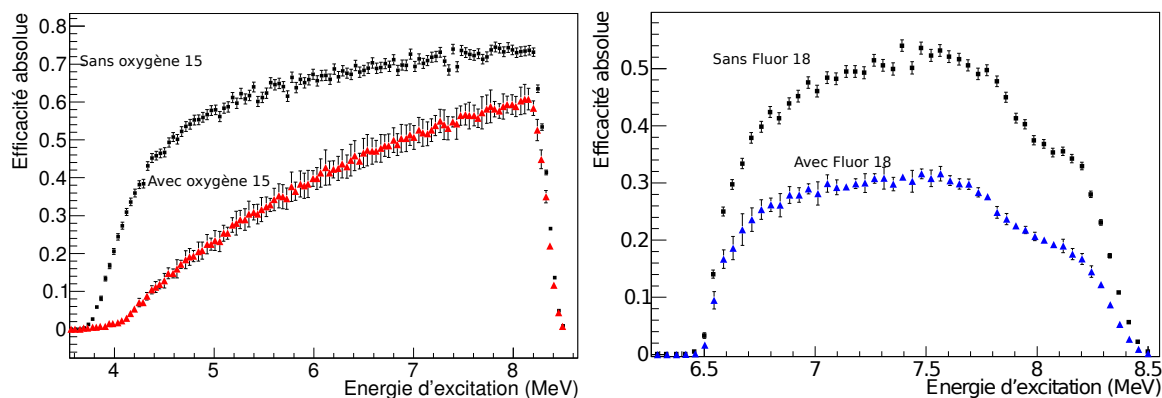
L'efficacité de détection absolue est obtenue à partir du code Monte-Carlo « Boulaykin ». Elle correspond au ratio entre le nombre de protons  $p'$  issus de la diffusion inélastique passant l'ouverture angulaire du CD-PAD et le nombre de protons  $p'$  détectés dans le plastique de VAMOS en coïncidence avec une particule  $\alpha$  de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  (fig. 6.14(a)) ou un proton  $p''$  (fig. 6.14(b)).

Pour cette simulation, toutes les énergies d'excitations sont prises en compte. Elles sont générées de manière équiprobable sur l'intervalle continu de 0 à 8.5 MeV. Deux cas sont considérés pour les angles d'émissions des protons  $p''$  et des particules  $\alpha$ . Le premier cas est une distribution isotrope et le second cas une distribution parabolique correspondant à un moment angulaire  $l=1$  (voir section D) dans le centre de masse. Les barres d'erreurs reflètent l'incertitude qu'induit une distribution angulaire des particules de décroissance non isotrope par rapport à une distribution isotrope dans le centre de masse, chaque point d'efficacité étant la valeur moyenne des deux efficacités.

Sur les figures 6.14, les carrés noirs donnent l'efficacité dans le meilleur des cas et les triangles rouges donnent l'efficacité de détection dans le pire des cas, à savoir lorsque l'on considère que tous les  $^{15}\text{O}$  et les  $^{18}\text{F}$  passant dans VAMOS empêchent la mesure du protons  $p'$ . Il n'est pas aisé d'estimer précisément l'effet de ces particules lourdes car le phénomène de saturation pour deux configurations identiques peut tantôt empêcher la mesure, tantôt être corrigé. Dans le meilleur des cas on constate que l'efficacité n'est pas de 100 %. En effet, la perte d'efficacité due seulement à l'efficacité géométrique de détection du CD-PAD est prononcée.

L'algorithme de reconstruction (sous-section 6.3.1) a dû être amélioré pour notamment tenter de récupérer les événements associés à l'oxygène 15 et fluor 18. Lorsque deux pics dont une saturation sont présents lors d'un événement on essaie de rejeter la saturation et reconstruire l'énergie du proton  $p'$ . Cette correction n'est cependant pas suffisante pour retrouver tous les événements perdus, car dans 17 % des cas la trajectoire du proton est incluse dans la traîne de saturation observée sur la figure 6.13. L'efficacité de reconstruction des protons  $p'$ , après ces corrections est de 83 %.

Les 17 % de protons manquants provoquent évidemment la même perte de statistique pour les particules  $\alpha$  et les protons  $p''$  issus de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  détectés en coïncidence dans le CD-PAD. La difficulté est que cette perte n'est pas isotrope mais intervient à certains angles d'émission de ces particules. Il y aura donc malheureusement un impact sur la forme de la distribution angulaire des particules de décroissance qui permet de mesurer le moment angulaire des états du  $^{19}\text{Ne}$ , cette analyse est effectuée dans la section 7.5.3.



(a) Coïncidence avec les particules  $\alpha$  dans le CD-PAD (b) Coïncidence avec les protons  $p'$  dans le CD-PAD

FIG. 6.14 – Efficacité absolue (carrés noirs) de détection des protons  $p'$  dans VAMOS en coïncidence avec une particule dans le CD-PAD. Les triangles rouges donnent l'efficacité lorsque les particules d'oxygène 15 ou de fluor 18 empêchent la mesure.

## 6.10 Obtention du spectre en énergie d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$

La figure 6.15 donne le spectre final des protons  $p'$  en rigidité magnétique obtenu en coïncidence avec un  $\alpha$  ou un proton  $p'$  dans le CD-PAD.

La rigidité magnétique  $B\rho$  peut être convertie en facteur de Lorentz  $\gamma$  par la relation 6.13.

$$\gamma = \sqrt{\left(1 + \left(\frac{B\rho}{m^2} 0.321842 \cdot Z\right)^2\right)} \quad (6.13)$$

$B\rho$  est exprimé en T.m,  $m$  la masse de la particule en uma.  $Z$  correspond à la charge de la particule (plus spécifiquement il s'agit de l'état de charge). Les équations cinématiques de l'annexe A sont utilisées pour reconstruire l'énergie d'excitation (voir eq. 6.14).

$$E^* = m_{^{19}\text{Ne}} c^2 (\gamma_{^{19}\text{Ne}} - \gamma_{^{19}\text{Ne}^*}) - m_p c^2 (\gamma_{p'} - 1) \quad (6.14)$$

avec  $\gamma_{^{19}\text{Ne}} = 1.010695$  le facteur de Lorentz du faisceau incident et  $\gamma_{p'}$  le facteur de Lorentz du proton  $p'$  mesuré.  $\gamma_{^{19}\text{Ne}^*}$  peut être exprimé en fonction de  $\gamma_{^{19}\text{Ne}}$  et de  $\gamma_{p'}$  par la relation 6.15,  $m_{^{19}\text{Ne}}$  la masse en  $\text{MeV}/c^2$  du  $^{19}\text{Ne}$  et  $c$  la vitesse de la lumière en  $\text{m.s}^{-1}$ .

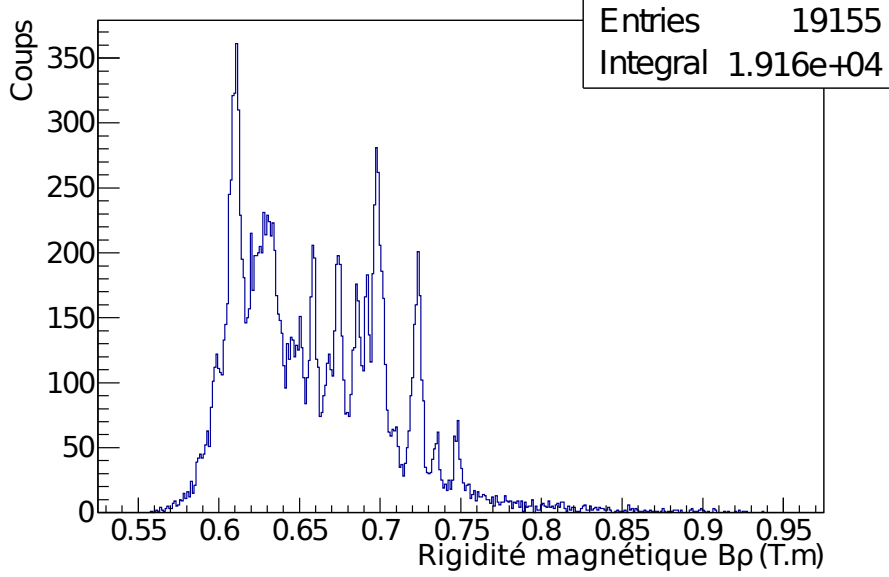


FIG. 6.15 – Spectre final des protons  $p'$  en rigidité magnétique obtenu avec la configuration à 0.7 T.m de VAMOS en coïncidence avec une particule  $\alpha$  ou un proton  $p''$  dans le CD-PAD.

$$\gamma_{^{19}\text{Ne}^*} = \sqrt{\gamma_{^{19}\text{Ne}}^2 + (\gamma_{p'}^2 - 1) \frac{m_p^2}{m_{^{19}\text{Ne}}^2} - 2 \sqrt{(\gamma_{^{19}\text{Ne}}^2 - 1)(\gamma_{p'}^2 - 1) \frac{m_p^2}{m_{^{19}\text{Ne}}^2} \cos \Theta_{p'}}} \quad (6.15)$$

avec  $m_p$ ,  $m_{^{19}\text{Ne}}$  la masse du proton et du  $^{19}\text{Ne}$  (en uma) et  $\Theta_{p'}$  l'angle d'émission dans le laboratoire du proton  $p'$  par rapport à l'axe du faisceau.  $\Theta_{p'}$  est défini par l'expression suivante :

$$\Theta_{p'} = \arccos(\cos(\theta_i) \cos(\phi_i)) \quad (6.16)$$

avec  $\theta_i$  et  $\phi_i$  les angles initiaux reconstruits par VAMOS (voir la figure 6.7). La figure 6.16 donne le spectre de ces angles mesurés par VAMOS.

Le spectre de  $\phi_i$  sur la figure 6.16 est, comme attendu par les calculs de résolution (sous-section 6.7), bien moins précis que celui de  $\theta_i$ .

Tous les éléments présentés précédemment dans cette section permettent d'obtenir le spectre en énergie d'excitation non traité en coïncidence avec un proton ou une particule  $\alpha$  dans le CD-PAD. Il est donné sur la figure 6.17. Ce spectre sera analysé dans le prochain chapitre en fonction des voies de décroissance  $\alpha$  ou protons  $p''$ .



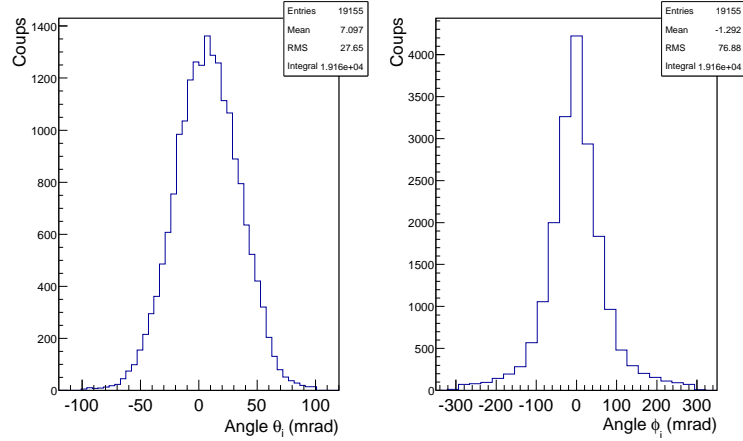


FIG. 6.16 – Spectre final des angles  $\theta_i$  et  $\phi_i$  du proton  $p'$  avec la configuration à 0.7 T.m de VAMOS en coïncidence avec une particule  $\alpha$  ou un proton  $p''$  dans le CD-PAD.

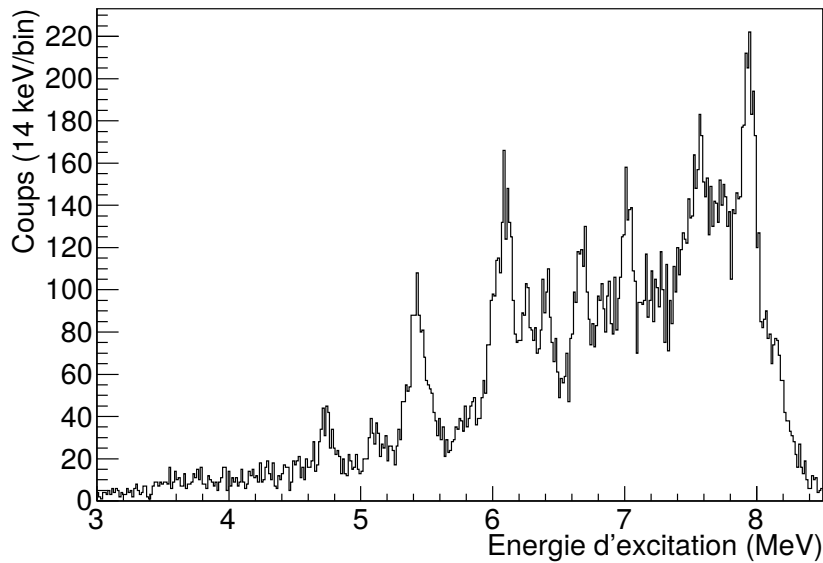


FIG. 6.17 – Spectre en énergie d'excitation non traité final en coïncidence avec un proton ou une particule  $\alpha$  dans le CD-PAD.

### 6.10.1 Correction de l'énergie des états

La figure 6.18 donne la valeur de l'énergie des états vus dans la littérature (les références de la littérature sont données dans le chapitre 8) en fonction de l'énergie des états de cette

expérience. On observe un décalage linéaire en énergie.

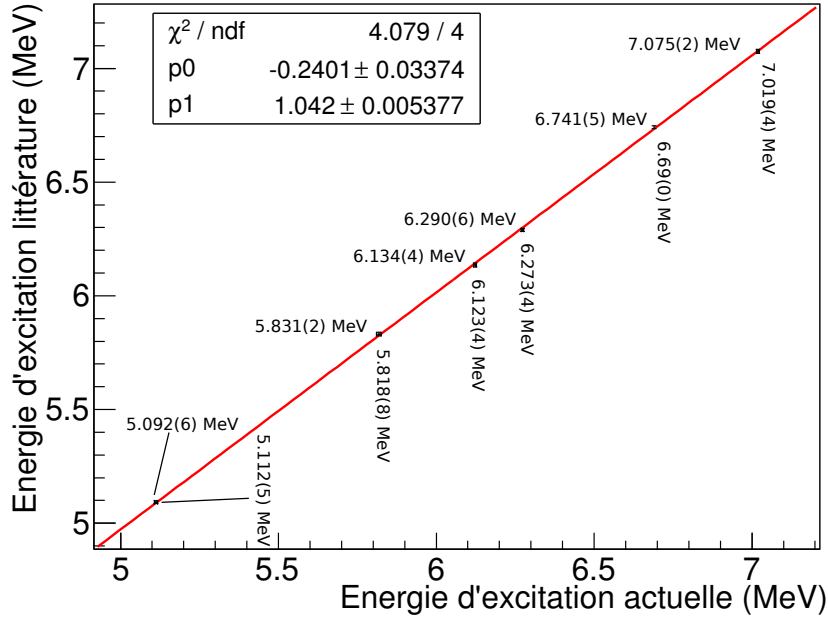


FIG. 6.18 – Energie d'excitation mesurée dans la littérature en fonction de l'énergie déterminée dans notre expérience.

Par exemple, pour les états vus dans l'expérience à 7.019(4) MeV et à 5.112(5) MeV, un décalage en rigidité magnétique relative, respectivement de +0.14 % et -0.09 %, est observé. Un dernier étalonnage des données a eu lieu pour pouvoir corriger ce décalage. Le changement de signe peut indiquer que cette erreur provient d'un étalonnage en position suivant le plan horizontal pas assez précis. Il provient très probablement du décentrage du faisceau à la cible.

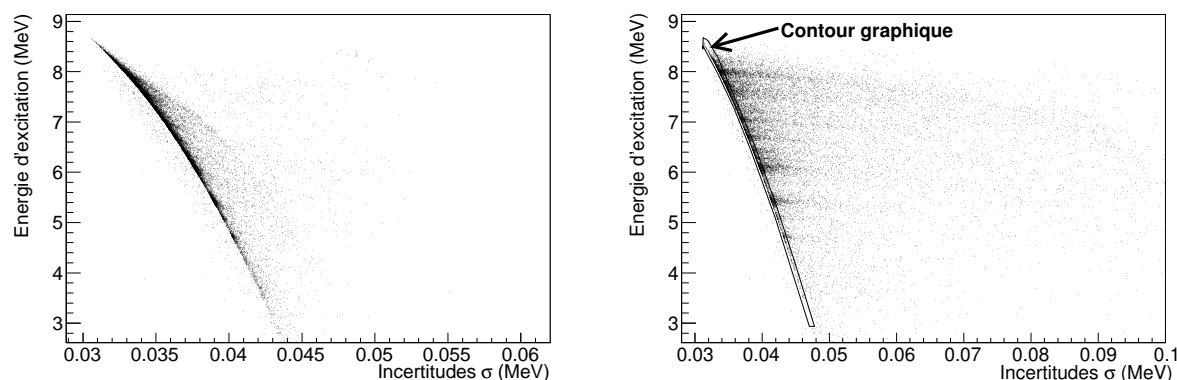
## 6.11 Résolution finale en énergie d'excitation

En appliquant la formule de calcul d'erreurs 6.8 à l'expression 6.14, qui permet de déterminer l'énergie d'excitation, on peut obtenir pour chaque événement une estimation de l'erreur en énergie d'excitation ( $\sigma_{E^*}$ ). Pour ce calcul, il faut connaître les incertitudes sur la reconstruction du spectromètre VAMOS (voir sous-section 6.7) et l'incertitude sur l'énergie (ou rigidité magnétique) du faisceau incident avant interaction dans la cible.

La rigidité magnétique du faisceau incident avant interaction est  $B\rho=0.8655 \text{ T.m} \pm 0.0011 \text{ T.m}$ . Ces incertitudes sont principalement provoquées par l'épaisseur de la cible de  $1 \mu\text{m} \pm 0.05$ . En termes d'énergie, le faisceau incident perd entre 0 à 400 keV dans la cible en fonction

du lieu d'interaction. L'incertitude sur l'angle dans le laboratoire  $\Theta_p'$  est une convolution des incertitudes de reconstruction de VAMOS (section 6.7) et de la dispersion en angle induite par la cible sur les particules de  $^{19}\text{Ne}$  incidentes. On l'estime à environ  $\sigma = 3$  mrad (calcul avec le programme LISE).

La figure 6.19 (a) illustre l'énergie d'excitation reconstruite en fonction des incertitudes sur l'énergie d'excitation pour chaque événement lorsque seules les incertitudes associées à l'énergie du faisceau avant interaction sont considérées. La figure 6.19 (b) prend en compte les incertitudes de reconstruction de VAMOS. Les valeurs minimales de résolution augmentent légèrement lorsque les incertitudes du spectromètre sont considérées. L'incertitude sur l'énergie à laquelle la réaction a lieu dans la cible domine clairement la résolution totale en énergie d'excitation.



(a) Résolution en ne prenant en compte que l'incertitude sur l'énergie avant interaction dans la cible (b) Résolution en prenant en compte toutes les incertitudes

FIG. 6.19 – L'énergie d'excitation en MeV est exprimée en fonction de l'incertitude estimée sur cette énergie d'excitation. Le contour graphique présenté correspond à la sélection utilisée pour améliorer le spectre en énergie d'excitation.

La meilleure résolution en énergie d'excitation, que l'on peut obtenir, varie donc de  $\sigma = 44$  keV à 33 keV pour une énergie d'excitation allant de 4.5 MeV à 8.2 MeV respectivement. La traîne observée sur la figure 6.19 (b) au delà des 50 keV signifie que VAMOS dégrade plus la résolution que la cible. Ceci est dû à la mauvaise qualité de reconstruction de l'angle  $\phi_i$  et notamment des valeurs non physiques supérieures à l'ouverture angulaire du détecteur de 67 mrad (fig. 6.16). Le contour graphique permet de sélectionner les événements avec la meilleure résolution. On observe que 45 % des événements en coïncidence avec un proton dans le CD-PAD sont reconstruits dans ce contour et 50 % en coïncidence avec les particules  $\alpha$ .

# Chapitre 7

## Extraction des propriétés spectroscopiques du $^{19}\text{Ne}^*$

L'identification des particules de décroissance ( $\alpha$  et proton  $p'$ ) issues du noyau excité de  $^{19}\text{Ne}$  ainsi que la mesure de leur énergie sont expliquées dans le chapitre 5. La détermination de l'énergie et de l'angle d'émission du proton  $p'$  émis en coïncidence dans VAMOS est traitée dans le chapitre 6. A partir des caractéristiques cinématiques de ce proton  $p'$ , l'énergie d'excitation du noyau peut être calculée.

Ces mesures permettent alors l'extraction des propriétés des états d'intérêt astrophysique (énergie, rapport d'embranchement et moment angulaire). C'est l'objet de ce chapitre.

La section 7.1 présente les équations utiles pour reconstruire l'angle d'émission de la particule de décroissance ( $\alpha$  ou  $p'$ ) dans le laboratoire à partir de l'énergie du proton  $p'$  et de l'énergie de la particule issue de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  mesurée dans le CD-PAD. A partir de cet angle les équations permettant la reconstruction de l'énergie et de l'angle d'émission de la particule de décroissance dans le référentiel du centre de masse sont données.

Deux méthodes distinctes permettent de déterminer l'angle d'émission de la particule de décroissance détectée dans le CD-PAD. La première est présentée dans la section 7.1, à partir de l'énergie de la particule de décroissance détectée dans le CD-PAD, l'angle est reconstruit. La seconde est beaucoup plus simple. Elle consiste à considérer l'angle moyen (dans le référentiel du laboratoire) couvert par la piste du CD dans laquelle la particule de décroissance a été détectée. En comparant ces deux valeurs d'angle, une corrélation logique apparaît. Si les deux valeurs ne sont pas comparables l'événement est rejeté. La section 7.2 présente cette méthode de sélection des données.

Le rejet des événements associés à d'éventuelles réactions parasites pouvant donner lieu à une coïncidence proton- $\alpha$  ou proton-proton est discuté dans la section 7.3. La sous-section 7.3.3 traite des effets du carbone de la cible sur la mesure.

Après la purification des données par élimination de ces réactions parasites, l'extraction de

l'énergie des états du  $^{19}\text{Ne}$ , de leur largeur et des rapports des largeurs est rendue possible. C'est le sujet de la section 7.4.

L'état à 7.076 MeV, dont le spin parité a été attribué dans de nombreuses expériences antérieures, est traité en détail dans la section 7.5. A cause de diverses limitations que nous spécifierons, nous montrerons que la distribution angulaire de cet état est difficilement analysable. De manière générale, ces limitations empêchent l'analyse des distributions angulaires de tous les états.

## 7.1 Reconstruction des angles et de l'énergie dans le centre de masse

L'énergie d'excitation est reconstruite grâce à la mesure de l'énergie et de l'angle d'émission du proton p' dans VAMOS (eq. 6.14) et de l'énergie des particules de décroissance ( $\alpha$  ou proton p'', indicées b par la suite) mesurée dans le CD-PAD. Grâce à l'énergie d'excitation, il est d'abord possible de reconstruire l'angle d'émission de la particule de décroissance dans le référentiel du laboratoire. L'énergie et l'angle de ces particules peuvent enfin être reconstruits dans le centre de masse. La démonstration complète des formules est donnée dans l'annexe A.

**Angle dans le laboratoire :** Le cosinus de l'angle d'émission de la particule de décroissance (notée  $\theta_b$ ) dans le laboratoire peut être obtenu par la formule suivante :

$$\cos(\theta_b) = \frac{(E_{19\text{Ne}^*} + E^* - E_b)^2 - E_{19\text{Ne}^*}^2 - E_b^2 + m_{19\text{Ne}}^2 c^4 + m_b^2 c^4 - m_Y^2 c^4}{-2\sqrt{(E_{19\text{Ne}^*}^2 + m_{19\text{Ne}}^2 c^4)(E_b^2 + m_b^2 c^4)}} \quad (7.1)$$

avec  $E^*$  l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  (en MeV),  $E_{19\text{Ne}^*}$  l'énergie cinétique du noyau de  $^{19}\text{Ne}^*$  (en MeV) avant sa décroissance définie par l'équation 7.2,  $E_b$  l'énergie mesurée dans le CD-PAD de la particule de décroissance (en MeV),  $m_b$  la masse de la particule de décroissance (en  $\text{MeV}/c^2$ ),  $m_Y$  la masse du noyau fils issu de la décroissance (en  $\text{MeV}/c^2$ ),  $m_{19\text{Ne}}$  la masse du noyau de  $^{19}\text{Ne}$  (en  $\text{MeV}/c^2$ ) et  $c$  la vitesse de la lumière (en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

$$E_{19\text{Ne}^*} = m_{19\text{Ne}} c^2 (\gamma_{19\text{Ne}^*} - 1) \quad (7.2)$$

avec  $\gamma_{19\text{Ne}^*}$  le facteur de Lorentz donné par l'équation 6.15.

**Énergie dans le centre de masse :** Avant la décroissance, le référentiel du centre de masse est celui associé au noyau de  $^{19}\text{Ne}^*$ . Il est possible d'exprimer le facteur de Lorentz du centre de masse  $\gamma_{CM}$  avec l'expression 7.3.

$$\gamma_{CM} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{CM}^2}} = \frac{E_{19Ne^*}}{m_{19Ne}c^2} + 1 \quad (7.3)$$

L'équation 7.4 exprime l'énergie en MeV dans le centre de masse de la particule de décroissance ( $E^{CM}_b$ ).

$$E^{CM}_b = \gamma_{CM}(E_b - \beta_{CM}\sqrt{E_b^2 - m_b^2c^4} \cos(\theta_b)) \quad (7.4)$$

avec  $E_b$  l'énergie de la particule de décroissance mesurée dans le CD-PAD (en MeV).

**Angle dans le centre de masse :** L'équation 7.5 donne le cosinus de l'angle de la particule de décroissance (b) dans le centre de masse ( $\cos(\theta^{CM}_b)$ ).

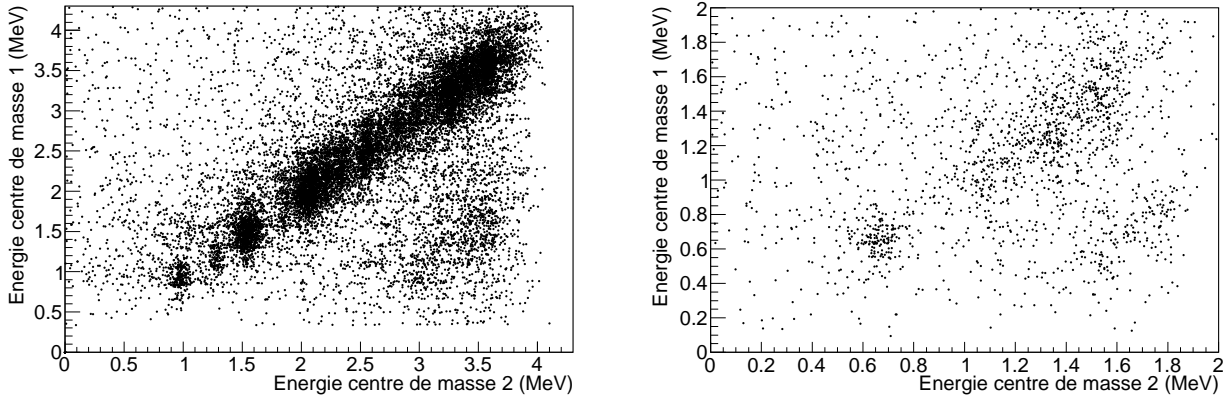
$$\cos(\theta^{CM}_b) = \frac{\gamma_{CM}(\sqrt{E_b^2 - m_b^2c^4} \cos(\theta_b) - \beta_{CM}E_b)}{\sqrt{E^{CM}_b{}^2 - m_b^2c^4}} \quad (7.5)$$

avec  $E^{CM}$  l'énergie calculée à partir de l'équation 7.4 (en MeV). Une fois l'angle dans le centre masse reconstruit les distributions angulaires peuvent être analysées (voir section 7.5).

## 7.2 Sélection en énergie

L'énergie dans le centre de masse de la particule de décroissance issue du  $^{19}Ne^*$  est reconstruite avec la formule 7.4. Cependant l'angle  $\theta_b$  peut être déterminé suivant deux méthodes distinctes. Soit  $\theta_b$  est obtenu à partir de l'angle physique de la piste du détecteur dans laquelle la particule a été détectée, soit il est calculé à partir de la formule 7.1. La figure 7.1 donne l'énergie reconstruite dans le centre de masse avec l'angle physique du détecteur en fonction de l'énergie reconstruite dans le centre de masse avec l'angle déduit de la formule 7.1. La figure 7.1 (a) correspond à une décroissance par l'émission d'une particule  $\alpha$  et la figure 7.1 (b) à la décroissance par l'émission proton p".

Une ligne de corrélation apparaît logiquement entre les énergies déduites des deux différentes méthodes. Les événements en dehors des diagonales centrales correspondent à du bruit de fond. Un contour graphique sur chaque diagonale centrale est utilisé pour sélectionner les bons événements pour la suite de l'analyse.



(a) Dans le cas d'une décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  par émission d'une particule  $\alpha$  (b) Dans le cas d'une décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  par émission d'un proton  $p$ "

FIG. 7.1 – Comparaison de l'énergie de la particule de décroissance dans le centre de masse ( $E^{CM}_b$ ) déduite par deux méthodes de calculs différentes. Suivant l'axe des ordonnées,  $E^{CM}_b$  est obtenue à partir de l'angle moyen de la piste du CD dans laquelle la particule de décroissance a été détectée. Suivant l'axe des abscisses,  $E^{CM}_b$  est obtenue avec l'angle calculé par la formule 7.1.

## 7.3 Sélection fine des données d'intérêt

### 7.3.1 Contaminants liés aux états du $^{16}\text{F}^*$

La figure 7.2 donne l'énergie des particules de décroissance  $\alpha$  détectées dans le CD-PAD en fonction de l'énergie des protons  $p$ ' détectés dans VAMOS. Les lignes obliques correspondent aux deuxième et troisième états excités du  $^{16}\text{F}$ , peuplés suivant la réaction  $\text{H}(^{19}\text{Ne}, \alpha)^{16}\text{F}(p)^{15}\text{O}$  comme expliqué dans la section 2.2. Un contour graphique autour de ces événements permet de les éliminer par anti-coïncidence. Les lignes verticales correspondent aux états d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$ .

### 7.3.2 Cas des cinématiques protons ( $p$ " dans VAMOS et $p$ ' dans le CD-PAD)

La figure 7.3 présente l'énergie du proton  $p$ " mesurée dans le CD-PAD en fonction de l'énergie du proton  $p$ ' mesurée par VAMOS. La zone interne à la délimitation en trait plein correspond aux particules ayant des angles d'émission trop grands, qui ne sont pas couverts par le CD-PAD. La présence de points à l'intérieur de cette zone est due à une correction pas assez précise de l'énergie des protons traversant l'étage E du détecteur PAD (voir section 5.6).

La cinématique des particules autorise, dans certains cas, le proton  $p$ " à aller dans VAMOS

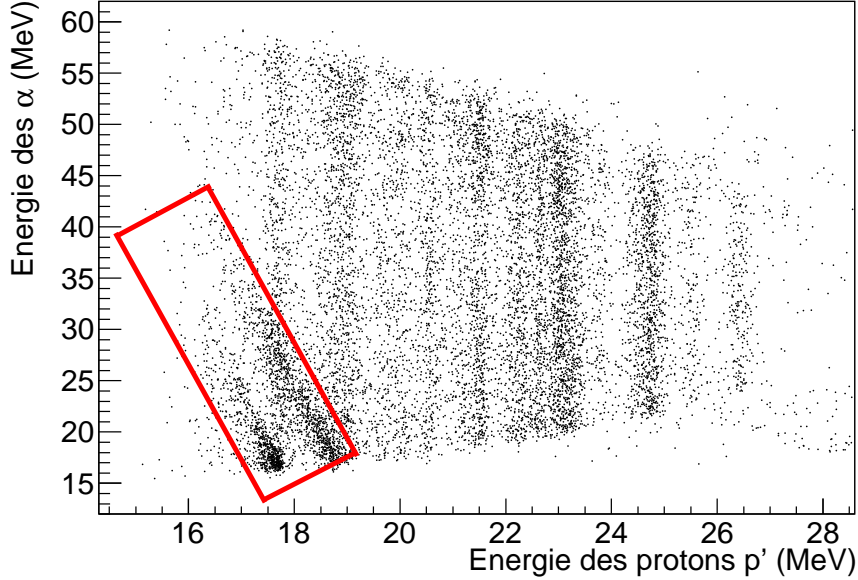


FIG. 7.2 – Énergie des particules  $\alpha$  mesurée dans le CD-PAD en fonction de l'énergie des protons  $p'$  mesurée dans VAMOS. La zone encadrée rouge correspond aux deuxième et troisième états excités du  $^{16}\text{F}^*$ .

et le proton  $p'$  à être détecté dans le CD-PAD [52] ce qui serait matérialisé sur la figure 7.3 par des lignes obliques se superposant aux lignes verticales correspondant aux états du  $^{19}\text{Ne}$ . Aucune constatation de ce type n'est faite dans nos données. Dans notre cas, il semble ne pas y avoir ce type d'événements, qui nécessiterait un traitement supplémentaire.

### 7.3.3 Effet du carbone de la cible

Pendant l'expérience, des cibles composées uniquement de carbone de  $0.36 \pm 0.04 \mu\text{m}$  d'épaisseur ont été employées dans les mêmes conditions expérimentales que les cibles de polyéthylène  $(\text{CH}_2)_n$ . Un temps de faisceau de 479 min a été alloué aux mesures avec la cible carbone et le spectromètre réglé à 0.7 T.m, tandis que les cibles de  $0.98 \pm 0.04 \mu\text{m}$  de  $(\text{CH}_2)_n$  ont été soumises à 3220 min d'irradiation faisceau.

En utilisant les sélections des données exposées dans la section 7.2 et la sous-section 7.3.1, la figure 7.4 (a) en carrés rouges (7.4 (b) en carrés bleus) montre le spectre en énergie d'excitation obtenu dans le cas d'une décroissance par émission d'une particule  $\alpha$  (d'un proton  $p''$ ) obtenu avec la cible  $(\text{CH}_2)_n$ . Les points en cercle vert correspondent au spectre obtenu avec la cible de carbone en appliquant les mêmes conditions. A noter que le nombre de coups a été normalisé par la différence de temps de faisceau alloué entre la cible carbone et  $(\text{CH}_2)_n$ .



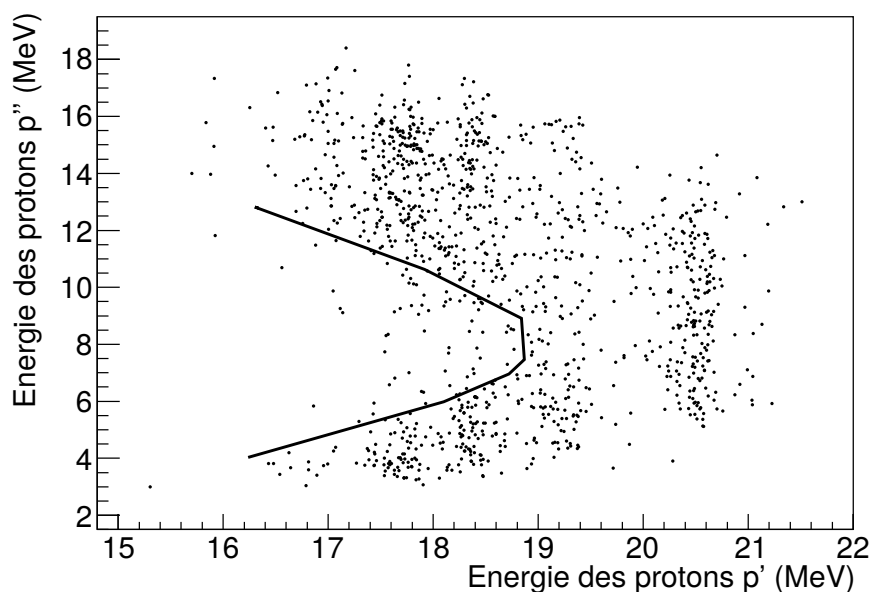


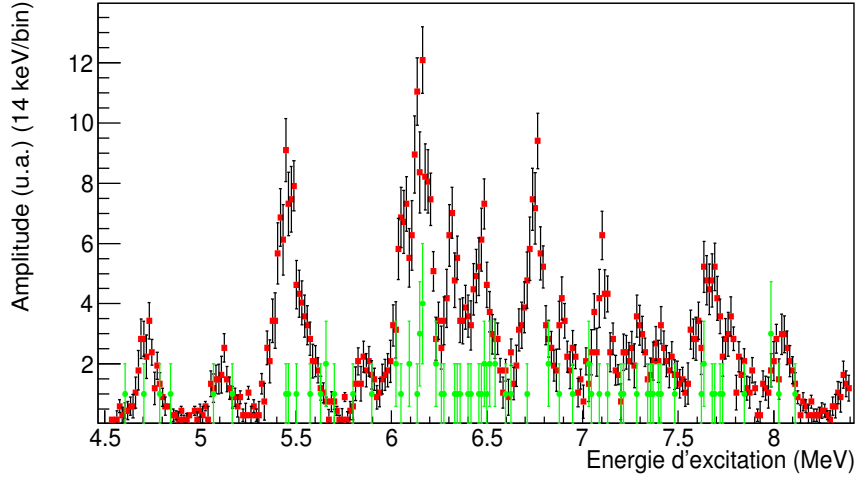
FIG. 7.3 – Énergie des protons  $p''$  mesurée dans le CD-PAD en fonction de l'énergie des protons  $p'$  mesurée dans VAMOS. La zone interne à la délimitation en trait plein correspond à la région non couverte par le CD-PAD.

Le spectre de la figure 7.4 (a) permet de conclure sans ambiguïté que la contribution des réactions entre le faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  et les atomes de carbone de la cible est négligeable. Le spectre de la figure 7.4 (b) possède moins de statistiques. Les points représentant la contribution des réactions avec les atomes de carbone de la cible possèdent la même amplitude que ceux du spectre d'intérêt. Cependant les barres d'erreur de ces points sont trop grandes pour affirmer une contamination notable. A noter qu'une partie des coups dans les runs avec la cible carbone est due à la présence bien connue d'hydrogène dans ce type de cible.

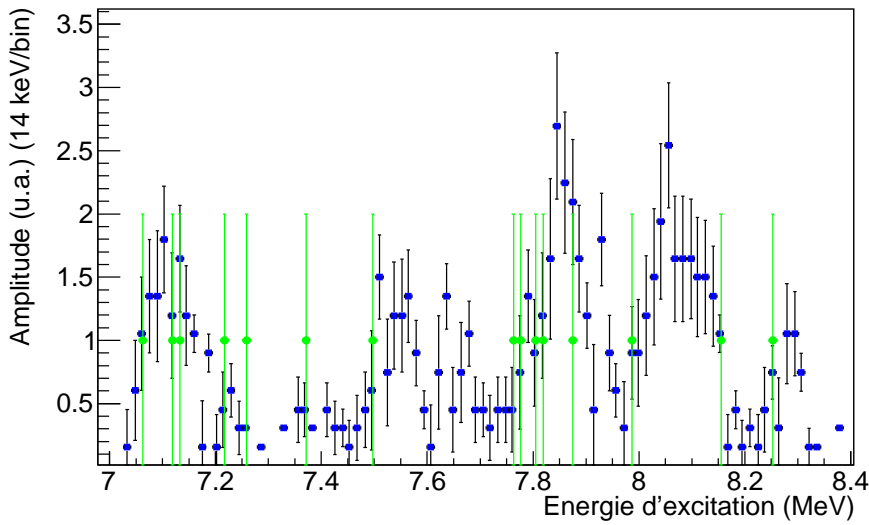
## 7.4 Extraction de l'énergie, des largeurs et des rapports d'embranchement des états

### 7.4.1 Protocole d'analyse

Le protocole employé pour extraire les propriétés d'intérêt à partir des données étalonnées et purifiées est détaillé dans cette sous-section. Seules les données collectées avec la configuration de VAMOS à 0.7 T.m sont utilisées pour l'extraction de l'énergie d'excitation. L'ajout du lot de données avec le dipôle réglé à 0.6 T.m peut potentiellement dégrader la résolution. La trajectoire



(a) Dans le cas d'une décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  par émission d'une particule  $\alpha$



(b) Dans le cas d'une décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  par émission d'un proton  $p$

FIG. 7.4 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  pour chaque type de décroissance. Les points carrés définissent les spectres obtenus avec la cible de  $(\text{CH}_2)_n$ , les points circulaires verts définissent les spectres obtenus avec la cible composée de carbone, en appliquant exactement les mêmes sélections.

de référence dans le cas du réglage à 0.6 T.m peut ne pas être exactement identique à celle du réglage à 0.7 T.m. De plus les zones en énergie d'excitation sondées ne sont pas les mêmes, ainsi les corrections d'efficacité sont différentes.

En opérant une coïncidence entre les protons  $p$  détectés dans VAMOS et les particules  $\alpha$

et protons identifiés dans le CD-PAD et en considérant les contours graphiques définis dans les sections 7.2 et 7.3.1, le spectre en énergie d'excitation fin est obtenu (voir figure 7.5 (a)). La contribution des états émetteurs  $\alpha$  est indiquée en rouge et en bleu celle des émetteurs protons. Il s'avère difficile d'extraire la contribution  $\gamma$  du spectre car ces derniers ne sont pas détectés et le spectre en énergie d'excitation sans coïncidence proton et alpha est très bruité.

La résolution sur le spectre de la figure 7.5 (a) n'est pas optimale. Il est possible d'appliquer le contour graphique défini dans la sous-section 6.11 pour affiner la résolution et obtenir un spectre en énergie d'excitation de plus haute résolution présenté sur la figure 7.5 (b).

L'analyse du spectre de la figure 7.5 (b) est faite pour extraire les énergies des états. Lorsqu'un état possède une largeur totale  $\Gamma_{tot}$  inférieure ou de l'ordre de la résolution expérimentale alors les pics sont ajustés avec des fonctions gaussiennes. L'incertitude  $\sigma$  extraite est une convolution de la largeur totale de l'état et de la résolution expérimentale (voir équation 7.6).

$$\sigma = \sqrt{\Gamma_{tot}^2 + \sigma_{exp}^2} \quad (7.6)$$

Lorsque la résolution expérimentale domine la largeur intrinsèque de l'état on peut néanmoins fixer une limite supérieure à la valeur de la largeur. Par ailleurs, lorsque l'état possède une largeur totale très supérieure à la résolution expérimentale (cas des résonances larges) alors le pic pourrait être ajusté avec une fonction Lorentzienne (voir équation 7.7). L'utilisation de ce type d'ajustement revient à considérer que les largeurs partielles ne dépendent pas de l'énergie et que la section efficace différentielle associée à la résonance s'exprime suivant l'équation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma_{tot}}{2}\right)^2} \quad (\text{en } b.sr^{-1}) \quad (7.7)$$

avec  $N$  une constante (en  $b.sr^{-1}.MeV^2$ ),  $E_r$  l'énergie de la résonance (en MeV),  $\Gamma_{tot}$  la largeur totale de l'état (en MeV).

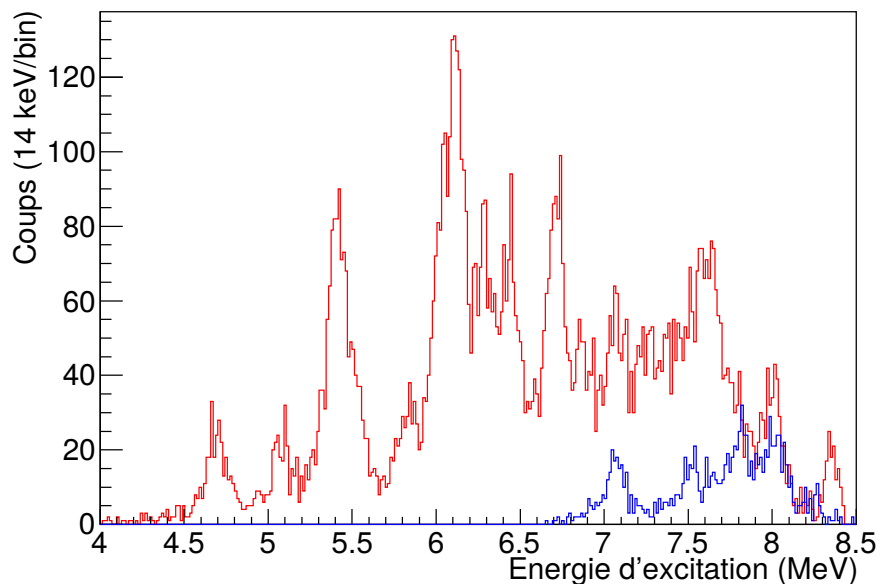
L'expression précédente constitue une approximation. Les largeurs physiques dépendent de l'énergie. L'expression plus exacte de cette section efficace différentielle est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a \frac{\Gamma_{tot}(E)}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma_{tot}(E)}{2}\right)^2} \quad (\text{en } b.sr^{-1}) \quad (7.8)$$

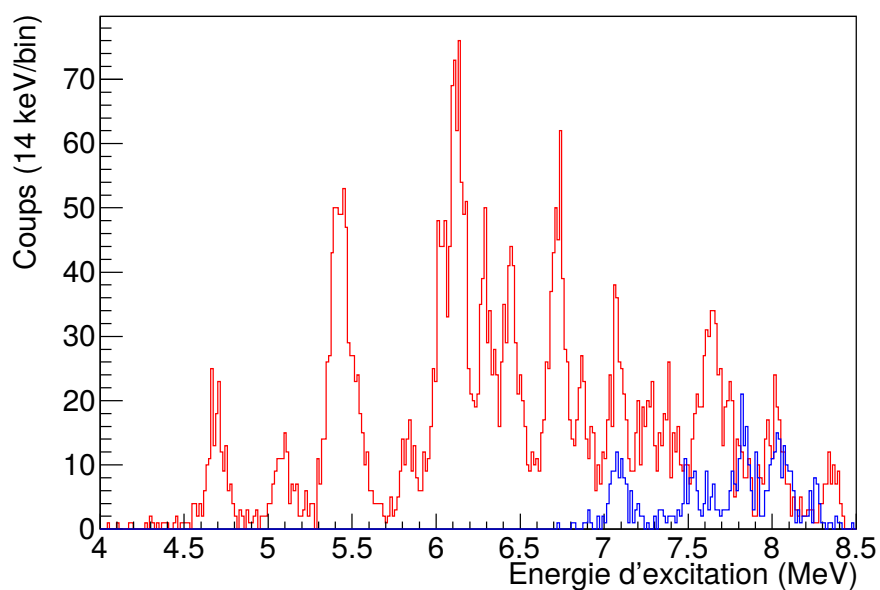
avec,  $a$  une constante (en  $b.sr^{-1}.MeV$ ),  $\Gamma_{tot}(E)$  la largeur totale de l'état (en MeV) et  $E_r$  l'énergie de la résonance (en MeV). A noter que le terme  $\Gamma_{tot}(E)$  présent au numérateur devient égal à la largeur partielle de l'état  $\Gamma_p(E)$  ou  $\Gamma_\alpha(E)$  lorsque la coïncidence avec les protons de décroissance  $p''$  ou les particules  $\alpha$  est considérée respectivement.

La dépendance en énergie des largeurs de résonance est exprimée par la formule 7.9,

$$\Gamma(E) = \Gamma(E_r) \frac{P_l(E)}{P_l(E_r)} \quad (7.9)$$



(a) Sans sélection supplémentaire pour améliorer la résolution



(b) Avec sélection supplémentaire pour améliorer la résolution

FIG. 7.5 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  en appliquant l'ensemble des sélections et des corrections possibles (voir texte). La contribution des états émetteurs  $\alpha$  et des états émetteurs proton est illustrée en rouge et en bleu respectivement.

avec  $P_l$  le facteur de pénétrabilité. Dans le cas d'une résonance avec un moment angulaire  $l=0$  le facteur  $P_l$  peut être approximé par l'expression 7.10. Plus d'explications concernant ces formules sont données dans l'annexe C.

$$P_l(E) = \exp(-2\pi\eta(E)) = \exp\left(-31.29Z_1Z_2\sqrt{\frac{\mu}{E}}\right) \quad (7.10)$$

avec,  $\eta(E)$  le facteur de Sommerfeld (S.I.),  $Z_1, Z_2$  la charge des noyaux <sup>1</sup>,  $\mu$  la masse réduite (en u.m.a) et  $E$  l'énergie dans le centre de masse (en keV). D'un point de vue expérimental, la section efficace de peuplement de chaque état est extraite en appliquant la formule 7.11.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{LAB} = \frac{N_{p'}}{N_{inc}N_{cible}\epsilon(E)\Delta\Omega} \quad (7.11)$$

avec,  $N_{p'}$  le nombre total de protons de diffusion inélastique détectés par VAMOS,  $N_{inc}$  est le nombre total de particules incidentes de  $^{19}\text{Ne}$  sur la cible,  $N_{cible}$  le nombre d'atomes d'hydrogène dans la cible par unité de surface (pour 1  $\mu\text{m}$  de  $(\text{CH}_2)_n$ ),  $N_{cible}=8\times 10^{18}$  atomes. $\text{cm}^{-2}$ ,  $\epsilon_{totale}(E)$  est l'efficacité totale donnée par l'expression 7.12,  $\Delta\Omega$  est l'angle solide vu par VAMOS c'est-à-dire l'angle solide couvert par l'ouverture centrale du CD-PAD (8.9 msr dans le laboratoire).

$$\epsilon_{totale}(E) = \epsilon_{detection}(E) \times \epsilon_{T-M} \times \epsilon_{HR} \quad (7.12)$$

L'efficacité totale  $\epsilon_{totale}(E)$  est le produit de plusieurs facteurs. Le premier correspond à l'efficacité absolue de détection d'un proton  $p'$  ( $\epsilon_{detection}(E)$ ). Celui-ci dépend de l'énergie du proton  $p'$  détecté en coïncidence avec la particule de décroissance ( $p''$  ou  $\alpha$ ). Cette efficacité est calculé en prenant en compte les effets d'oxygène 15 et de fluor 18, les résultats sont présentés dans le chapitre précédent sur la figure 6.14. Le second terme ( $\epsilon_{T-M}$ ) permet de corriger du temps mort de l'acquisition (estimé à 14 %  $\pm$  2 %). Le troisième facteur ( $\epsilon_{HR}$ ) corrige de la perte de statistiques due à la méthode de sélection des données pour obtenir un spectre de haute résolution (HR), via le contour graphique présenté dans la section 6.11. La statistique est réduite de 50 % dans le cas de la coïncidence avec les particules  $\alpha$  dans le CD-PAD et de 55 % dans le cas de la coïncidence avec les protons, lorsqu'une telle sélection est appliquée.

Le nombre de particules incidentes est estimé en tenant compte du temps de faisceau effectif alloué à la mesure (à 0.7 T.m 3220 min) et une intensité moyenne de faisceau de  $1.45\times 10^7$  pps, soit un total de  $N_{inc}=2.89 \times 10^{12}$  particules incidentes de  $^{19}\text{Ne}$ . L'intensité moyenne est obtenue à partir du taux de comptage enregistré par les échelles avec une erreur associée de  $\pm 5$  % (liée aux fluctuations de l'intensité du faisceau). Les incertitudes concernant les termes  $N_{cible}$ ,  $\epsilon_{HR}$  et  $\Delta\Omega$  sont négligées. L'erreur sur l'efficacité  $\epsilon_{detection}(E)$  est indiquée sur la courbe 6.14. Celle sur le terme  $N_{p'}$  provient des fluctuations statistiques. L'erreur globale sur la section efficace

<sup>1</sup>Dans le cas de la décroissance par émission de proton  $p'$  ( $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{F} + p'$ ) :  $Z_1=1$  et  $Z_2=9$   
 Dans le cas d'une décroissance par émission de particule  $\alpha$  ( $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$ ) :  $Z_1=2$  et  $Z_2=8$

est calculée avec la formule 6.8.

Le ratio des largeurs  $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha}$  est extrait pour un état donné en calculant les intégrales du pic proton et du pic  $\alpha$ , corrigées ensuite du facteur  $\epsilon_{totale}(E)$ .

Nous allons à présent appliquer ce protocole (sauf exception indiquée) sur l'ensemble du domaine en énergie d'excitation couvert par l'expérience (4.5 à 8.4 MeV). A noter que, les spectres affichés ne sont pas directement corrigés de l'efficacité totale  $\epsilon_{totale}(E)$ . En effet la fonction d'efficacité (voir figure 6.14) est entachée de grandes incertitudes, notamment à cause de la méconnaissance des moments angulaires des états. Dans le but d'atteindre le maximum de précision dans les ajustements le choix de ne pas corriger les spectres de l'efficacité est fait. Pour minimiser cet effet, les spectres sont ajustés sur des zones restreintes en énergie d'excitation (gamme en énergie s'étalant au maximum à 800 keV). Sur ces intervalles restreints on considère l'efficacité de détection constante. Ce choix implique quelques complications dans le cas de résonances larges qui seront discutées dans les sous-sections concernées.

### 7.4.2 4.5 à 4.85 MeV

Les premiers états décroissants par émission d'une particule  $\alpha$  sont observés à partir de 4.5 MeV dans cette expérience.

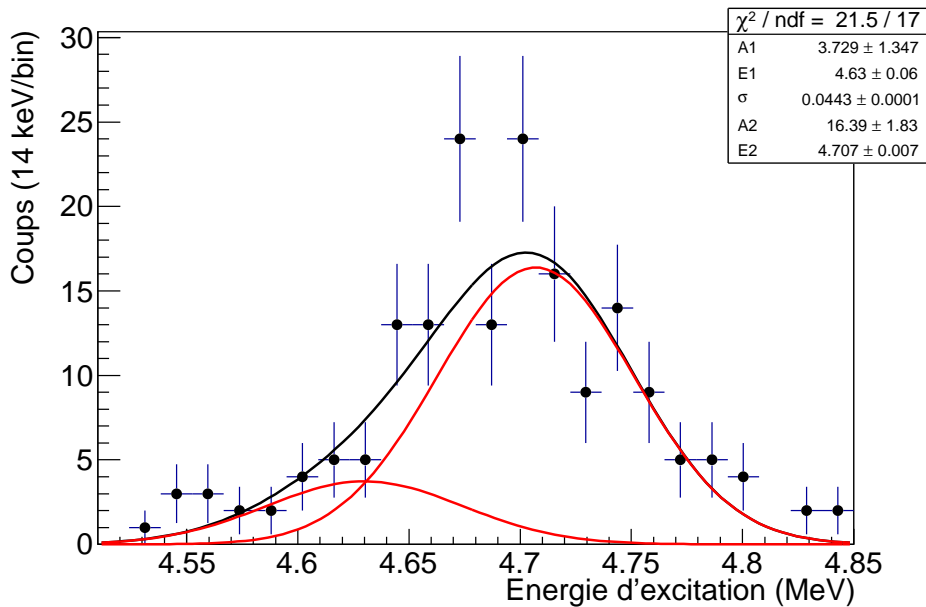


FIG. 7.6 – Spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 4.5 à 4.85 MeV.

Le spectre de la figure 7.6 est ajusté avec deux gaussiennes. Le tableau 7.1 présente les propriétés des pics mesurés dans la région de 4.5 à 4.85 MeV d'énergie d'excitation. La même

largeur de gaussienne est utilisée pour les deux pics. Cela permet de mieux contraindre l'ajustement du pic à 4.63 MeV qui dispose de très peu de statistiques.

Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	section efficace différentielle
1	4.63(6) MeV	$\leq 11(4)$ keV	1.7(3) mb.sr $^{-1}$
2	4.707(7) MeV	$\leq 11(4)$ keV	7(1) mb.sr $^{-1}$

TAB. 7.1 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 4.5 à 4.85 MeV d'énergie d'excitation.

### 7.4.3 4.95 à 5.22 MeV

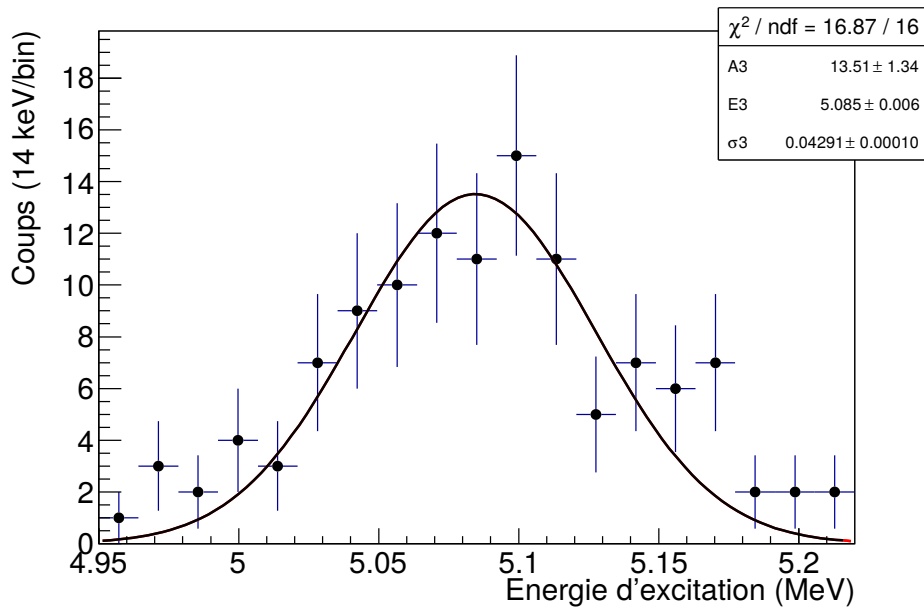


FIG. 7.7 – Spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 4.95 à 5.22 MeV.

Un seul pic est observé sur la figure 7.7 dans cette gamme en énergie, les propriétés de l'état sont données dans le tableau 7.2.

Numéro	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	section efficace différentielle
3	5.085(6) MeV	$\leq 10(4)$ keV	4.1(7) mb.sr $^{-1}$

TAB. 7.2 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 4.95 à 5.22 MeV d'énergie d'excitation.

### 7.4.4 5.24 à 5.67 MeV

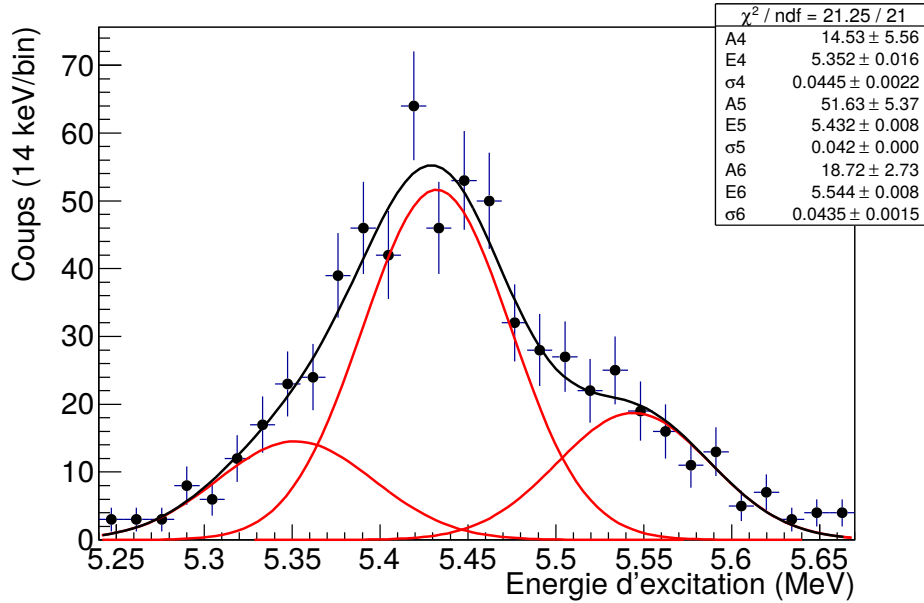


FIG. 7.8 – Spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 5.24 à 5.67 MeV.

Le meilleur ajustement du spectre de la figure 7.8 est obtenu par un ensemble de trois gaussiennes. Les états à 5.352 MeV et 5.544 MeV ont des largeurs supérieures à la résolution expérimentale. Une valeur de largeur intrinsèque peut être extraite pour ces états. L'ensemble des propriétés extraites du spectre est résumé dans le tableau 7.3.

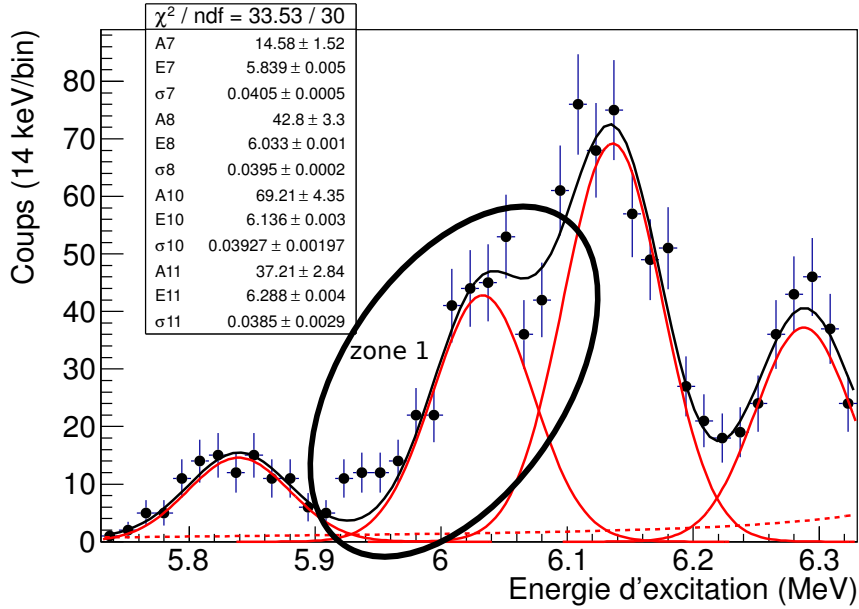
Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	section efficace différentielle
4	5.352(16) MeV	13(4) keV	4.6(8) mb.sr $^{-1}$
5	5.432(8) MeV	$\leq 10(3)$ keV	13(2) mb.sr $^{-1}$
6	5.544(8) MeV	11(3) keV	4.5(8) mb.sr $^{-1}$

TAB. 7.3 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 5.24 à 5.67 MeV d'énergie d'excitation.

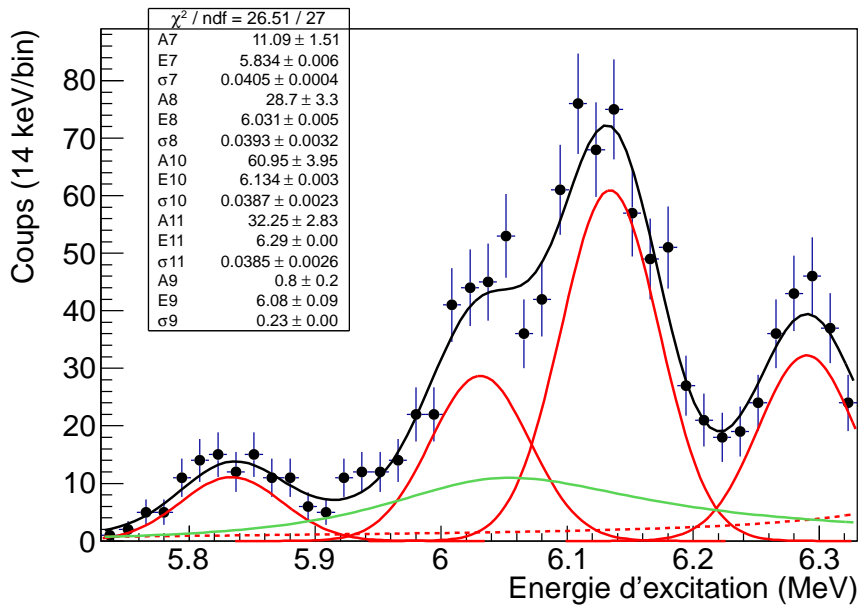
### 7.4.5 5.75 à 6.33 MeV

Le spectre de la figure 7.9 (a) est ajusté avec 4 pics visuellement évidents. La courbe en pointillés représente l'influence de la résonance large située à 6.46 MeV. On constate que son influence devient vite négligeable en dessous de 6.2 MeV. Cette queue de résonance est pourtant





(a) Sans le nouveau pic large à 6.08 MeV, la zone 1 est discutée dans le texte



(b) Avec le nouveau pic large à 6.08 MeV

FIG. 7.9 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 5.75 à 6.33 MeV.

légèrement surestimée car l'efficacité de détection dans cette région diminue, or la forme de la résonance large n'en tient pas compte.

On observe que la « zone 1 » entourée n'est pas ajustée parfaitement avec quatre pics. La zone de 5.75 à 6.33 MeV d'énergie d'excitation semble être mieux ajustée par l'ajout d'une résonance large à 6.08(9) MeV. Cette résonance est indiquée en vert sur la figure 7.9 (b). Cette résonance permet de mieux ajuster les points de la zone 1 sur la figure 7.9 (a).

Une résonance large est privilégiée car un pic étroit dans la zone de 5.94 MeV ne permet pas de bien reproduire l'étalement observé des données. La résonance large est ajustée avec la formule 7.8 avec le terme du numérateur  $\Gamma_{tot}(E) = \Gamma_{\alpha}(E)$ . Le spin parité de cet état est très probablement  $\frac{1}{2}^+$  (discuté dans le prochain chapitre). Ce qui correspond à un moment angulaire  $l=1$ . Le calcul de la pénétrabilité est effectué avec un code appelé « width » [81].

Le tableau 7.4 présente un résumé des propriétés des pics mesurées dans la région de 5.75 à 6.33 MeV d'énergie d'excitation.

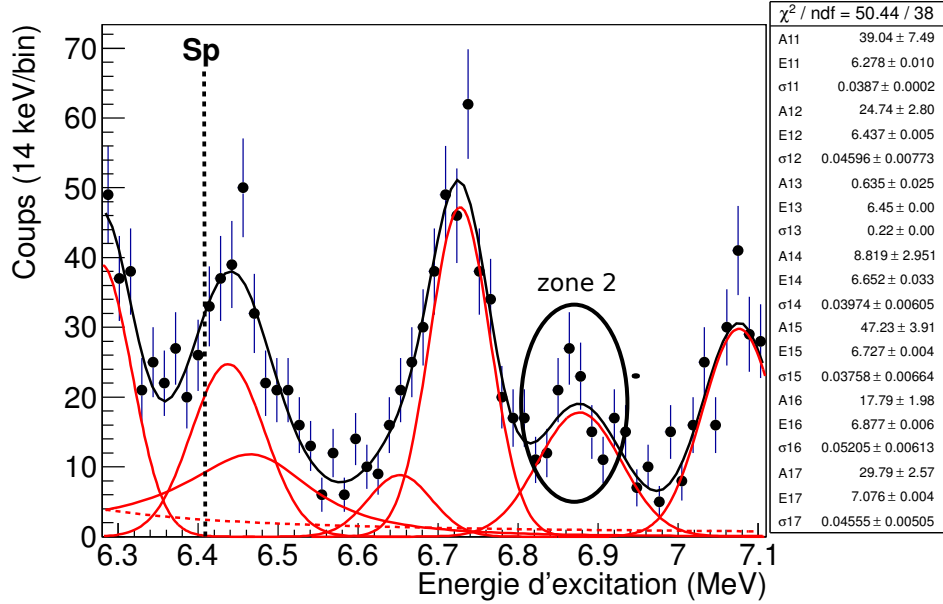
Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	section efficace différentielle
7	5.834(6) MeV	$\leq 10(3)$ keV	2.4(4) mb.sr <sup>-1</sup>
8	6.031(5) MeV	$\leq 9(3)$ keV	6(1) mb.sr <sup>-1</sup>
9	6.08(9) MeV	230(1) keV	9(2) mb.sr <sup>-1</sup>
10	6.134(3) MeV	9(3) keV	11(2) mb.sr <sup>-1</sup>
11	6.290(4) MeV	$\leq 9(3)$ keV	6(1) mb.sr <sup>-1</sup>

TAB. 7.4 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 5.75 à 6.33 MeV d'énergie d'excitation.

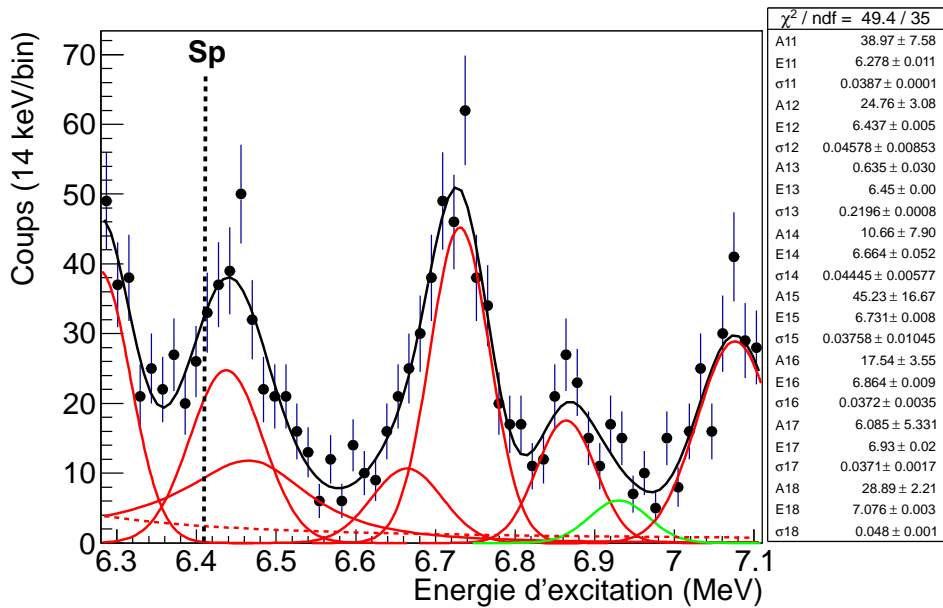
### 7.4.6 6.28 à 7.12 MeV (zone d'intérêt astrophysique)

La figure 7.10 (a) donne le spectre en énergie d'excitation mesuré dans la zone de 6.28 à 7.12 MeV qui correspond à la zone d'intérêt astrophysique. Un travail d'ajustement avec les états observés dans la littérature [55] est d'abord effectué. La courbe en pointillé correspond à la résonance large à 6.08 MeV, on voit qu'elle contribue dans la zone d'intérêt astrophysique. Elle est à cause des effets d'efficacité légèrement sous-estimée. Le pic large à 6.463(2) MeV est ajusté avec la formule 7.8 en faisant l'hypothèse que la dépendance en énergie de la largeur suit celle d'un état ayant un moment angulaire  $l=0$ . Ceci est justifié par le fait que cette résonance est connue dans le noyau miroir (<sup>19</sup>F) avec un moment angulaire attribué à  $l=0$  ( $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{-}$ ).

Le spectre de la figure 7.10 (a) nécessite un ajustement avec un pic relativement large à 6.877 MeV. Un maximum local se dessine par trois points (« zone 2 » de la figure) à une énergie de 6.85 MeV. Pour mieux ajuster ce spectre l'énergie du pic est diminuée à 6.864 MeV et l'ajout d'un pic à 6.93 MeV est considéré. Le tableau 7.5 présente un résumé des propriétés des pics mesurées dans la région de 6.28 à 7.12 MeV d'énergie d'excitation.



(a) Sans le nouveau pic à 6.941 MeV



(b) Avec le nouveau pic à 6.941 MeV

FIG. 7.10 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 6.28 à 7.12 MeV. Le seuil d'émission proton Sp situé à 6.41 MeV est rappelé.

#### 7.4. Extraction de l'énergie, des largeurs et des rapports d'embranchement des états

Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	section efficace différentielle
12	6.437(8) MeV	29(8) keV	5.3(9) mb.sr <sup>-1</sup>
13	6.450(5) MeV	220(40) keV	7(1) mb.sr <sup>-1</sup>
14	6.664(52) MeV	29(8) keV	3.3(6) mb.sr <sup>-1</sup>
15	6.731(8) MeV	≤9(3) keV	7(1) mb.sr <sup>-1</sup>
16	6.864(9) MeV	≤9(3) keV	2.7(5) mb.sr <sup>-1</sup>
17	6.93(2) MeV	14(2) keV	0.9(2) mb.sr <sup>-1</sup>

TAB. 7.5 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 6.28 à 7.12 MeV d'énergie d'excitation.

#### 7.4.7 7.1 à 7.65 MeV

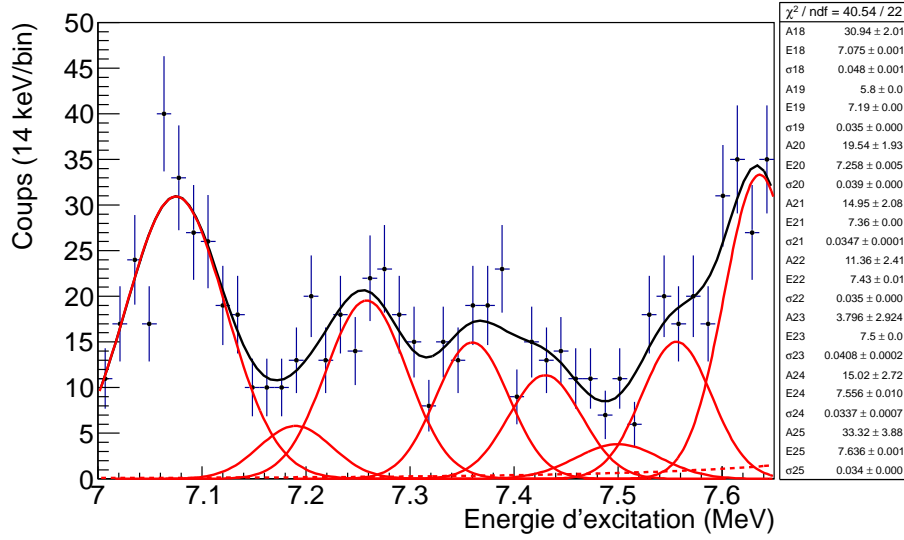
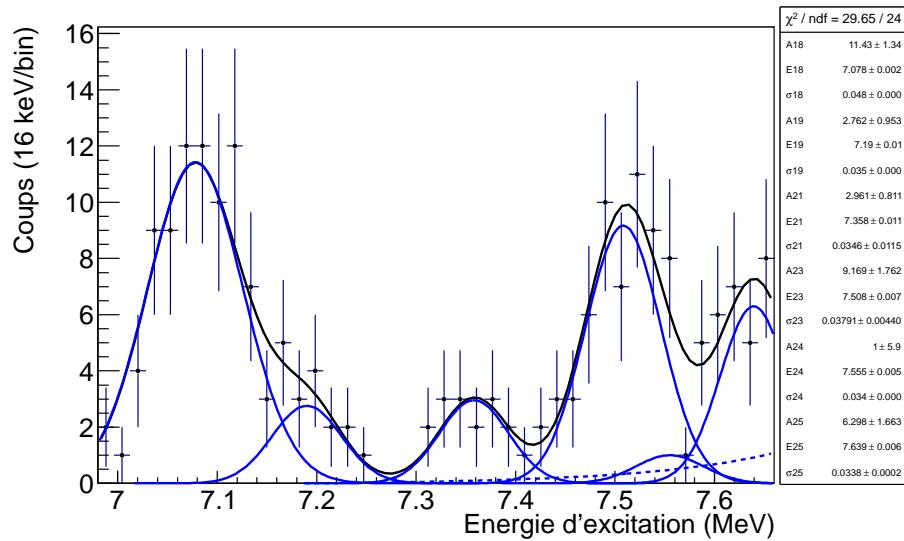
Bien que le seuil d'émission proton soit situé à 6.411 MeV, expérimentalement on observe que la décroissance des états suivant la voie  $^{18}\text{F}+p$  ne s'effectue qu'à partir de 7.076 MeV. La figure 7.11 (a) donne le spectre en énergie d'excitation dans la zone entre 7.1 MeV et 7.65 MeV conditionné par l'émission de particules  $\alpha$  et la figure 7.11 (b) conditionné par l'émission d'un proton  $p$ . L'ajustement des pics est plus compliqué dans cette région car il y a une forte densité d'états.

Il s'effectue de manière itérative entre les spectres de la figure 7.11 (a) et de la figure 7.11 (b). Une analyse du spectre des états émetteurs protons est d'abord effectuée. Elle permet de définir 5 états (18,19,21,23,25). Puis les caractéristiques de ces 5 états sont fixées pour l'ajustement des états émetteurs  $\alpha$ . A partir des résidus déterminés, dont la figure 7.12 donne le spectre, il apparaît que 3 autres états (20,22,24) émetteurs principalement  $\alpha$  doivent être ajoutés pour ajuster au mieux les données.

Le tableau 7.6 présente un résumé des propriétés des pics mesurées dans la région de 7 à 7.65 MeV d'énergie d'excitation. Lorsque deux énergies sont extraites pour un même état en fonction de la décroissance on prend la valeur moyenne des deux énergies. Les rapports d'embranchement des états trop faiblement peuplés ne sont pas extraits.

#### 7.4.8 7.65 à 8.16 MeV

La figure 7.14 (a) donne le spectre en énergie d'excitation obtenu en coïncidence avec les particules  $\alpha$  détectées dans le CD-PAD, celui de la figure (b) en coïncidence avec les protons  $p$  détectés dans la zone entre 7.65 MeV et 8.16 MeV. La statistique dans cette zone est relativement réduite à cause du contour graphique choisi dans la section 6.11. Au prix d'une résolution légèrement dégradée ce contour n'est plus utilisé ici. Seule une sélection sur l'angle d'émission du proton  $p$  reconstruit par VAMOS ( $\Theta_{p'} \leq 3.88^\circ$ ) est considérée. Cette méthode permet de retirer les événements ayant un angle mal reconstruit plus grand que l'ouverture physique du CD-PAD. Dans ce cas, l'efficacité  $\epsilon_{HR}$  (voir équation 7.12) est maintenant de 74

(a) États émetteurs  $\alpha$ 

(b) États émetteurs protons

 FIG. 7.11 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 7 à 7.65 MeV.

% pour les événements en coïncidence avec les  $\alpha$  et 66 % pour ceux en coïncidence avec les protons.

A noter que la zone de l'ajustement est restreinte de 7.65 à 8.16 MeV pour éviter que les effets de perte d'efficacité en fonction de l'énergie soient trop importants (fig. 7.14 (b)).

La présence d'un état large pour l'ajustement des données est nécessaire à 7.938(30) MeV.

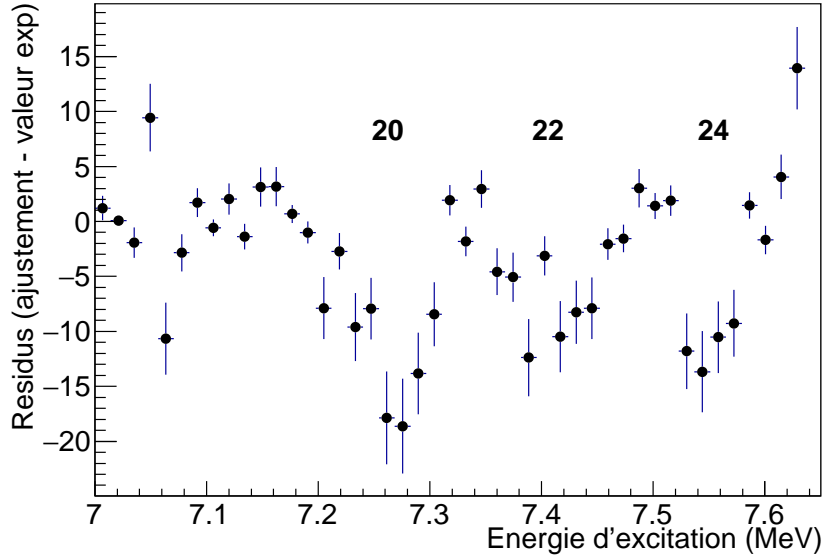


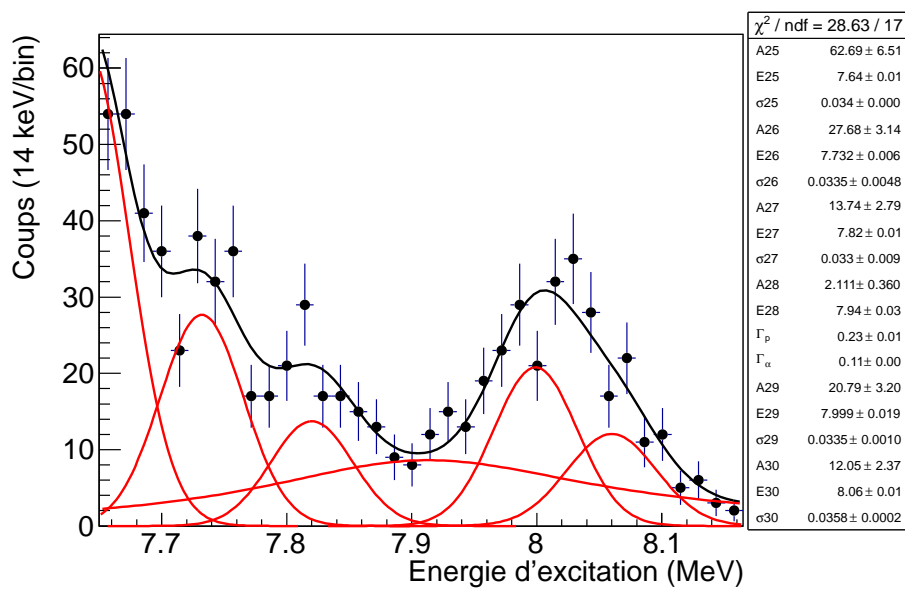
FIG. 7.12 – Différence entre le spectre des états émetteurs  $\alpha$  et la courbe ajustée à partir des caractéristiques des pics 18 19 21 23 25 établies par l'analyse préliminaire du spectre des états émetteurs protons. Les creux numérotés 20 22 et 24 sur la figure illustrent les pics manquants pour ajuster au mieux le spectre de la figure 7.11 (a).

Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha}$	section efficace différentielle
18	7.076(3) MeV	35(4) keV	0.68(9)	10.1(7) mb.sr <sup>-1</sup>
19	7.19(1) MeV	≤9(3) keV	0.67(9)	1.36(6) mb.sr <sup>-1</sup>
20	7.258(5) MeV	16(6)keV		9.7(9) mb.sr <sup>-1</sup>
21	7.36(1) MeV	≤9(3) keV	0.25(3)	2.5(2) mb.sr <sup>-1</sup>
22	7.43(2) MeV	≤9(3) keV		1.5(1) mb.sr <sup>-1</sup>
23	7.504(10) MeV	21(4) keV	4.24(58)	3.0(2) mb.sr <sup>-1</sup>
24	7.555(11) MeV	≤9(3) keV		2.4(2) mb.sr <sup>-1</sup>
25	7.638(7) MeV	≤9(3) keV	0.45(6)	6.1(4) mb.sr <sup>-1</sup>

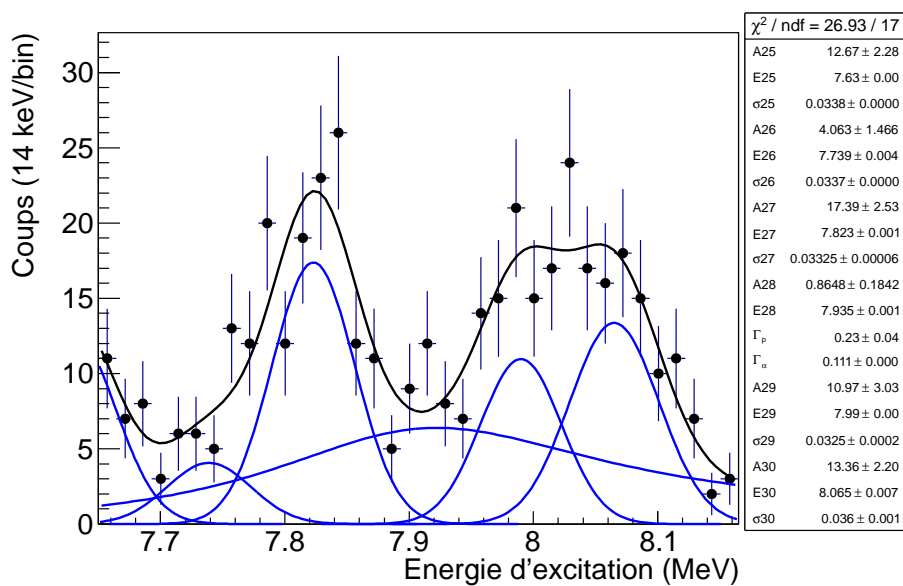
TAB. 7.6 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 7 à 7.65 d'énergie d'excitation.

Il est ajusté par la formule 7.8. Cet état possède un spin parité  $\frac{1}{2}^+$  (voir le chapitre suivant). Le moment angulaire pour la décroissance  $\alpha$  est  $l=1$  et pour la décroissance proton  $l=0$  ou  $l=2$ . Le facteur de pénétrabilité associé à ces moments angulaires est calculé par le programme « width » [81], il permet d'exprimer la dépendance en énergie des largeurs partielles  $\Gamma_\alpha$   $\Gamma_p$ . On négligera dans l'analyse la contribution  $l=2$ .

Le tableau 7.7 présente un résumé des propriétés des pics mesurées dans la région de 7.65



(a) États émetteurs  $\alpha$



(b) États émetteurs protons

FIG. 7.13 – Spectres en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone de 7.65 à 8.16 MeV.

à 8.16 MeV d'énergie d'excitation.

Numéro du pic	Énergie de l'état	largeur totale $\Gamma_{tot}$	$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha}$	section efficace différentielle
26	7.735(11) MeV	$\leq 9(3)$ keV	1.43(24)	2.2(3) mb.sr <sup>-1</sup>
27	7.821(10) MeV	$\leq 9(3)$ keV	1.60(32)	1.6(2) mb.sr <sup>-1</sup>
28	7.938(30) MeV	340(36) keV	1.31(23)	8.2(7) mb.sr <sup>-1</sup>
29	7.995(19) MeV	$\leq 9(3)$ keV	5.68(36)	9.8(9) mb.sr <sup>-1</sup>
30	8.063(12) MeV	14(4) keV	3.49(56)	3.8(3) mb.sr <sup>-1</sup>

TAB. 7.7 – Tableau donnant les propriétés mesurées des états dans la zone de 7.65 à 8.16 MeV d'énergie d'excitation.

### 7.4.9 8.16 à 8.4 MeV

La zone en énergie d'excitation située entre 8.16 MeV et 8.4 MeV est la dernière sondée par cette expérience, la limite supérieure étant due à l'acceptance de VAMOS. La figure 7.14 (a) donne le spectre en énergie d'excitation obtenu en opérant une coïncidence avec les particules  $\alpha$  détectées dans le CD-PAD, celui de la figure (b) avec une coïncidence avec les protons p". L'efficacité de détection diminue très vite dans cette zone (voir figure 6.14). Comme on peut le constater, les pics sont donc très déformés dans cette région. L'ajustement gaussien considéré est une approximation.

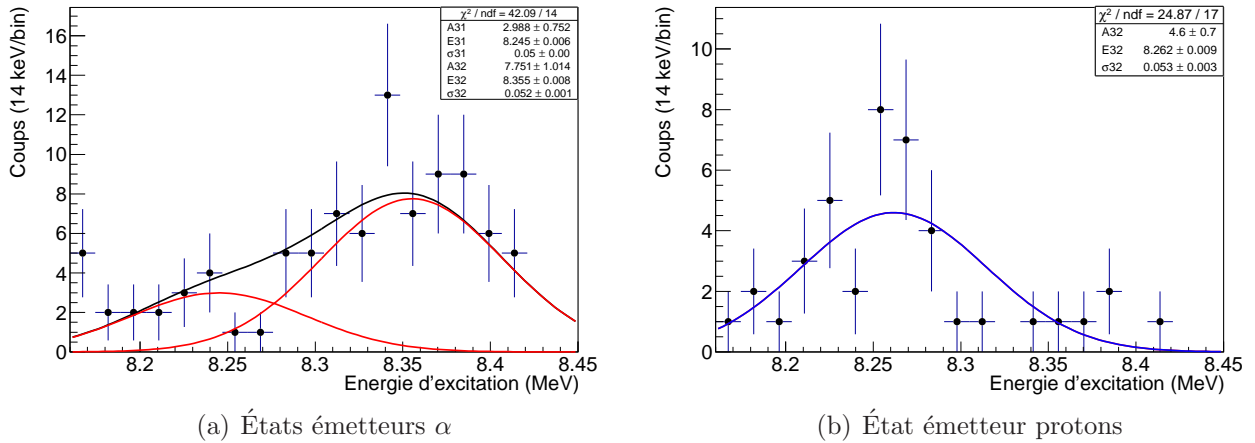


FIG. 7.14 – Spectres en énergie d'excitation du <sup>19</sup>Ne dans la zone de 8.16 à 8.4 MeV.

Deux états à 8.25(1) MeV et 8.36(1) MeV sont visibles. L'extraction des propriétés spectroscopiques autres que l'énergie d'excitation semble difficile avec des barres d'erreur raisonnables. A noter que l'état à 8.364 MeV semble décroître principalement par émission d'une particule  $\alpha$ .



## 7.5 Distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV

La reconstruction de l'angle dans le référentiel du centre de masse des particules détectées dans le CD-PAD est obtenue grâce à la formule 7.5. Pour cette analyse l'ajout du lot de données avec le dipôle réglé à 0.6 T.m est nécessaire et permet d'avoir la statistique maximale disponible.

Le spin parité de l'état à 7.076(6) MeV est connu et attribué comme étant  $\frac{3}{2}^+$  [82]. D'après les équations présentées dans l'annexe D un tel spin doit donner une distribution angulaire dans le centre de masse ajustable par un polynôme de Legendre du second ordre.

Une sélection sur le spectre en énergie d'excitation est opérée de 6.98 à 7.12 MeV. Dans cette zone il n'y a quasiment pas de contamination des états voisins. On regarde la distribution angulaire des particules  $\alpha$  mesurées en coïncidence dans le CD-PAD. La coïncidence avec les protons a beaucoup moins de statistique. Il est difficile d'exploiter ces distributions angulaires.

La figure 7.15 donne la distribution angulaire dans le centre de masse pour chaque quadrant du CD-PAD, avant les corrections détaillées dans les sous-sections suivantes, pour l'état à 7.076 MeV. On constate une asymétrie entre les quadrants en terme de taux de comptage et de formes de la distribution angulaire. La distribution angulaire du premier quadrant semble avoir la forme la plus proche de la distribution angulaire attendue. Les deux points proches de 1 et -1 ont très peu de statistiques à cause de la perte d'efficacité due à l'ouverture centrale du CD-PAD. Les autres quadrants donnent des distributions angulaires plus éloignées de ce qui est attendu.

A l'état actuel aucun ajustement des données ne donne un résultat cohérent avec un spin  $\frac{3}{2}^+$ . Différentes corrections doivent être apportées pour tenter de rendre exploitable la distribution angulaire de la figure 7.15.

### 7.5.1 Correction de l'efficacité géométrique

En fonction de l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  la cinématique des particules de décroissance n'est pas entièrement couverte par le CD-PAD. Il faut donc apporter une correction associée à l'efficacité géométrique de détection.

La simulation « Boulaykin » est utilisée pour cela. A une énergie d'excitation donnée, une distribution isotrope dans le centre de masse des particules de décroissance  $\alpha$  ou proton est générée. L'efficacité est obtenue en calculant le ratio entre le nombre total de particules détectées dans le CD-PAD à un angle donné dans le référentiel du centre de masse et le nombre total de particules émises à ce même angle.

La figure 7.16 illustre la courbe d'efficacité obtenue par la simulation pour l'état à 7.076 MeV en fonction du cosinus de l'angle dans le centre de masse, pour les quatre quadrants du CD-PAD. Il est possible de constater que l'efficacité vaut 80 % sur une large plage en énergie. L'écart par rapport à une efficacité de 1 est due aux zones d'interpistes du CD où aucun signal n'est collecté. La chute d'efficacité sur les régions proche de  $\cos(\theta_{CM})=1$  et -1 provient

## 7.5. Distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV

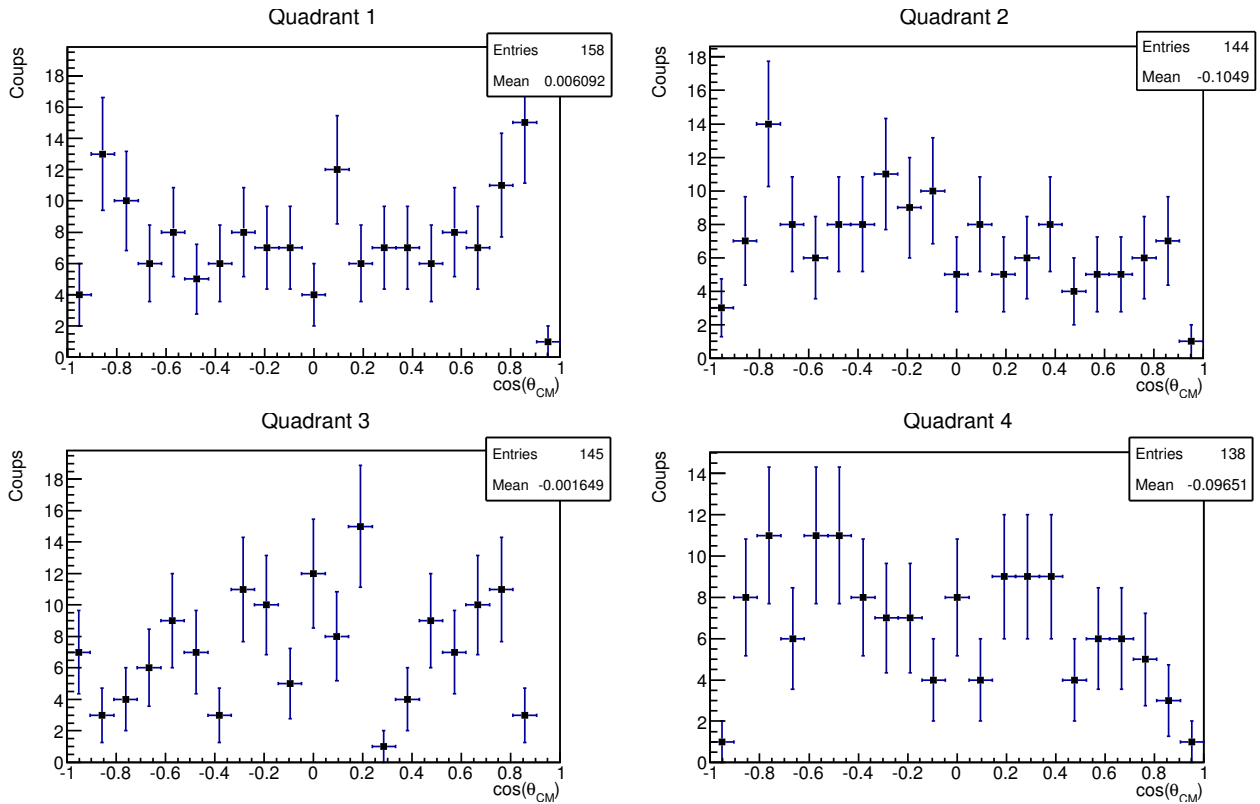


FIG. 7.15 – Distribution angulaire dans le centre de masse des particules  $\alpha$  pour l'état à 7.076 MeV mesurée pour chaque quadrant du CD-PAD sans aucune correction.

de l'ouverture centrale du CD-PAD qui ne couvre pas ces régions dans le centre de masse. La fonction d'efficacité n'est pas exactement la même en fonction des quadrants car l'effet du décentrage du faisceau (- 1 en x et 1 mm en y) est pris en compte dans la simulation, ainsi que l'étendue de la tâche du faisceau (1 mm en x et 2.6 mm en y).

### 7.5.2 Effet de l'oxygène 15 sur la distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV

Il a été observé que les noyaux d'oxygène 15 ou de fluor 18 issus de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  peuvent parasiter la mesure de la trajectoire des protons  $p'$  (voir la sous-section 6.9.2). Il est important d'analyser de quelle manière ces particules lourdes modifient la statistique dans les coïncidences avec le CD-PAD ou, en d'autres termes, la distribution angulaire. On traite d'abord (dans cette sous-section) le cas de la résonance à 7.076 MeV dont l'attribution du spin est certaine et qui constitue le cas de référence. Cet état décroît par émission d'une particule  $\alpha$  et d'un oxygène 15.

Dans cette simulation, les particules  $\alpha$  sont émises dans le centre de masse avec une dis-

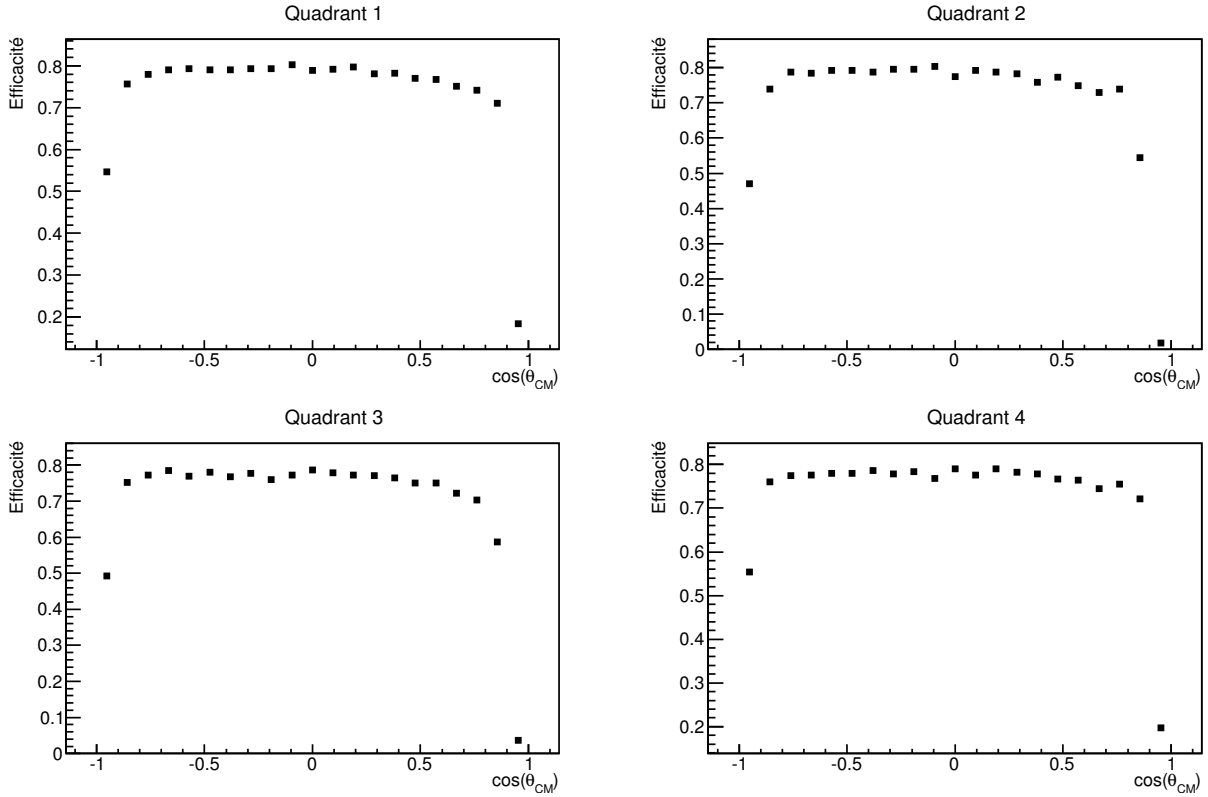


FIG. 7.16 – Courbes d’efficacité de chaque quadrant du CD-PAD en fonction du cosinus de l’angle dans le centre de masse établis par la simulation.

tribution angulaire suivant un polynôme de Legendre du second degré, en accord avec le spin parité  $\frac{3}{2}^+$  connu de cet état.

La figure 7.17 permet de déterminer pour chaque quadrant du CD-PAD l’effet de l’oxygène 15 sur la distribution angulaire des particules alpha. Les courbes avec les triangles rouges représentent la distribution angulaire attendue dans le centre de masse lorsque toutes les coïncidences entre un proton dans VAMOS et une particule  $\alpha$  dans le CD-PAD ont été mesurées. Les courbes en carrés noirs représentent la distribution angulaire mesurée dans le CD-PAD lorsque l’on considère que toutes les particules d’oxygène 15 rentrant dans VAMOS empêchent la mesure de la trajectoire du proton  $p'$ .

L’oxygène 15 a un effet considérable sur les distributions angulaires, en particulier sur les côtés des distributions. On peut identifier deux raisons empêchant la mesure. La première raison provient des effets d’efficacité géométrique et la deuxième raison des effets de fluctuations statistiques. A noter que les données de notre expérience contient environ 18 fois moins de statistiques que la simulation. L’oxygène 15 quant à lui provoque une perte de statistique importante sur les bords de la distribution angulaire. C’est d’autant plus contraignant que c’est dans cette zone qu’il faut une bonne sensibilité pour pouvoir discriminer une distribution

### 7.5. Distribution angulaire de l'état à 7.076 MeV

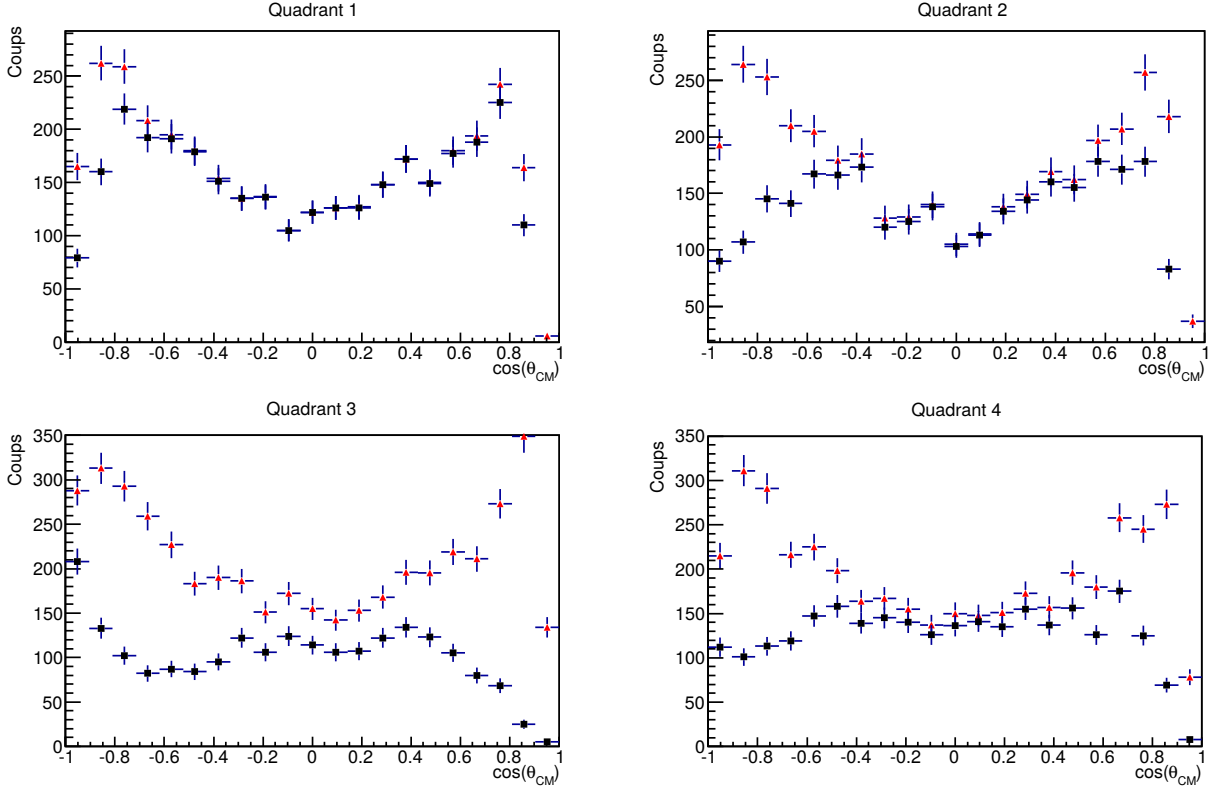


FIG. 7.17 – Simulation de la distribution angulaire attendue pour les quatre quadrants du CD-PAD pour une émission de type  $l=1$  (polynôme de Legendre de second degré) des particules  $\alpha$  issues de l'état excité à 7.076 MeV. Les triangles rouges correspondent à la distribution angulaire mesurée lorsque toutes les coïncidences avec les protons  $p'$  dans VAMOS ont été prises en compte, les carrés noirs représentent la même distribution mais lorsque les coïncidences entre les protons  $p'$  et les oxygènes 15 dans VAMOS sont exclues.

angulaire venant d'un moment orbital nul d'un moment de valeur supérieure.

Le fait que l'effet est plus prononcé sur les quadrants 2, 3 et 4 que sur le quadrant 1, est lié au décentrage du faisceau. L'explication provient de la cinématique de l'oxygène 15 très focalisée vers l'avant. Le décalage de faisceau va faire s'arrêter l'oxygène 15 dans le support du CD-PAD. Pour cette simulation le décalage était de -1 mm en  $x$  et 1 mm en  $y$ . Le quadrant 1 est ainsi moins affecté tandis que les quadrants 2, 3 et 4 le sont beaucoup plus. La simulation permet de retrouver les tendances observées sur la figure 7.15. Cependant, deux limitations principales empêchent d'obtenir une simulation précise de l'effet de l'oxygène 15 sur les distributions angulaires. La première limitation vient du fait qu'on ne connaît pas la position précise à la cible des particules du faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  incidentes. La seconde limitation provient de la simulation. La liste de trajectoires dans le spectromètre utilisée pour cette simulation suppose que les particules sont centrées à la cible.

La simulation faite plus spécifiquement pour l'état à 7.076 MeV est généralisable à toutes les énergies d'excitation, c'est l'objet de la sous-section suivante.

### 7.5.3 Effet global de l'oxygène 15 et du fluor 18

La figure 7.18 issue de la simulation permet de déterminer l'effet de l'oxygène 15 sur la distribution angulaire des particules alpha associées sur toute la zone en énergie d'excitation couverte par l'expérience. Une distribution angulaire isotrope de particules de décroissance  $\alpha$  a été générée pour toute la gamme en énergie d'excitation allant de 4.5 MeV (premier état vu décroissant par émission d'une particule  $\alpha$ ) à 8.4 MeV. Cumuler la statistique sur cette grande gamme en énergie d'excitation permet de voir en moyenne où l'oxygène 15 a un effet.

Les courbes en triangles rouges représentent la distribution angulaire attendue dans le centre de masse lorsque toutes les coïncidences entre un proton dans VAMOS et une particule  $\alpha$  dans le CD-PAD ont été mesurées. Les courbes en carrés noirs représentent la distribution angulaire mesurée dans le CD-PAD lorsque l'on considère que toutes les particules d'oxygène 15 rentrant dans VAMOS empêchent la mesure de la trajectoire du proton p'.

On constate sur la figure 7.18 que les observations effectuées dans la sous-section précédentes sont généralisables à toute la gamme en énergie accessible lors de cette expérience. Ainsi, seul le quadrant 1 semble relativement épargné par l'effet de l'oxygène 15 grâce au décentrage du faisceau. On constate identiquement que l'oxygène 15 a un effet important sur les distributions angulaires.

La figure 7.19 illustre quant à elle l'effet que peut avoir le fluor 18 sur les distributions angulaires des protons p'' sur la gamme en énergie d'excitation de 7.076 MeV (premier état vu décroissant par émission d'un proton) à 8.4 MeV. Une distribution angulaire isotrope de protons de décroissance a été générée.

La distribution angulaire attendue sans contamination du fluor 18 (triangles bleus sur la figure 7.19) présente une diminution notable dans la région en angle  $\cos(\theta_{CM})$  située entre -0.9 et 0. L'explication provient du fait que les états excités d'énergie supérieure à 7.5 MeV émettent des protons p'' avec des angles plus grands que la couverture maximale du CD-PAD, induisant ainsi une perte de statistiques et donc d'efficacité. Les carrés noirs sur la figure 7.19 donnent la distribution angulaire lorsque que l'on considère que toutes les particules de  $^{18}\text{F}$  entrant dans VAMOS empêchent la mesure du proton p'. L'effet du décentrage du faisceau semble cette fois-ci quasi identique pour les quadrants.

### 7.5.4 Corrections de la contamination en $^{15}\text{O}$

A l'instar de la figure 7.2, la figure 7.20 donne la corrélation entre l'énergie des particules  $\alpha$  mesurée dans le CD-PAD en fonction du temps de vol mesuré à partir du signal PAD et du signal plastique associé à un événement proton dans VAMOS. Ce temps de vol reflète

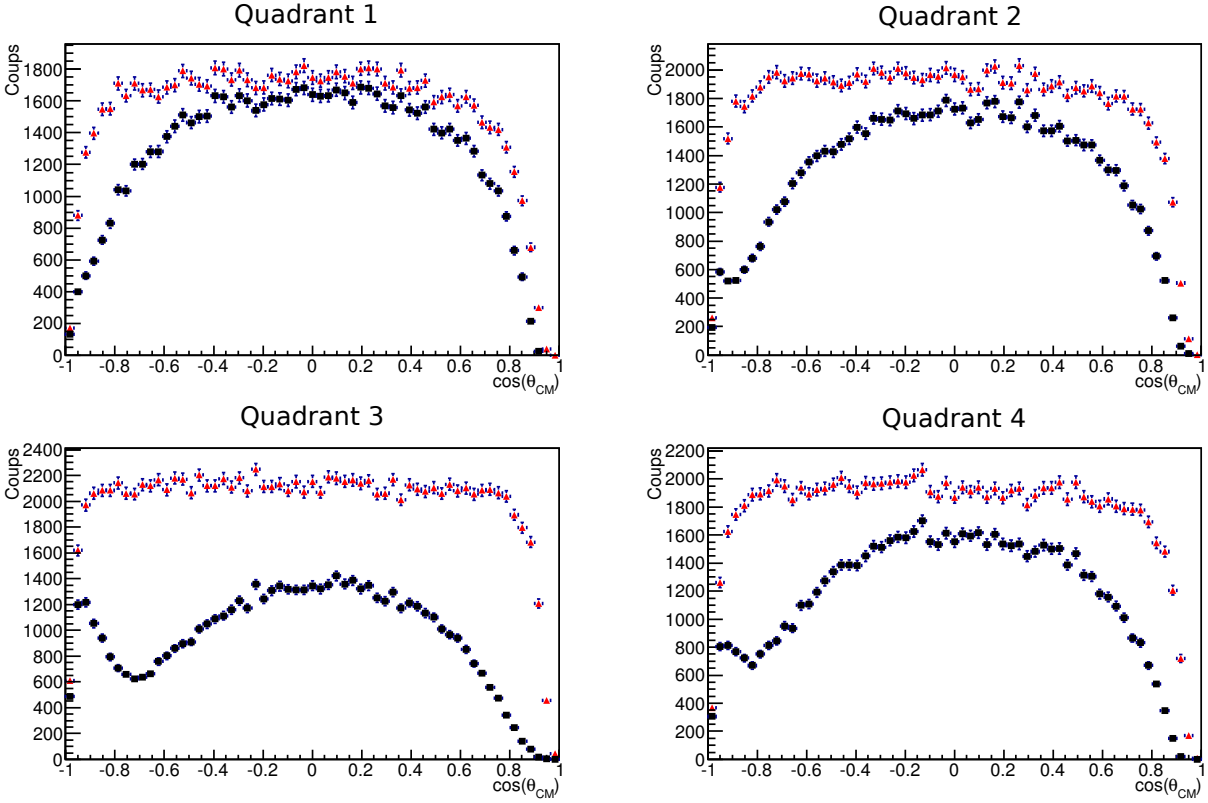


FIG. 7.18 – Simulation de la distribution angulaire attendue pour les quatre quadrants du CD-PAD pour une émission isotrope des particules  $\alpha$  de décroissance pour des énergies d'excitation allant de 4.5 à 8.4 MeV. Les triangles rouges correspondent à la distribution angulaire mesurée lorsque toutes les coïncidences avec les protons  $p'$  dans VAMOS ont été prises en compte. Les carrés noirs représentent la même distribution mais lorsque les coïncidences entre les protons  $p'$  et les oxygènes 15 dans VAMOS sont exclues.

directement l'énergie du protons  $p'$  et donc l'énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}^*$  associée. La figure 7.20 est donnée lorsque la reconstruction de la trajectoire du proton  $p'$  par le spectromètre est impossible à cause de la présence de  $^{15}\text{O}$ . On constate que les coups manquants ne sont pas répartis de manière uniforme mais localisés aux énergies maximales et minimales mesurées dans le CD-PAD pour un temps de vol donné. Ces énergies minimales et maximales manquantes correspondent aux bords de la distribution angulaire dans le centre de masse. La simulation est en accord avec cette observation.

Plusieurs types de corrections ont été apportés pour tenter de retrouver la statistique manquante. La première concerne la reconstruction de la trajectoire du proton  $p'$  qui a été présentée dans la section 6.9.2. Cette correction ne restaure toutefois pas tous les événements.

La seconde correction repose sur l'analyse du temps de vol entre le CD-PAD et le plastique (voir la figure 7.20). Ce dernier donne un signal indépendant de la présence de l'oxygène 15 ou

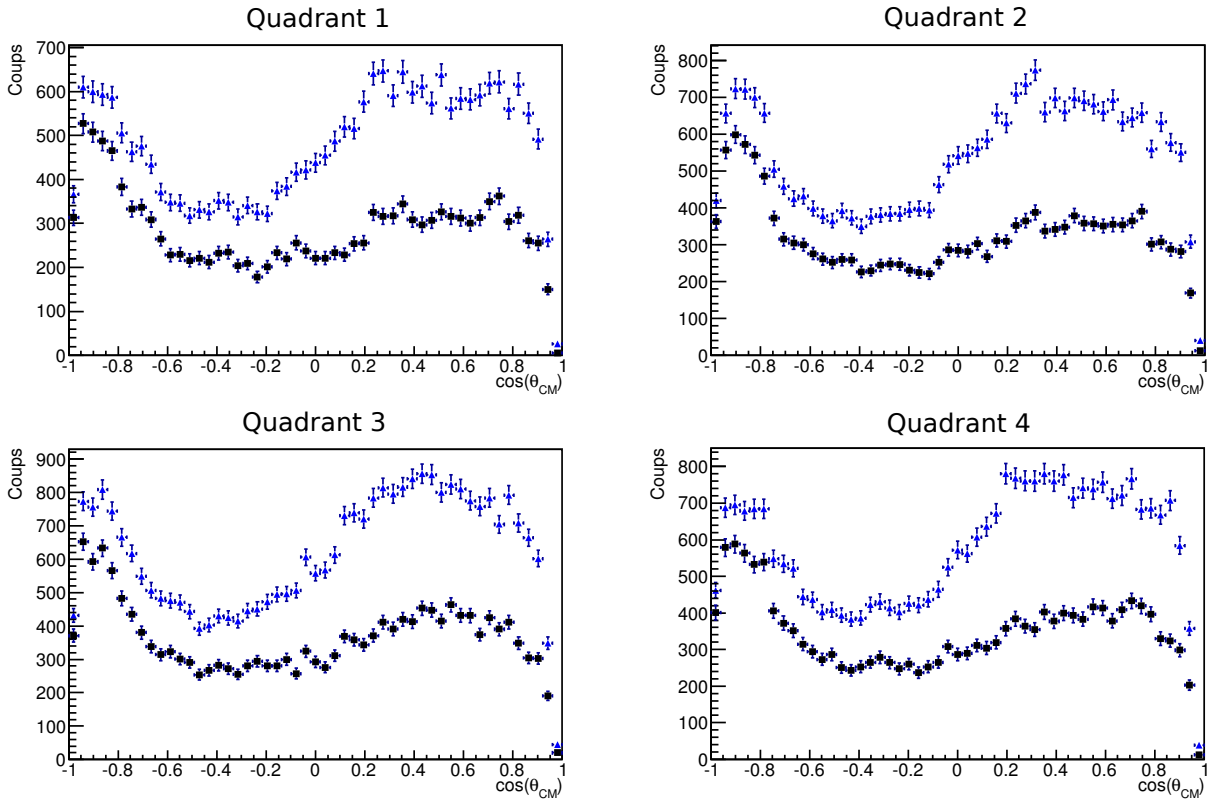


FIG. 7.19 – Simulation de la distribution angulaire attendue pour les quatre quadrants du CD-PAD pour une émission isotrope des protons de décroissance pour des énergies d’excitation allant de 7.076 à 8.4 MeV. Les triangles bleus correspondent à la distribution angulaire mesurée lorsque toutes les coïncidences avec les protons  $p'$  dans VAMOS ont été prises en compte. Les carrés noirs représentent la même distribution mais lorsque les coïncidences entre les protons  $p'$  et le fluor 18 dans VAMOS sont exclues.

du fluor 18, car le proton  $p'$  arrive toujours en premier dans le plastique. Il est possible d’estimer le nombre de coïncidences manquantes et de les ajouter aux distributions angulaires. Cependant la résolution temporelle de ce temps de vol est insuffisante pour assurer une correction optimale.

### 7.5.5 Analyse de la distribution angulaire

La figure 7.21 donne la distribution angulaire corrigée de l’efficacité géométrique (voir figure 7.16) et des effets de l’oxygène 15, pour les quatre quadrants. La distribution angulaire attendue devrait être parabolique. Seul le quadrant 1 présente un tel profil. La correction des effets d’oxygène 15 sur les quadrant 2,3 et 4 semble donc insuffisante. Ces corrections ont eu aussi pour effet d’augmenter les incertitudes sur des points déjà entachés d’une erreur statistique grande à cause du faible nombre d’événements. A l’heure actuelle l’utilisation seule du quadrant

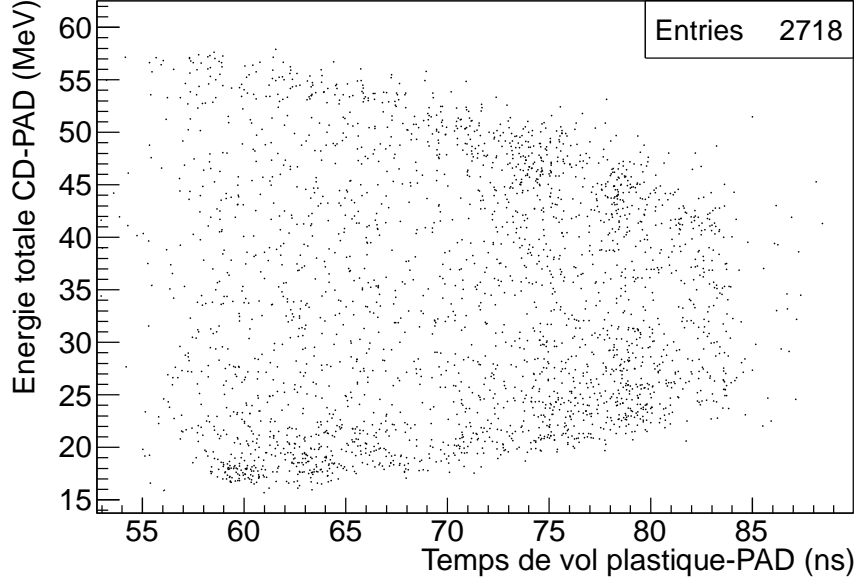


FIG. 7.20 – Énergie totale de la particule  $\alpha$  mesurée dans le CD-PAD en fonction du temps de vol entre un signal PAD et un signal plastique associé à un événement proton dans VAMOS, lorsque la reconstruction de la trajectoire du proton  $p'$  a échoué par le spectromètre.

Il n'a pas donné de résultats concluants à cause de la faible statistique.

La figure 7.22 donne la distribution angulaire accumulée sur les quatre quadrants du CD-PAD pour l'état à 7.076 MeV. Les équations de l'ajustement sont données dans l'annexe D. Les valeurs du  $\chi^2$  réduit ne permettent pas de converger vers un spin  $\frac{3}{2}$ . Aucune méthode de correction n'a permis de retrouver le spin de cet état. Il n'est donc pas possible d'analyser les autres distributions angulaires. L'effet le plus marquant qui perturbe la mesure des distributions angulaires est très probablement celui de l'oxygène 15 et du fluor 18.



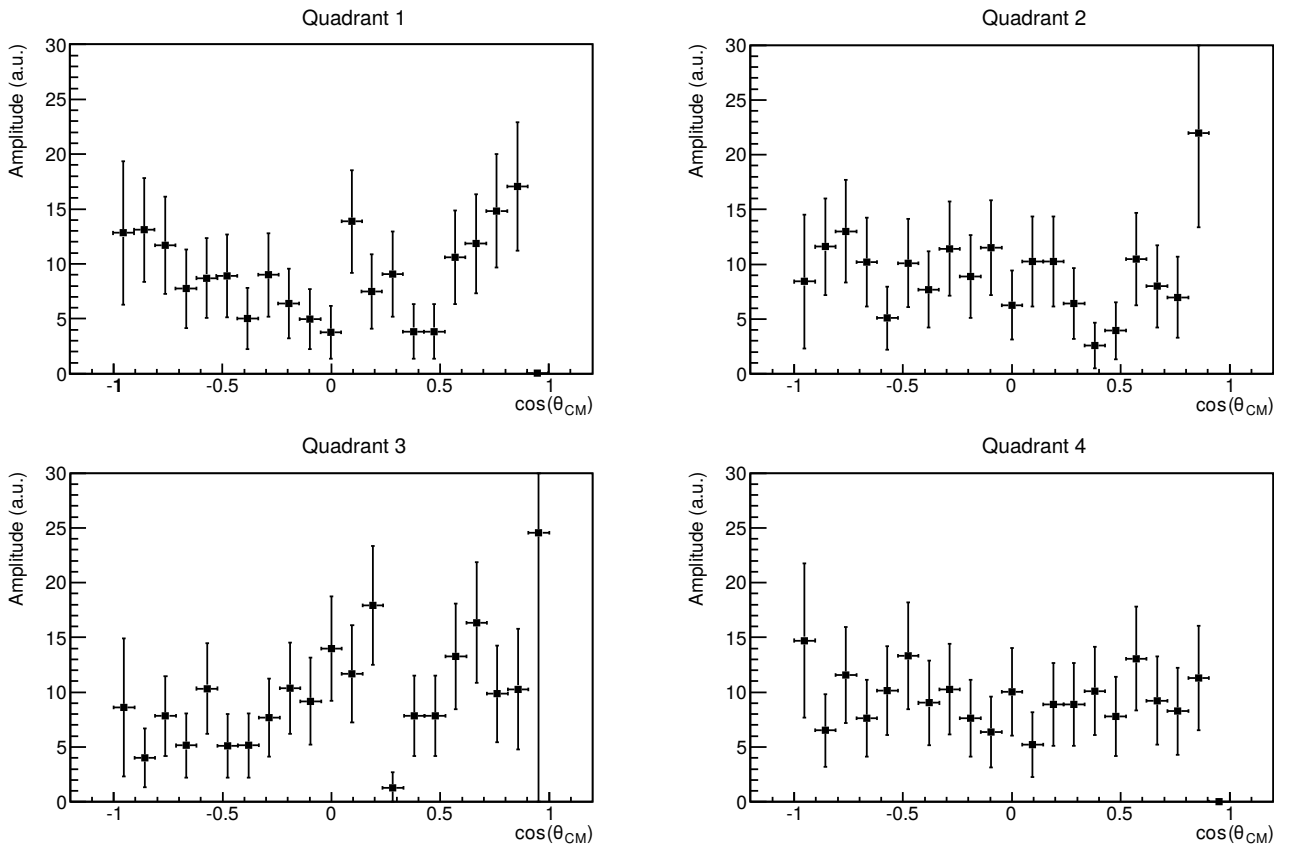


FIG. 7.21 – Distribution angulaire dans le centre de masse des particules  $\alpha$  pour l'état à 7.076 MeV établie pour chaque quadrant du CD-PAD, corrigée des efficacités géométriques et de la perte de statistiques due à l'oxygène 15.

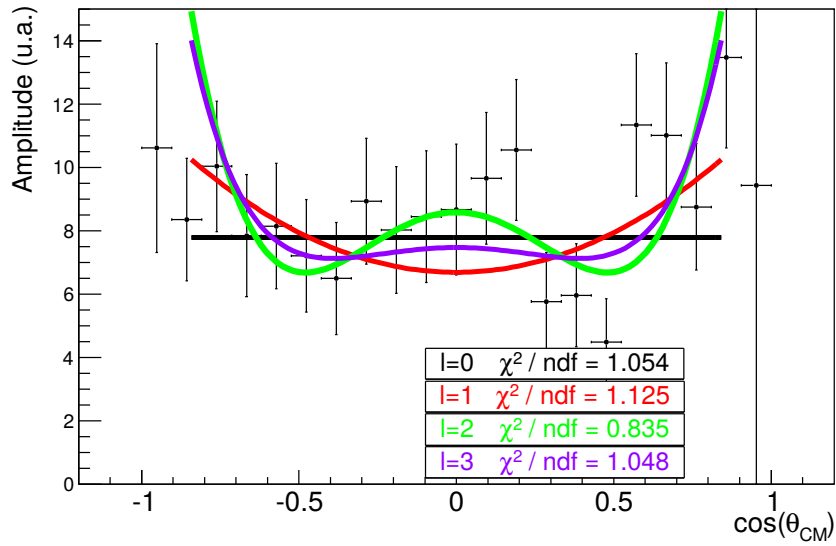


FIG. 7.22 – Ajustements de plusieurs distributions angulaires sur les données corrigées correspondant à l'état excité à 7.076 MeV.



# Chapitre 8

## Interprétations et conséquences astrophysiques

Les propriétés spectroscopiques (énergie des états, largeur, et rapport d'embranchement) du  $^{19}\text{Ne}$  qu'il a été possible d'extraire dans la zone d'intérêt astrophysique sont détaillées dans le chapitre 7. Certaines de ces propriétés n'ont cependant pas pu être mesurées à cause de limitations, c'est notamment le cas du moment angulaire.

Dans ce chapitre on discute d'abord dans la section 8.1 les résultats obtenus lors des expériences précédentes pour la mesure des propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  et de son noyau miroir le  $^{19}\text{F}$ . La section 8.2 va permettre de dresser un tableau de synthèse général des propriétés des états à partir de nos résultats, des mesures antérieures et de la comparaison avec le noyau miroir.

En se basant sur ce tableau de synthèse on peut évaluer les conséquences astrophysiques dans la section 8.3. Le facteur astrophysique lié aux propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  est d'abord calculé dans le formalisme de la matrice R avec le code de calcul AZURE [83]. Ces calculs permettront d'évaluer la contribution de chaque état sur le taux de réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . Ce calcul du taux de réaction est ensuite injecté dans un code permettant de simuler les processus de nucléosynthèse mis en jeu dans les novæ [84]. Des premiers calculs considérant des conditions hydrodynamiques ont été réalisés afin de mesurer l'impact de ce nouveau taux de réaction sur l'abondance du  $^{18}\text{F}$  produit lors de la phase explosive d'une nova.

### 8.1 Revue sur les expériences passées visant à étudier les propriétés d'intérêt du $^{19}\text{Ne}$

La figure 8.1 donne les énergies d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$  dans la zone d'intérêt astrophysique mesurées dans les expériences qui ont eu lieu ces dernières années (incluant celles obtenues dans

cette thèse). Les énergies des états du  $^{19}\text{F}$  référencées par Tilley *et al.* [58] sont aussi indiquées. Les spins et parités attribués à ces états par ces études sont également indiqués.

La liste des expériences citées se veut la plus complète que possible mais elle n'est sans doute pas exhaustive. Le tableau n'est établi que pour les expériences postérieures à la compilation de Tilley *et al.* [58]. Cependant, deux expériences antérieures sur lesquelles se base, en partie, Tilley *et al.* [58] sont utiles pour les interprétations et sont citées dans le texte plus loin. Il s'agit de l'expérience utilisant la réaction  $^{16}\text{O}(^6\text{Li},t)^{19}\text{Ne}$  de Panagiotou *et al.* [86] et celle utilisant la réaction  $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)^{19}\text{Ne}$  de Garrett *et al.* [87].

La figure 8.1 regroupe les résultats obtenus expérimentalement suivant les mécanismes de réaction, utilisés lors des expériences :

- Depuis 1995, une majeure partie des expériences menées correspondent à des expériences de transfert d'un ou plusieurs nucléons entre un noyau projectile et un noyau cible. Il faut souligner que ces expériences utilisant les mécanismes de transfert en cinématique directe possèdent une très bonne résolution en énergie  $\sigma \approx 25$  keV [46]. Cependant on observe aussi une sélectivité dans les états peuplés.
- La diffusion inélastique en cinématique inverse a aussi été employée [52, 53]. Cette méthode possède l'avantage d'être moins sélective que les réactions de transfert. Toutefois la résolution en énergie autour de  $\sigma=55-60$  keV est moins bonne que dans les expériences en cinématique directe.
- Beaucoup d'expériences ont été réalisées avec un faisceau incident de  $^{18}\text{F}$  sur une cible hydrogénée. Ces expériences, qui ont lieu en cinématique inverse, offrent une moins bonne résolution en énergie. Le faisceau de  $^{18}\text{F}$  ne pouvant être que difficilement accéléré en dessous du MeV/u (stabilité et intensité), les mesures directes de la section efficace de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  n'ont pas pu être établies à ce jour en deçà de 250 keV [37] (énergie dans le référentiel du centre de masse). La mesure de la section efficace s'effectue à partir de la quantité de particules  $\alpha$  émises. Le spectre en énergie des particules  $\alpha$  permet de reconstruire le spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$ . Une analyse de ce spectre (amplitude des pics, reflet de la section efficace différentielle) dans le formalisme de la matrice R permet ainsi de contraindre les propriétés spectroscopiques des états d'intérêt du  $^{19}\text{Ne}$ . Une autre voie de réaction ouverte au cours de ces expériences est celle de la diffusion élastique du  $^{18}\text{F}$  :  $^{18}\text{F}(p,p)^{18}\text{F}$ . L'analyse du spectre en énergie proton, reflet également du spectre en énergie d'excitation du  $^{19}\text{Ne}$ , effectuée dans le formalisme de la matrice R permet là encore de contraindre les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$ .
- Récemment une expérience a utilisé le mécanisme du cheval de Troie [88]. C'est la première fois que ce mécanisme de réaction [89] est utilisé avec un faisceau radioactif pour étudier la réaction d'intérêt astrophysique  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . La résolution expérimentale ( $\sigma=53$  keV) ne permet pas de discerner tous les états. Des problèmes de statistiques ont empêché la mesure des moments angulaires.

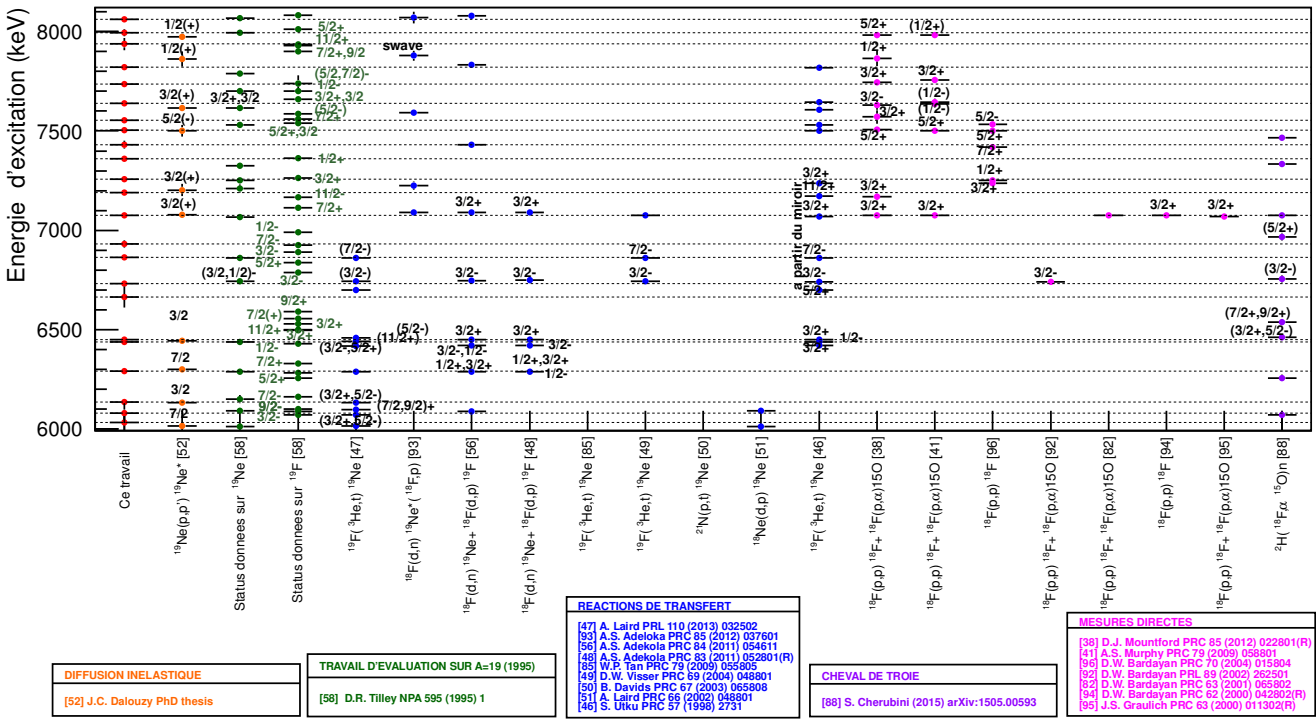


FIG. 8.1 – Revue (non exhaustive) des résultats expérimentaux concernant l'énergie et le spin parité des états du  $^{19}\text{Ne}$  publiés depuis 1995. Les résultats issus de la synthèse effectuée en 1995 par Tilley *et al.* [58] pour le  $^{19}\text{Ne}$  et son noyau miroir le  $^{19}\text{F}$  sont indiqués également. Un code couleur selon le type d'expériences menées est adopté. La référence [85] mesure des états du  $^{19}\text{Ne}$  dans une région plus basse en énergie (couverte aussi par cette expérience). Elle est mentionnée à titre indicatif.

Cette description des mécanismes de réaction aide à comprendre pourquoi certains états sont observés dans des expériences tandis que d'autres non. A partir de cette revue, un tableau de synthèse global peut être réalisé. C'est l'objet de la prochaine section.

## 8.2 Synthèse globale des propriétés spectroscopiques du $^{19}\text{Ne}$ pour le calcul astrophysique

L'expérience de diffusion inélastique menée à GANIL n'a pas permis de mesurer toutes les propriétés spectroscopiques des états du  $^{19}\text{Ne}$ . La sous-section 8.2.1 présente le protocole de déduction des propriétés manquantes des états qui a été adopté. Une analyse état par état suivant ce protocole est faite dans la sous-section 8.2.2.

### 8.2.1 Protocole d'attribution des propriétés

L'objectif est d'abord d'attribuer le spin parité des états. Ensuite, les largeurs non mesurées sont complétées à partir des états analogues du noyau miroir, pour les états qui sont susceptibles d'apporter une contribution dans la fenêtre de Gamow des novæ. Pour des températures allant de 50 à 300 millions de Kelvin la fenêtre de Gamow s'étend de 20 keV au dessus du seuil d'émission proton ( $S_p=6.41$  MeV) à 360 keV au dessus de ce seuil. Ainsi seuls les états avec une énergie d'excitation allant de 6 MeV à 8 MeV sont considérés.

### Hypothèses sur les moments angulaires

Dans les expériences référencées sur la figure 8.1, deux méthodes sont principalement utilisées pour extraire les spins et les parités des états :

- Le moment angulaire peut être déduit de l'analyse de la distribution angulaire des produits de réaction. Lors des expériences de transfert la probabilité d'émission en fonction de l'angle de la particule issue de la réaction dépend du spin parité de l'état peuplé. La forme de la distribution angulaire est comparée à des calculs de type DWBA utilisant des potentiels optiques. A partir de cette comparaison il est possible d'attribuer le spin parité de l'état considéré. Cette méthode n'est cependant pas indiscutable car les résultats dépendent des paramètres choisis.
- Le spin de l'état peut être attribué à partir de l'analyse de la distribution angulaire des particules de décroissance des états du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Lorsque les sous-états magnétiques du  $^{19}\text{Ne}$  sont peuplés suivant une valeur préférentielle, alors les particules de décroissance possèdent une distribution angulaire propre au spin de l'état du  $^{19}\text{Ne}$  qui a décré. La forme de la distribution angulaire de la particule de décroissance est indépendante des

modèles. Elle repose juste sur l’algèbre du moment cinétique de mécanique quantique (voir annexe D).

Dans cette partie interprétation si le spin parité d’un état a été attribué via une expérience appliquant une méthode indépendante des modèles alors on privilégie ce résultat.

### Déduction des largeurs via le noyau miroir $^{19}\text{F}$

A partir des attributions du spin et de la parité des états, on peut associer à l’état du  $^{19}\text{Ne}$  un état analogue dans le noyau miroir, le  $^{19}\text{F}$ . Les propriétés des états analogues dans le  $^{19}\text{F}$  considérées sont celles référencées dans [58]. Lorsqu’une mesure plus récente apporte des résultats plus précis sur les propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{F}$  on sélectionnera celle-ci et on indiquera la référence. Les largeurs du  $^{19}\text{Ne}$  non mesurées par cette expérience peuvent être déduites ainsi de cet état analogue. Pour cela le code width [81] est utilisé. Il permet de calculer la largeur limite de Wigner [90] ( $\Gamma_{w,l}$ ) de chaque état résonnant du  $^{19}\text{Ne}$  et de son état analogue. Elle correspond à la valeur maximale que peut avoir la largeur d’un état, ou en d’autres termes lorsque la largeur résulte sans dimension (parfois appelé facteur spectroscopique) est égale à 1. La relation liant la largeur partielle à la largeur de Wigner est donnée par l’expression 8.1.

$$\Gamma = \Theta^2 \Gamma_{w,l} \quad (8.1)$$

Où  $\Theta^2$  est la largeur réduite sans dimension. Dans le cas de la décroissance par émission d’une particule  $\alpha$ , on considère  $\Theta_\alpha^2(^{19}\text{Ne}) = \Theta_\alpha^2(^{19}\text{F})$ . Dans le cas de la décroissance par émission d’un proton, on utilise la même hypothèse que [46]  $\Theta_p^2(^{19}\text{Ne}) = 0.1$  pour un état de parité positive et  $\Theta_p^2(^{19}\text{Ne}) = 0.01$  pour un état ayant une parité négative. A noter que l’hypothèse selon laquelle la largeur réduite  $\alpha$  d’un état est assimilable à celle de l’état analogue dans le miroir est pratique dans le cas où la mesure directe n’a pas pu être faite. Cependant il s’agit d’une approximation dont la précision est difficile à quantifier et dont la validité peut être sujette à discussion notamment dans le cas où la structure  $\alpha$  dans les niveaux considérés est faible [91].

### 8.2.2 Étude au cas par cas des états d’intérêt

Une étude état par état est ainsi faite dans cette sous-section suivant le protocole défini précédemment. L’objectif est de déterminer principalement les spins et les parités, non mesurés par cette expérience, des états jouant un rôle dans le calcul astrophysique compris entre 6 MeV et 8 MeV d’énergie d’excitation du  $^{19}\text{Ne}$ . Un tableau de synthèse est disponible dans la sous-section 8.2.3.

**6.031(5) MeV** Cet état a été vu dans les expériences [47, 52, 51, 58, 46]([87]) dans une zone en énergie plus basse de 6.014 à 6.016 MeV. Cette différence peut s’expliquer par la présence d’un état large à 6.08(9) MeV non observé avant. Le spin parité déduit d’une analyse DWBA



dans [47, 87] semble converger vers une valeur  $\frac{3}{2}^-$ . Cependant, la référence [52], par l'analyse de la distribution angulaire des particules  $\alpha$ , donne un spin  $\frac{7}{2}$ . On considère le spin parité de cet état à  $\frac{7}{2}^{(+)}$ .

**6.08(9) MeV** C'est la première fois qu'on dispose d'un indice expérimental d'un état large sous le seuil d'émission proton. La précédente expérience de diffusion inélastique [52] ne possédait pas la résolution en énergie nécessaire pour pouvoir le distinguer. L'énergie de cet état ainsi que la largeur  $\Gamma_{tot}=230(1)$  keV est en accord avec la prédiction [57] qui attribue un spin parité  $\frac{1}{2}^+$  par une comparaison avec le noyau miroir.

**6.134(3) MeV** Cet état a été vu dans les expériences [47, 52, 46, 58]([87]). Le spin  $\frac{3}{2}$  a été mesuré pour la première fois par [52] par analyse de la distribution angulaire des particules  $\alpha$ . L'analyse DWBA de [47] conclut sur deux possibilités de spin parité,  $\frac{3}{2}^+$  ou  $\frac{5}{2}^-$ . Ces résultats sont surprenants au vu des spins parités des états analogues. Par rapport au noyau miroir le spin parité le plus probable est  $\frac{3}{2}^-$  pour cet état. Nous allons donc considérer cet état ayant un spin parité  $\frac{3}{2}^{(-)}$

**6.290(4) MeV** Cet état a été vu dans de nombreuses expériences [47, 56, 48, 52, 46, 58]([87, 86]). La référence [47], la plus récente, propose un spin parité  $\frac{3}{2}^+$  ou  $\frac{5}{2}^-$ . Adekola *et al.* propose  $\frac{1}{2}^+$  ou  $\frac{3}{2}^+$  [56] ou encore  $\frac{1}{2}^-$  [48]. Les références [47, 56, 48] utilisent la méthode de transfert combinée à une analyse DWBA de la distribution angulaire. L'analyse de la distribution angulaire des tritons issus de la réaction de transfert  $^{16}\text{O}(^6\text{Li,t})^{19}\text{Ne}$  conduit vers un spin parité  $\frac{5}{2}^-$  ou  $\frac{7}{2}^-$  [86]. L'analyse de la distribution angulaire des particules de décroissance  $\alpha$  [52] conduit à une attribution  $\frac{7}{2}$ . Cet état est compatible avec un état analogue dans le miroir  $\frac{7}{2}^+$  ou  $\frac{7}{2}^-$ . On considère ces deux options pour le calcul.

**6.437(8) MeV** Juste au dessus du seuil d'émission proton, un triplet d'états a été mesuré à 6.416(3) MeV, 6.440(3) MeV et 6.459(3) MeV par [47] et à 6.419(6) MeV, 6.437(9) MeV et 6.450(6) MeV par [46]. D'autres expériences ont mesuré un ou deux de ces états [52, 58]([87])[56, 48, 88]. Dans notre expérience l'état observé à 6.437(8) MeV avec une largeur de 29(8) keV correspond a priori un ensemble de deux à trois états non résolus.

L'analyse DWBA des distributions angulaires des états situés dans cette zone d'énergie d'excitation mesurées par [56, 48] donne des spins et parités de  $\frac{1}{2}^-$  ou  $\frac{3}{2}^-$  ou  $\frac{3}{2}^+$ . La référence [47] propose pour son triplet d'états les spins et parités  $\frac{3}{2}^-$  ou  $\frac{5}{2}^+$ ,  $\frac{11}{2}^+$ ,  $\frac{5}{2}^-$ . La mesure de la distribution angulaire de l'état observé par [52], peuplé via diffusion inélastique, converge vers un spin  $\frac{3}{2}$ .

Certaines des valeurs attribuées par [47] et [48, 56] sont incompatibles avec le spin ou la parité des états observés dans le noyau miroir. A partir de la comparaison avec les états du

$^{19}\text{F}$  dans cette gamme en énergie les spins et les parités possibles pour cet état sont considérés comme  $\frac{11}{2}^+$  ou  $\frac{3}{2}^+$ .

**6.450(5) MeV** Cet état se situe dans la même région que l'état à 6.437(8) MeV discuté précédemment. Toutefois cet état est observé comme un état large ( $\Gamma_{tot}=220(40)$  keV) dans notre expérience. Il est compatible avec l'état large observé par [46] à 6.437(9) MeV. Le moment angulaire attribué par comparaison avec le noyau miroir [46] est  $\frac{1}{2}^-$ . L'analyse DWBA de la distribution angulaire de l'état à 6.459(3) MeV dans l'expérience [47], sème le doute car le spin parité  $\frac{5}{2}^-$  attribué à l'état n'est pas présent dans cette zone du noyau miroir.

La présence de cet état large est incompatible avec un haut moment angulaire. Une comparaison avec le noyau miroir [58], dans cette région, laisse penser que cet état possède en effet un spin parité  $\frac{1}{2}^-$ . En effet, l'état à 6.429(8) MeV dans le noyau miroir est le seul à avoir une largeur significative. Le calcul de la largeur partielle  $\alpha$  via le noyau miroir donne  $\Gamma_\alpha=250$  keV ce qui est très proche de la valeur mesurée.

**6.664(52) MeV** Cet état est compatible avec l'état mesuré à 6.698 MeV par [46]. La largeur totale extraite (29(8) keV) dans notre expérience n'avait jamais été mesurée. Cette largeur est plus compatible avec une attribution  $\frac{3}{2}^-$  de l'état analogue à 6.891 MeV plutôt que  $\frac{5}{2}^+$  comme le suggère [46].

**6.731(8) MeV** Cet état est compatible avec celui mesuré lors de nombreuses expériences [92, 47, 56, 48, 49, 46, 58]([87])[88]. Le moment angulaire est attribué via différentes méthodes d'analyse dont une analyse de la distribution angulaire des particules  $\alpha$  [49]. Tous les résultats convergent vers un spin parité  $\frac{3}{2}^-$  pour cet état.

**6.864(9) MeV** Cet état est compatible avec celui observé par [49], qui lui attribue un spin parité  $\frac{7}{2}^-$  par analyse de la distribution angulaire des particules  $\alpha$ . Ce résultat est en accord avec l'analyse DWBA de [47]. Il a aussi été observé dans [46, 58].

**6.93(2) MeV** Un état a été vu à une énergie similaire par [88]. Aucune propriété spectroscopique ne lui a été attribuée expérimentalement. Au cours de cette expérience, nous avons observé pour cet état une largeur de 14(2) keV, qui peut, par une comparaison avec le noyau miroir, être compatible avec un état de spin et de parité  $\frac{1}{2}^-$  ou  $\frac{5}{2}^+$ . Aucun argument ne permet de discriminer un moment angulaire. Pour le calcul astrophysique, on tient compte de ces deux possibilités.

**7.076(3) MeV** Cet état a été vu dans de nombreuses expériences passées [93, 56, 48, 49, 46] [58]([87])[53, 38, 41, 94, 95, 88, 53]. Le spin parité  $\frac{3}{2}^+$  est bien connu. Les largeurs expérimentales

extraites sont en accord avec les précédentes mesures. A noter que son état analogue dans le  $^{19}\text{F}$  n'est pas bien connu, mais aucune propriété n'est déduite de cet état. Cela n'a donc aucun impact.

**7.19(1) MeV** Dans cette région des états ou des doublets d'états ont été vus. L'énergie de notre état est plutôt compatible avec l'état mesurée à 7.193 MeV par [52, 53], qui lui attribue un spin  $\frac{3}{2}$  par analyse de la distribution angulaire des protons de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ . A la différence de la référence [53], qui mesure une largeur de 35(12) keV pour cet état, il semble que la largeur de l'état soit dans notre cas inférieure à 9 keV. La faible statistique dans notre expérience pour la décroissance proton empêche un ajustement précis et peut expliquer cette différence. L'analyse de [96] va dans le sens de ce spin parité mais avec une énergie de 7.238(6) MeV. L'analyse par matrice R de [38] va également dans le sens d'un spin parité  $\frac{3}{2}^+$  pour cet état avec un rapport d'embranchement compatible avec notre résultat. Un spin et une parité  $\frac{3}{2}^+$  sera considéré pour le calcul astrophysique.

**7.258(5) MeV** Cet état dans notre expérience est mesuré comme un état principalement émetteur  $\alpha$  avec une largeur totale de 16(6) keV. Un état avec l'énergie comparable de 7.238 MeV est vu dans [46], sans mesure directe de spin et de la parité. L'analyse de type matrice R de [96] attribue un spin parité  $\frac{1}{2}^+$ , et les largeurs partielles sont compatibles avec notre mesure. Pour le calcul l'hypothèse d'un spin parité  $\frac{1}{2}^+$  est considérée.

**Petit aparté :** dans la région en énergie d'excitation qui suit, la comparaison avec le noyau miroir devient complexe compte tenu de la densité des états. Le calcul des largeurs sera de fait difficile. L'attribution des propriétés de ces états repose essentiellement sur les données expérimentales mesurées dans notre expérience et celles présentées dans la littérature. Une analyse générale des propriétés des états référencés à ce jour dans cette zone en énergie d'excitation ([93, 56, 46, 38, 41, 96, 88, 53]), se situant à plus de 898 keV du seuil d'émission, montre que seul l'état à 7.938(30) MeV contribuera dans la zone d'intérêt astrophysique. Aucun autre état suffisamment large pour impacter le calcul astrophysique n'a été observé aussi bien dans notre expérience, que dans la littérature, ni même dans le noyau miroir. De fait, seul l'état à 7.938(30) MeV est discuté ci-après. On observe un état large à 7.504(10) MeV qui sera discuté également mais qui ne contribue pas dans le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ .

**7.504(10) MeV** Cet état a été observé par [46, 53, 41, 38, 96]. L'étude de la distribution angulaire des protons par [53] lui attribue un spin  $\frac{5}{2}$  avec une largeur de 17(7) keV. Nos résultats sont compatibles avec cette mesure, le rapport d'embranchement est aussi déterminé ici. Les expériences [41, 38] attribuent par une analyse de type matrice R une parité positive. La largeur totale est compatible avec la mesure de [46]. Un état  $\frac{5}{2}^+$  est aussi observé par [96] à cette énergie. De fait nous allons considérer un état de spin parité  $\frac{5}{2}^+$ .

**7.938(30) MeV** Cet état correspond à l'état large vu dans les expériences [54, 53, 38]. Toutefois, l'énergie mesurée lors de cette expérience est supérieure de 70 à 120 keV aux mesures précédentes. Les barres d'erreurs associées étant grandes, il n'est pas possible de conclure sur une contradiction entre les mesures. La largeur  $\Gamma_{tot}=340(64)$  keV est en accord avec toutes les mesures précédentes, il en est de même pour les largeurs partielles. Le spin  $\frac{1}{2}$  de cet état a été attribué par la mesure de la distribution angulaire des protons de décroissance [53] et confirmé par une analyse de type matrice R [38], cette dernière a attribué une parité positive à cet état, ce qui est en accord avec la prédiction de [57]. Le spin et la parité de cet état est considéré  $\frac{1}{2}^+$  pour le calcul.

#### 8.2.3 Tableau de synthèse

Le tableau 8.1 présente les propriétés spectroscopiques considérées pour les calculs du taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ , issues de la discussion de la section 8.1. Les états apportant une contribution notable à la zone d'intérêt astrophysique sont indiqués avec une étoile (\*).

## 8.3 Conséquences astrophysiques

### 8.3.1 Principe général de la démarche

Il est à présent possible de calculer le facteur astrophysique ou encore appelé facteur S (voir le formalisme dans l'annexe C). Le facteur S contient la partie nucléaire de la section efficace, donc sans la partie due à la pénétrabilité Coulombienne. La figure 8.2 offre une vue générale de la méthode employée (en deux phases de calcul) pour étudier les conséquences au niveau astrophysique des résultats obtenus dans notre étude. L'outil d'analyse utilisant le formalisme de la matrice R appelé AZURE [83] est d'abord employé pour les calculs de facteur S et du taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  à partir des propriétés spectroscopiques du  $^{19}\text{Ne}$  mesurées lors de cette expérience. Dans un premier temps, les calculs de facteur S et de taux de réaction avec AZURE sont effectués avec des paramètres d'entrée connus [46] pour s'assurer de la validité de notre méthode. Puis on calcule le facteur S et le taux de réaction pour les états d'intérêt donnés dans le tableau 8.1.

La seconde phase de calcul consiste à intégrer les taux de réactions (minimum et maximum) estimés (précédemment avec AZURE) dans le code de calcul cococubed [84], qui permet de simuler les processus de nucléosynthèse qui ont lieu dans les novæ. Un choix de calcul dans les conditions hydrodynamiques (plus réalistes) a été fait. Elle nécessite la spécification des profils d'évaluation dans le temps de la densité et de la température en paramètres d'entrée. Il faut aussi indiquer au début de la simulation la composition du milieu. Le code fournit plusieurs valeurs en sortie, notamment la fraction massique des noyaux en fonction du temps, qui reflète l'évolution de l'abondance des noyaux en question lors de la nova.

$E^{*19}\text{F}^a$ (MeV)	$\Gamma_\alpha^a$ (keV)	$E^{*19}\text{Ne}$ (MeV)	$E_r$ (keV)	$J^\pi$	$\Gamma_{tot}$ (keV)	$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha}$	$\Gamma_\alpha$ (keV)	$\Gamma_p$ (keV)
6.070(1)	1.2	6.031(5)	-379	$\frac{7}{2}^{b(+)}$				
5.938(1)	-	*6.08(9)	-330	$(\frac{1}{2}^+)^g$	230(1)		230(1)	
6.088(1)	4	6.134(3)	-276	$\frac{3}{2}^{(-)b}$				
6.161(1)	3.7 eV	6.290(4)	-120	$\frac{7}{2}^{be(-)}$	(0.013)		(0.013)	
6.330(2)	2.4			$\frac{7}{2}^{b(+)}$	(3.64)		(3.64)	
6.497(1)	$\leq 0.5$			$(\frac{3}{2}^+)$	$(\leq 0.55)$		$(\leq 0.55)$	$(1.59 \times 10^{-15})$
6.500(1)	$\geq 2.4$ eV	*6.437(8)	27	$(\frac{11}{2}^+)$	$(\geq 4.1 \times 10^{-3})$		$(\geq 4.1 \times 10^{-3})$	$(3.58 \times 10^{-23})$
6.528(1)	4			$(\frac{3}{2}^+)$	(1.25)		(1.25)	$(1.59 \times 10^{-15})$
6.429(8)	280	*6.450(5)	40	$(\frac{1}{2}^-)$	220(40)		220(40)	$(1.10 \times 10^{-15})$
6.891 <sup>i</sup>	25 <sup>i</sup>	*6.664(52)	254	$(\frac{3}{2}^-)$	29(8)		29(8)	$(0.35 \times 10^{-3})$
6.787(2)	4.3 <sup>p</sup>	*6.731(8)	321	$\frac{3}{2}^{-cdfjgh}$	(5.07)		(5.07)	$(2.12 \times 10^{-3})$
6.927(2)	0.9 <sup>i</sup>	*6.864(6)	454	$\frac{7}{2}^{-fj}$	(1.16)		(1.16)	$(1.57 \times 10^{-5})$
6.989(3)	96 <sup>p</sup>	*6.93(2)	520	$(\frac{1}{2}^-)$	14.25(2)		14(2)	(0.25)
7.114(6)	25 <sup>p</sup>			$(\frac{5}{2}^+)$	14(2)		14(2)	$(2.24 \times 10^{-3})$
(7.300)	-	*7.076(3)	666	$\frac{3}{2}^{+k}$	35(4)	0.68(9)	20.6(2.6)	14.2(1.7)
7.262(2)	$\leq 6$	*7.19(1)	780	$\frac{3}{2}^{lno(+)}$	$(\leq 9.85(21))$	0.67(9)	$(\leq 5.9)$	$(\leq 3.95(21))$
7.364(4)	-	*7.258(16)	848	$\frac{1}{2}^{+o}$	16(6)		16(6)	0.9(9) <sup>o</sup>
		7.36(1)	950			0.25(3)		
		7.43(2)	1020					
7.540(1)	0.16	7.504(10)	1094	$\frac{5}{2}^{+lmn}$	21(4)	4.24(58)	4.0(9)	17.0(8.6)
		7.555(11)	1145					
		7.638(7)	1228			0.45(6)		
		7.735(11)	1325			1.43(24)		
		7.821(10)	1411			1.60(32)		
8.65	300	*7.938(30)	1528	$\frac{1}{2}^{+hlnq}$	340(42)	1.31(23)	110(10)	230(41)
		7.995(19)	1585			5.68(36)		

Références : <sup>a</sup>[58]<sup>b</sup>[52]<sup>c</sup>[50]<sup>d</sup>[87]<sup>e</sup>[86]<sup>f</sup>[47]<sup>g</sup>[57]<sup>h</sup>[56]<sup>i</sup>[97]<sup>j</sup>[49] <sup>k</sup>voir texte sous-section 8.2.2 <sup>l</sup>[53]<sup>m</sup>[41]<sup>n</sup>[38]<sup>o</sup>[96]<sup>p</sup>[55]

TAB. 8.1 – Tableau récapitulatif des états du  $^{19}\text{Ne}$  ainsi que de leurs propriétés spectroscopiques dans la gamme en énergie d'excitation située entre 6 MeV et 8 MeV observés dans cette expérience. Ceux qui apportent une contribution majeure sont spécifiés par une étoile (\*). Les valeurs indiquées sont celles extraites de cette expérience. Si une mesure vient à manquer (c'est le cas notamment pour le spin et la parité), l'origine des valeurs sélectionnées est indiquée. Enfin, les valeurs entre parenthèses sont déduites du noyau miroir. Les états et les largeurs partielles  $\alpha$  du  $^{19}\text{F}$  qui sont associés aux états du  $^{19}\text{Ne}$  sont aussi indiqués.

### 8.3.2 Calcul du facteur S

Le logiciel AZURE requiert comme paramètres d'entrée une liste d'états du noyau composé ainsi que les voies de décroissance possibles. Pour chaque état les propriétés spectroscopiques doivent être spécifiées. Il s'agit de l'énergie du niveau, du spin et de la parité ainsi que les

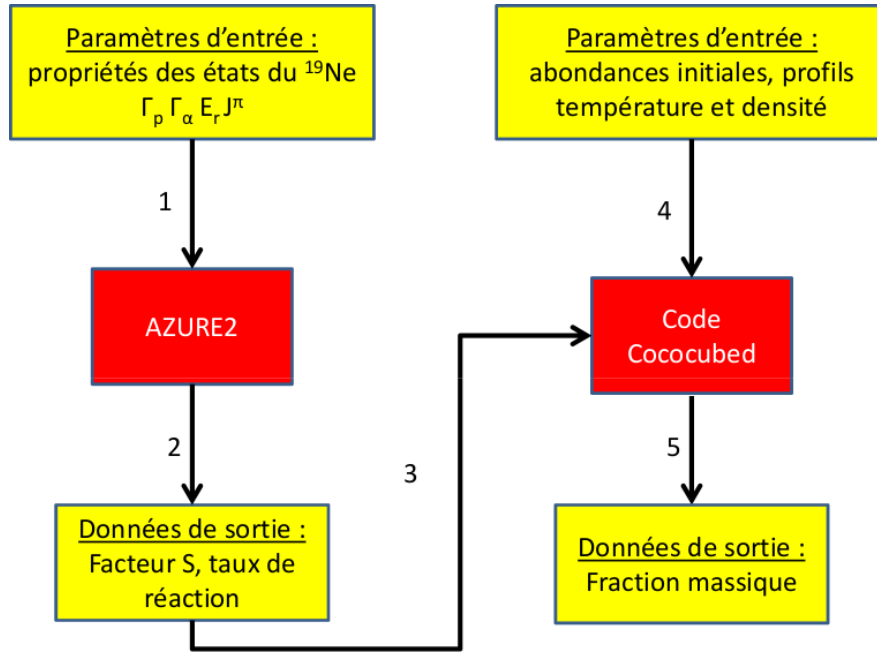


FIG. 8.2 – Schéma synoptique du protocole d'étude adopté pour extraire le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  à partir des propriétés des états du  $^{19}\text{Ne}$  via le code AZURE, puis de la fraction massique du  $^{18}\text{F}$  produit lors d'une nova via le code cococubed.

largeurs partielles de l'état. Pour un état de spin et de parité donné, dans le cas de l'émission d'un proton, en appliquant le principe de conservation du moment angulaire on montre que plusieurs moments angulaires orbitaux sont possibles (voir récapitulatif sur le tableau D.4 situé en annexe). Chaque moment angulaire apporte une contribution à la largeur partielle de l'état. On prend l'hypothèse pour les calculs que c'est le canal comportant le moment angulaire le plus faible qui contribue entièrement à la largeur partielle, les largeurs partielles des autres canaux sont mises à zéro.

### Cas de l'état large sous le seuil proton

Le traitement des résonances sous le seuil d'émission proton est un cas particulier. En effet la largeur partielle proton n'a plus de signification. Il faut utiliser une largeur réduite. AZURE n'utilise pas directement une largeur réduite en paramètre d'entrée pour des résonances sous le seuil d'émission. Il utilise un coefficient noté ANC (Asymptotic Normalization Coefficient) [98] qui lui permet de calculer la largeur réduite proton [99]. En pratique l'ANC peut être défini par le calcul de la pente de la fonction d'onde lorsque le rayon devient très grand.

La référence [57] effectue un calcul exact du facteur S des deux états larges  $\frac{1}{2}^+$  du  $^{19}\text{Ne}$ . Ils sont situés dans cette référence à 6 MeV et 7.9 MeV. La courbe en carrés noirs sur la figure 8.3 montre le résultat de ce calcul. L'état à 6 MeV sous le seuil proton a une largeur réduite de

$1.95 \times 10^{-3}$  MeV calculée avec un rayon nucléaire de 10.1 fm.

Tenter de reproduire la courbe de [57] avec AZURE a deux avantages. Cela permet d'abord de s'assurer que l'on maîtrise le code AZURE. Cela permet aussi de déduire le facteur nommé ANC (Asymptotic Normalization Coefficient). La courbe en trait plein rouge sur la figure 8.3 donne le résultat de notre calcul.

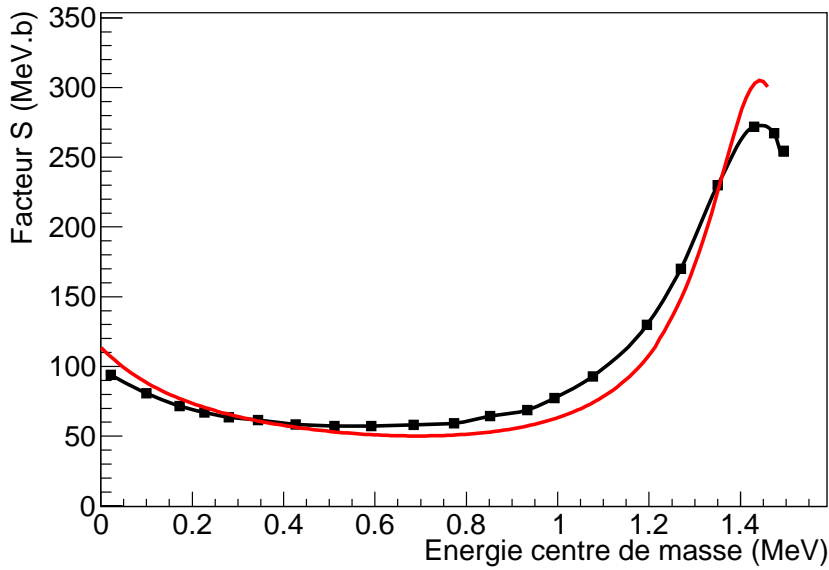


FIG. 8.3 – Somme des facteurs S calculés en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les deux résonances larges  $\frac{1}{2}^+$  situés à 6 MeV et 7.9 MeV avec les propriétés spectroscopiques prédites par [57]. La courbe comportant des carrés noirs provient du calcul de [57], la courbe en rouge provient de notre calcul avec AZURE en considérant un  $ANC=100 \text{ fm}^{-\frac{1}{2}}$ . Le rayon utilisé dans le calcul AZURE est 5.1 fm et dans celui de [57] de 10.1 fm.

Malgré un accord général, on constate des écarts entre notre courbe et celle de [57]. Ces différences ne sont pas surprenantes car les modèles utilisés pour les deux calculs ne sont pas identiques. On obtient et considère un  $ANC=100 \text{ fm}^{-\frac{1}{2}}$  pour la suite. Le rayon standard utilisé dans AZURE de 5.1 fm est considéré par la suite.

### Calcul pour les états impactant la zone d'intérêt astrophysique

La figure 8.4 donne le facteur S de chaque état contribuant potentiellement dans la zone d'intérêt astrophysique (ils sont indiqués d'une étoile dans le tableau 8.1). En haut de la figure la zone d'intérêt astrophysique est représentée par les fenêtres de Gamow pour deux gammes en température minimales et maximales lors d'une nova. L'énergie d'excitation et le spin parité sont indiqués pour chaque résonance. Tous les états possédant un même spin parité sont de

la même couleur. On constate que la résonance sous le seuil proton apporte une contribution significative dans les fenêtres de Gamow.

Pour l'état à 6.437(8) MeV, dans le cas d'un spin  $\frac{11}{2}^+$  ou  $\frac{3}{2}^+$  avec des largeurs associées très faibles, les calculs montrent une contribution négligeable. C'est pourquoi ces états n'apparaissent pas sur la figure 8.4. Il est important de souligner que la zone proche du seuil proton est critique. Il faut donc que l'énergie des états dans cette région soit extrêmement bien mesurée. Dans notre cas on mesure une énergie à 6.437(8) MeV pour l'état le plus proche du seuil et on considère sa largeur de 1.25 keV.

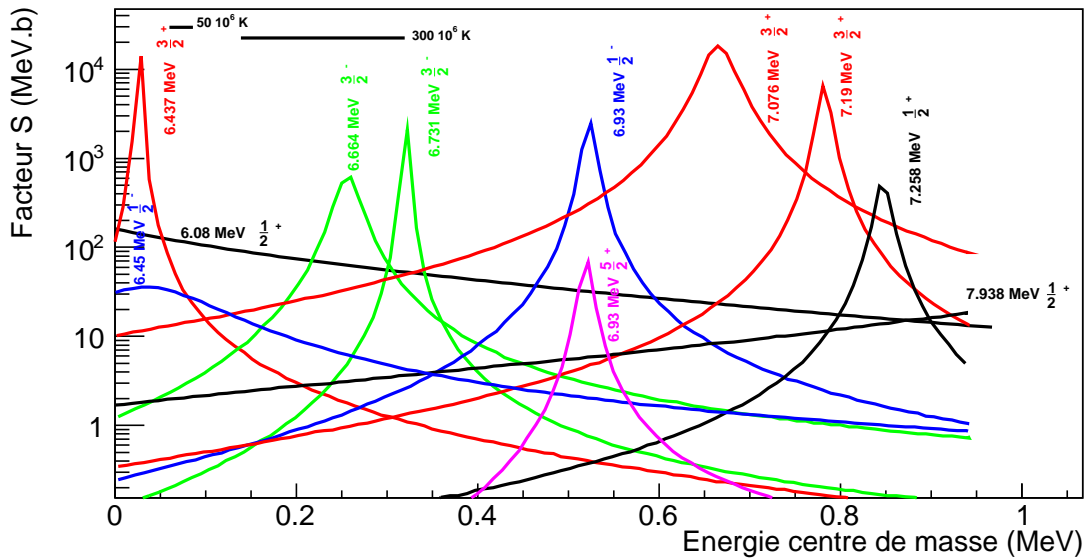


FIG. 8.4 – Facteurs astrophysiques calculés pour les résonances indiquées avec une étoile dans le tableau 8.1 en fonction de l'énergie dans le centre de masse (en MeV). L'énergie d'excitation et le spin parité des états sont indiqués. Les courbes de même couleur indiquent les états de même spin parité. Les fenêtres de Gamow pour les températures minimales et maximales intervenant dans les novæ sont indiquées.

A partir de chaque contribution individuelle on peut calculer le facteur S total. Il faut cependant veiller à prendre en compte les effets d'interférences pouvant intervenir entre les états de même spin parité. On travaille sur les combinaisons pouvant maximiser et minimiser le facteur S total. Par ailleurs en fonction du signe d'interférence, il apparaît que considérer un spin et une parité  $\frac{3}{2}^+$  et  $\frac{1}{2}^-$  pour les états à 6.437 MeV et 6.93 MeV, respectivement, contribue aussi bien à maximiser que minimiser le facteur S dans la région d'intérêt astrophysique. Ces valeurs sont conservées par la suite. Cela traduit bien l'effet important des interférences entre les états. La figure 8.5 donne en rouge le facteur S maximal et en bleu le minimal obtenu. Le configuration minimale est obtenue en mettant le même signe à toutes les interférences entre les états [100]. Les interférences agissent de manière destructives dans ce cas. La courbe maximale



est obtenue avec un signe d'interférence négatif sur la résonance à 6.93 MeV, 6.664 MeV, 7.258 MeV et 7.076 MeV. Les interférences sont alors constructives.

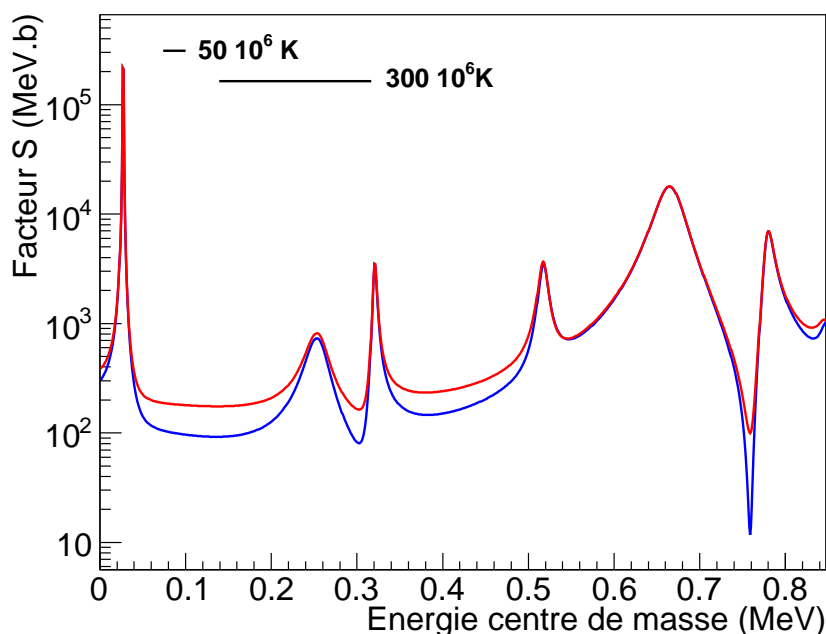


FIG. 8.5 – Facteur S total calculé pour les résonances indiquées avec une étoile dans le tableau 8.1. La courbe en bleu représente le cas avec des interférences de même signe entre les états qui à tendance à minimiser le facteur S. La courbe en rouge représente le cas avec des interférences maximisant le facteur S (voir texte pour la configuration des signes d'interférences).

### 8.3.3 Calcul du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

La figure 8.6 donne le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  en fonction de la température en GK. Les courbes en trait plein noir et gris représentent respectivement les taux maximum et minimum estimés par [24]. Pour s'assurer à nouveau de la cohérence des calculs effectués avec le code AZURE, on a tenté de reproduire le taux de réaction calculé par [24]. La courbe en cercles bleus clairs donne le taux de réaction calculé à partir d'une compilation de propriétés des états fournies par A. Coc [101] un des coauteurs de l'article [24]. On constate que le taux de réaction que nous calculons est dans l'intervalle des estimations publiées par [24]. Pour ce calcul tous les signes d'interférences sont considérés positifs.

Sur la figure 8.6, les courbes en rouges et bleus sont obtenues avec AZURE en prenant en compte les états d'intérêt indiqués d'une étoile dans le tableau 8.1. Les courbes rouges correspondent aux résultats avec une configuration d'interférences constructives qui conduit

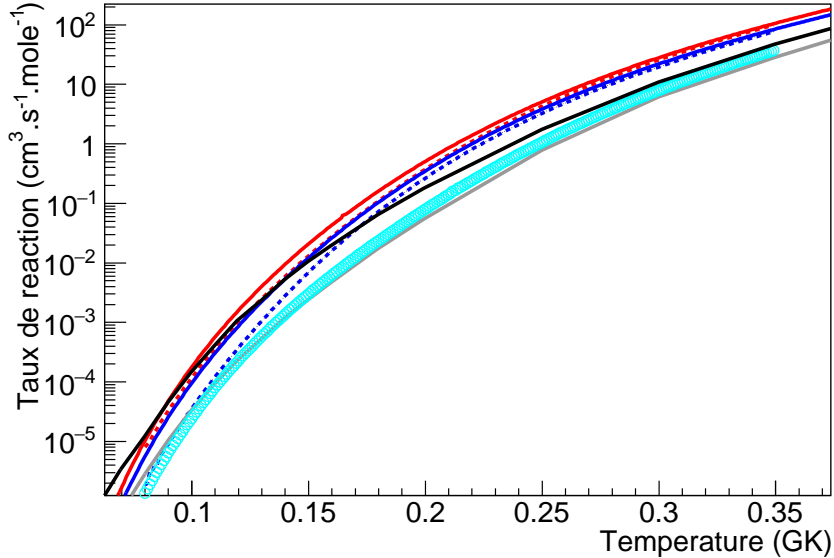


FIG. 8.6 – Taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  en fonction de la température en GK. En trait plein noir et gris les taux de réaction minimal et maximal estimés par [24] en tenant compte des incertitudes associées aux propriétés des états considérés pour le calcul. La courbe avec les cercles bleus donne le taux de réaction calculé avec AZURE pour des signes d'interférences positifs sur tous les états à partir d'une compilation effectuée par A. Coc [101] coauteur de [24]. Les courbes en trait bleu et rouge pointillé représentent les taux de réaction minimal et maximal en fonction des signes d'interférences obtenus avec les résultats indiqués d'une étoile dans le tableau 8.1 sans prendre en compte la résonance large à 6.08 MeV. Les courbes en trait bleu et rouge plein sont les mêmes que les courbes pointillées mais en tenant compte de la résonance large à 6.08 MeV.

à obtenir le taux maximal. Les courbes en bleu reflètent le taux minimal obtenu dans une configuration d'interférences la plus destructive. Les courbes en pointillées sont obtenues lorsque la nouvelle résonance large à 6.08 MeV n'est pas prise en compte dans le calcul. On voit que la nouvelle estimation des taux est au delà des taux maximum estimés par [24]. La nouvelle résonance large sous le seuil et l'attribution d'un spin parité  $\frac{3}{2}^-$  à la résonance à 6.664 MeV sont responsables en majeure partie de cette augmentation du taux de réaction. L'impact astrophysique de ces résultats est maintenant étudié.

### 8.3.4 Impact sur la production de $^{18}\text{F}$ au cours d'une nova

Dans la sous-section précédente, le taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  a été extrait à partir des résultats de ce travail. Suivant le schéma défini sur la figure 8.2 ce taux a été implémenté dans le code cococubed [84]. Celui-ci permet de simuler les processus de nucléosynthèse qui

rentrent en jeu dans les novæ. Il a été développé dans le cadre du projet MESA « Modules for Experiments in Stellar Astrophysics » [102]. Son principe de fonctionnement est élémentaire. Deux approches peuvent être considérées pour le calcul, soit un calcul hydrostatique, soit un calcul hydrodynamique. La deuxième approche a été privilégiée car elle est plus réaliste. Elle nécessite cependant la spécification des profils en densité et température. La figure 8.7 donne les profils sélectionnés pour la simulation. Le temps  $t_{\text{explosion}}=3800$  s correspond à la phase où la levée de la dégénérescence du gaz s'effectue induisant l'éjection de matière dans le milieu interstellaire. Ces profils ont été établis à partir d'une simulation hydrodynamique 1D pour une nova de type ONe, de masse  $1.15 M_{\odot}$ . Le calcul de [103] considère un flux de matière accrété de l'étoile compagne égal à  $1.6 \times 10^{-10} M_{\odot}$ . Il s'agit des courbes d'évolution en température et densité pour la couche la plus profonde de l'enveloppe du disque d'accrétion (située au plus proche de la surface de la naine blanche) appelée aussi « burning shell » (couche explosive).

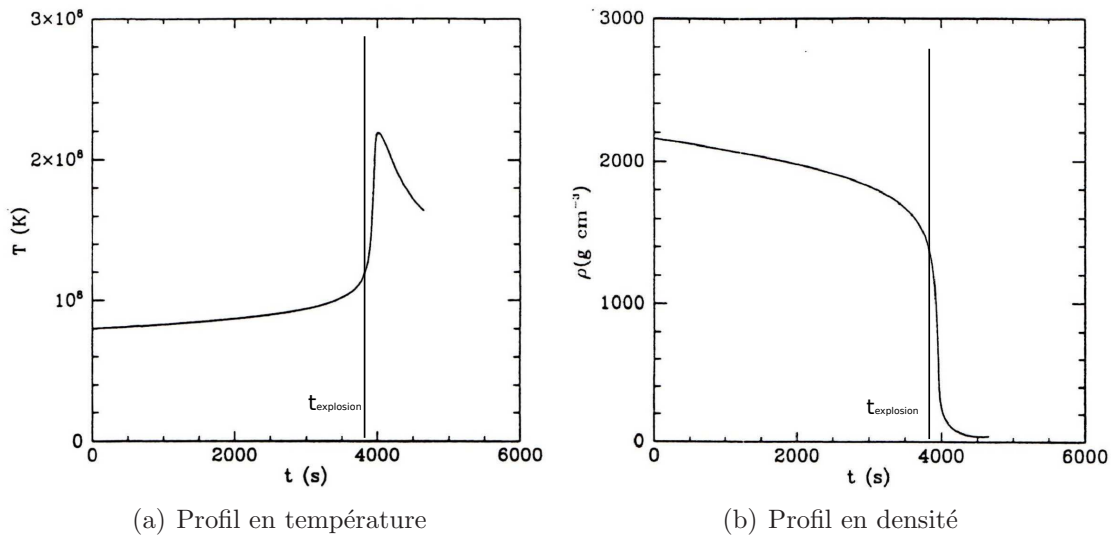


FIG. 8.7 – Profil d'évolution dans le temps de la température et de la densité au sein de la couche explosive d'une nova de type ONe ayant une masse de  $1.15 M_{\odot}$ , extraits de [103]. La barre verticale indique le moment où les couches externes sont éjectées ( $t_{\text{explosion}}$ ).

De fait, les abondances initiales considérées pour le calcul (un des paramètres d'entrée nécessaires) sont celles correspondant à un mélange 50 % d'abondance de type nébuleuse proto-solaire [32] et 50 % d'abondance de type couche superficielle d'une naine blanche ONe de masse  $1.15 M_{\odot}$  [104].

Avant de procéder aux calculs, l'extraction d'une formule analytique des taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  indiqués sur la figure 8.6 pour la gamme en température de 0.07 GK à 0.23 GK (qui correspond au domaine d'étude donné par les profils de la fig. 8.7) est effectuée via un ajustement polynomial d'ordre 6 à 9 selon le cas. Par ailleurs, les taux des autres réactions

intervenant dans la nova (cycle CNO chaud et chaîne pp) pris en compte par le code ont été comparés à la littérature [24] et aux données de la librairie STARLIB [105], pour vérifier leur cohérence.

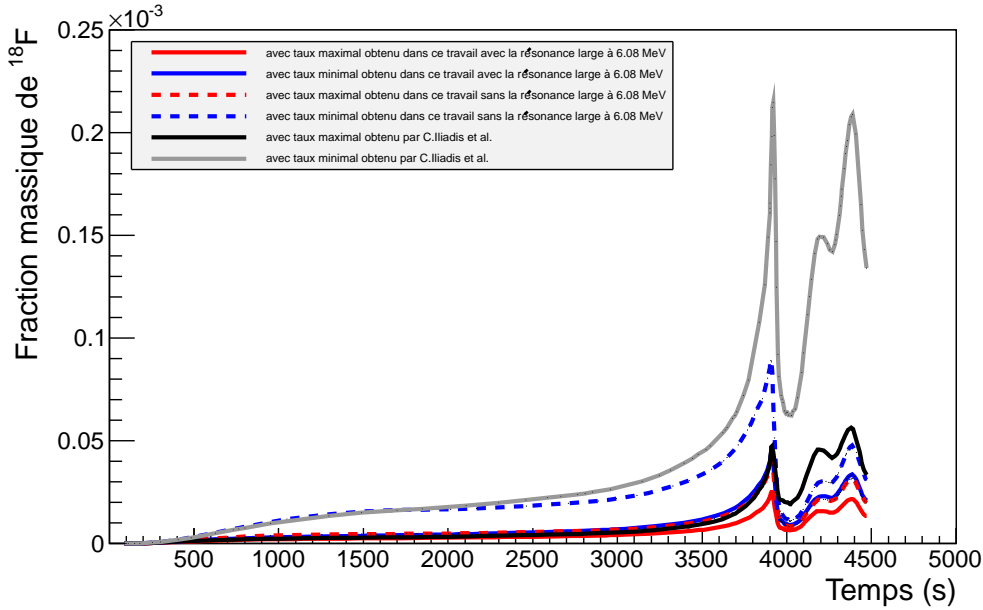


FIG. 8.8 – Courbe d'évolution dans le temps de l'abondance du  $^{18}\text{F}$  produit lors d'une nova en fonction du temps. Cette abondance est obtenue en fonction de différents taux de réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  indiqués sur la figure 8.6.

La figure 8.8 présente les résultats des calculs obtenus concernant l'évolution de l'abondance du  $^{18}\text{F}$  en fonction du temps au cours de la phase explosive de la nova. Les résultats qui prennent en compte les taux (minimum et maximum) de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  issus de ce travail, sans inclure la contribution de la résonance large sous le seuil d'émission proton, apparaissent compatibles avec les résultats qui incluent les taux (minimum et maximum) estimés par Iliadis *et al.* [24]. Ils mettent en lumière toutefois une chute d'au moins un facteur 2 sur les estimations les plus optimistes concernant l'abondance du  $^{18}\text{F}$  à  $t_{\text{explosion}}$ . La considération dans le calcul des taux (minimum et maximum) incluant la résonance large à 6.08 MeV (ce travail) conduit à une conclusion beaucoup plus pessimiste sur la quantité de  $^{18}\text{F}$  produite à l'issue de la nova (approximativement un facteur 9). Une réduction d'un facteur X de abondance, et donc en flux de rayonnement, induit une réduction d'un facteur  $\sqrt{X}$  de la distance maximale d'observation des satellites observant ce type de phénomène stellaire explosif. Ces conclusions sont compatibles avec celles exposées récemment par M. Hernanz [106] qui prévoyait aussi une réduction du flux de rayonnement associé au  $^{18}\text{F}$  selon ses dernières estimations. Les oscillations observées après  $t_{\text{explosion}}$  doivent encore être analysées.

Une simulation plus poussée incluant des profils en densité et température plus récents (obtenus à partir de calcul hydrodynamique 3D) serait idéale. L'incorporation des taux pour les gammes en température inférieure à 0.07 GK et supérieure à 0.23 GK devra aussi être effectuée. Cela permettrait l'étude du système binaire durant la phase non explosive (phase d'accrétion) et l'étude des novæ atteignant des pics en température plus élevés. A noter que la simulation ne considère pas d'apport de masse en dehors de la fraction initiale d'éléments. Ainsi le flux d'accrétion n'est pas pris en compte. Il faudrait modifier le code pour inclure le flux d'accrétion. Il faudrait finalement envisager des simulations avec des codes plus élaborés tels que MESA [102], à titre comparatif.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions

Dans ce travail de thèse nous avons cherché à déterminer les propriétés spectroscopiques (énergie d'excitation, largeurs, rapport d'embranchement, moment angulaire) des états du  $^{19}\text{Ne}$  dans la fenêtre de Gamow afin de contraindre le taux de destruction du  $^{18}\text{F}$  par la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . Plus largement, une meilleure caractérisation de cette réaction clé permettrait d'améliorer le pouvoir prédictif des modèles de nova. En effet, selon les modèles existants, le noyau de  $^{18}\text{F}$ , émetteur  $\beta^+$ , constitue une des sources principales de rayonnement  $\gamma$  émis dans les heures qui suivent l'explosion [23]. L'annihilation des positrons issus de sa décroissance, produit une raie  $\gamma$  à 511 keV et un continuum qui dominerait le spectre en énergie selon les prédictions. Ces rayonnements constituent une observable pertinente pour les détecteurs gamma spatiaux comme INTEGRAL. Toutefois, la probabilité pour INTEGRAL de détecter ce rayonnement caractéristique associé à la nova dépend de la quantité de  $^{18}\text{F}$  produite, donc du taux de destruction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ .

La diffusion inélastique est un mécanisme de réaction intéressant pour l'étude des états du  $^{19}\text{Ne}$  (noyau composé de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ ). A l'inverse des réactions de transfert, la diffusion inélastique a permis de peupler les états d'intérêt astrophysique du  $^{19}\text{Ne}$  sans aucune sélectivité. Le choix de la diffusion inélastique d'un faisceau de  $^{19}\text{Ne}$  sur une cible de protons pour peupler les états d'intérêt  $^{19}\text{Ne}(p,p')^{19}\text{Ne}^*$  a été fait. La cinématique inverse ne permet pas d'avoir des performances en terme de résolution en énergie comparables à celles obtenues en cinématique directe. Pour limiter la dégradation de la résolution en énergie due à la cinématique, les protons diffusés ont été détectés à  $0^\circ$ . Or à  $0^\circ$  le faisceau incident est mélangé avec les protons  $p'$  d'intérêt. Pour détecter les protons émis à  $0^\circ$ , l'utilisation d'un spectromètre, disposant d'une grande acceptation angulaire et en moment, ainsi que d'une bonne résolution en moment et pouvant par la même occasion rejeter le faisceau incident, a été nécessaire. Pour cela, une utilisation inédite du spectromètre VAMOS, pour la détection des protons de haute énergie issus de la diffusion inélastique, a été entreprise avec succès. Toutefois, un travail préparatoire a dû être mené pour déterminer les paramètres de détection optimaux à appliquer aux chambres à dérive de VAMOS pour pouvoir détecter ces protons. Ce travail a été réalisé avec un prototype

de chambre à dérive appelé Maya-Ito au sein de l'institut de physique nucléaire (ùjf) tchèque situé à Rez.

Le choix d'une épaisseur de cible de 1  $\mu\text{m}$  couplée avec le spectromètre VAMOS a permis d'obtenir une très bonne résolution en énergie sur les états du  $^{19}\text{Ne}^*$  (jusqu'à une largeur à mi-hauteur de 65 keV). Cependant il a été démontré dans cette thèse que les performances de VAMOS ne sont pas exploitées à leur maximum car c'est la dégradation de l'énergie du faisceau incident dans la cible qui domine la résolution.

Les moments angulaires peuvent être déterminés par l'analyse des distributions angulaires des particules de décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ . Les états peuplés peuvent décroître soit par émission d'une particule  $\alpha$ , soit par émission d'un proton. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante des modèles. Le télescope silicium segmenté annulaire appelé CD-PAD placé 10 cm après la cible permet en principe cette mesure. Dans notre expérience cependant, les distributions angulaires n'ont pas pu être extraites à cause de la détection dans VAMOS, des protons  $p'$  en coïncidence avec des ions lourds (l'oxygène 15 et le fluor 18 issus de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$ ). Ces derniers saturer les chambres à dérive du spectromètre à cause de leur fort dépôt d'énergie, empêchant ainsi la mesure de la trajectoire du proton  $p'$  qui passe en même temps dans ces détecteurs.

Une approche analysant la section efficace différentielle de peuplement des états pourrait donner un indice sur le moment angulaire. Cette méthode sera étudiée par la suite.

Les largeurs des états ont pu être extraites lorsque la résolution en énergie le permettait. L'extraction du rapport de largeurs proton sur alpha a été possible grâce aux coïncidences avec le CD-PAD. L'extraction des rapports d'embranchement, incluant les  $\gamma$  non détectés, nécessite une bonne compréhension de toutes les particules passant dans VAMOS.

De nouvelles informations spectroscopiques ont été collectées dans cette expérience et tendent à améliorer les incertitudes associées au taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . Les données sont compatibles avec la présence d'une résonance large sous le seuil d'émission proton à 6.08 MeV. Cette résonance semble augmenter significativement le taux de destruction du  $^{18}\text{F}$ . Les premières simulations de nova entreprises en considérant des conditions hydrodynamiques et intégrant le nouveau taux de réaction indiquent une chute prononcée de la quantité de  $^{18}\text{F}$  produite. Ce résultat a une importance toute particulière pour le satellite INTEGRAL, dont l'une des missions scientifiques consiste à l'observation des rayonnements  $\gamma$  caractéristiques émis lors d'une nova. La principale conséquence est la diminution de la distance maximale d'observation par rapport aux estimations précédentes les plus optimistes.

## Perspectives

L'impact de la résonance large à 6.08 MeV sous le seuil proton est très fort du point de vue de l'observation par satellite. Une expérience confirmant sa présence est nécessaire. Si son existence se confirme il faudrait alors orienter les efforts sur l'étude d'abondances d'autres noyaux clefs

pour l'observation de novae, tel que le  $^{22}\text{Na}$  (il possède une durée de vie plus longue). A noter que ce dernier n'est produit que pour des novae de type ONe.

Certaines améliorations de la méthode expérimentale peuvent être suggérées. Pour effectuer à nouveau une expérience de ce type, le choix de l'épaisseur de l'étage  $\Delta E$  de  $35 \mu\text{m}$  doit être revu. En effet les particules légères que l'on cherche à mesurer déposent très peu d'énergie dans cet étage. La chaîne d'électronique en aval étant réglée au maximum de son gain il aurait été plus judicieux de choisir un étage  $\Delta E$  plus épais. En outre, le caractère segmenté du CD peut être remis en question. En effet l'information sur l'angle de la particule peut être reconstruite entièrement à partir de l'énergie. La segmentation apporte une redondance de l'information sur la détermination de l'angle de la particule détectée utile pour renforcer l'analyse, mais au prix d'une préparation expérimentale coûteuse en temps.

Si l'on souhaite conserver la même méthode expérimentale, il faudrait résoudre le problème des particules lourdes empêchant la mesure des distributions angulaires. Plusieurs options peuvent être envisagées :

- Ces particules lourdes pourraient être rejetées par une sélection supplémentaire en vitesse via l'utilisation d'un filtre de Wien. Cependant, celui de VAMOS n'est pas assez sélectif dans notre cas.
- L'ajout d'une épaisseur de matériel à la sortie du dipôle permettrait d'arrêter les particules lourdes avant les chambres à dérive sans pour autant dégrader significativement la résolution en énergie des protons  $p'$  passant au travers ce matériel.
- Une alternative peut être la mesure de l'énergie des protons  $p'$  par un mur de silicium, auquel cas la reconstruction de la trajectoire n'est plus nécessaire par les chambres à dérive de VAMOS, seule la réjection du faisceau incident et la large acceptance de ce dernier serait utilisée.
- Une autre solution pourrait être de tourner VAMOS de quelques degrés. Les particules lourdes dont la cinématique est focalisée vers l'avant ne rentreraient plus dans VAMOS. Cependant le détecteur placé après la cible devrait voir son efficacité géométrique réduite pour laisser passer les protons de la diffusion inélastique dans VAMOS. La résolution en énergie de ces derniers serait légèrement dégradée et les distributions angulaires seraient aussi légèrement atténuées.

Pour améliorer les performances de la méthode en termes de résolution en énergie, c'est au niveau de la dégradation en énergie du faisceau incident dans la cible qu'il faut travailler. Soit en diminuant l'épaisseur de la cible, mais la statistique serait alors diminuée, soit en reconstruisant précisément le vertex de la réaction. Ceci peut être obtenu de manière précise à l'aide d'une cible active. La limitation provient alors de l'intensité du faisceau incident. Des progrès ont été faits dans ce domaine. Des cibles actives ont été spécialement développées pour cette utilisation. C'est le cas par exemple de TACTIC [107]. Une autre solution pourrait être adoptée en utilisant les performances de la future cible active ACTAR [108] couplée à un masque électrostatique



pour capturer la grande quantité d'électrons produits par les interactions du faisceau incident avec le gaz de la cible active [109].

Concernant les mesures directes possibles de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ , on peut noter qu'un projet expérimental basé sur l'utilisation d'une cible radioactive de  $^{18}\text{F}$  est en cours de développement à GANIL avec la collaboration du laboratoire CYCERON qui est équipé d'un dispositif optimisé de production de  $^{18}\text{F}$  à usage médical. Si ces mesures sont convaincantes, les méthodes de production de cibles radioactives pourront être associées aux hautes intensités de faisceau de protons en sortie du LINAC de SPIRAL2. La mesure de la section efficace  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  peut ensuite être effectuée avec les hautes intensités de protons de basse énergie en sortie du RFQ du LINAC.

# Annexe A

## Cinématique des particules et code de simulation « Boulaykin ».

### A.1 Diffusion inélastique

Ce paragraphe donne les équations de cinématique utiles pour reconstruire la fonction d'excitation d'un noyau qui a interagit par diffusion inélastique. Les équations sont données dans le cas relativiste, en effet le rapport  $\beta = \frac{v}{c}$  des particules détectées est, dans notre cas, supérieur à 0.2, ce qui justifie l'emploi du cas relativiste.

La réaction de diffusion inélastique peut être écrite par la relation A.1. Les repères associés à l'émission des particules  $X^*$  et  $p'$  sont définis avec  $Z$  l'axe du faisceau. Les angles d'émission des particules  $p'$  et  $X^*$  (notés  $\theta$ ) sont aussi définis par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Ils seront notés  $\theta^{CM}$  dans le référentiel du centre de masse.

$$X + p \Rightarrow X^* + p' \quad (\text{A.1})$$

$X$  correspond au projectile qui rentre en collision avec  $p$  la particule cible au repos dans le référentiel du laboratoire. Le projectile récupère une partie de l'énergie cinétique incidente qu'il convertit en énergie interne pour peupler un de ces états excités (noté alors  $X^*$ ) tandis que le noyau cible  $p'$  est diffusé. La première étape du calcul est de poser les équations (eq. A.2,A.3) de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

$$T_X = T_{X^*} + T_{p'} + E^* \quad (\text{A.2})$$

Avec  $T_X$ ,  $T_{X^*}$  et  $T_{p'}$  les énergies cinétiques des particules et  $E^*$  l'énergie d'excitation de la particule  $X^*$ .

$$\vec{P}_X = \vec{P}_{X^*} + \vec{P}_{p'} \quad (\text{A.3})$$

Avec  $\vec{P}_X$ ,  $\vec{P}_{X^*}$  et  $\vec{P}_{p'}$  les impulsions des particules mises en jeu dans la réaction A.1. Les lois de la relativité restreinte énoncent que l'énergie totale  $E$  d'une particule de masse  $m$  est la somme de l'énergie au repos  $E_0$  de la particule et de son énergie cinétique  $T$  (eq. :A.4).

$$E = T + E_0 = \gamma mc^2 \quad (\text{A.4})$$

Avec,  $c$  la célérité de la lumière et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$  correspond au facteur de Lorentz. L'invariance du quadrivecteur énergie-impulsion par changement de référentiel assure l'égalité A.5.

$$E^2 - P^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (\text{A.5})$$

Les équations A.2 et A.4 permettent d'exprimer l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau  $X^*$  en fonction des masses des particules  $X$  et  $p$  notées respectivement  $m_X$  et  $m_p$  et des facteurs de Lorentz  $\gamma_X$  et  $\gamma_p$ .

$$E^* = m_X c^2 (\gamma_X - \gamma_{X^*}) - m_p c^2 (\gamma_{p'} - 1) \quad (\text{A.6})$$

Les propriétés de la particules  $X^*$  sont inconnues. Il faut donc exprimer  $\gamma_{X^*}$  en fonction des propriétés des autres particules. Ceci est possible en utilisant les équations A.4 et A.5. Ainsi :

$$\gamma_{X^*}^2 = \frac{1}{m_X^2 c^2} (P_{X^*}^2 + 1) \quad (\text{A.7})$$

A partir de l'équation de conservation de l'impulsion A.3 et en projetant les impulsions finales ( $P_p$  et  $P_X$ ) sur les axes du repère  $(O, \vec{X}, \vec{Z})$  (voir fig.A.1),  $P_{X^*}$  s'exprime sous la somme vectorielle suivante,

$$\vec{P}_{X^*} = \vec{P}_X - \vec{P}_{p'} = \begin{pmatrix} P_X - P_{p'} \cos \theta_{p'} \\ -P_{p'} \sin \theta_{p'} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Avec  $\theta_p$  l'angle d'émission de la particule diffusée dans le référentiel du laboratoire par rapport à l'axe du faisceau  $z$ . La norme au carré de  $\vec{P}_{X^*}$  est maintenant calculable et est injectée dans A.7, puis en notant que  $P^2 = (\gamma^2 - 1)m^2 c^2$ , l'équation A.9 est obtenue.

$$\gamma_{X^*} = \sqrt{\gamma_X^2 + (\gamma_{p'}^2 - 1) \frac{m_p^2}{m_X^2} - 2 \sqrt{(\gamma_X^2 - 1)(\gamma_{p'}^2 - 1) \frac{m_p^2}{m_X^2} \cos \theta_{p'}}} \quad (\text{A.9})$$

## A.2 Décroissance en vol

Les équations détaillées dans ce paragraphe donnent la cinématique des particules émises lors de la décroissance d'une particule notée  $X^*$  dans un état excité avec l'émission d'un noyau

Y dans son état fondamental et d'une particule b. Le processus de décroissance est schématisé suivant la relation A.10. Les repères associés au laboratoire et au centre de masse sont indiqués sur la figure A.10, ainsi que les angles d'émission des particules b et Y par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire ( $\theta$ ) et du centre de masse ( $\theta^{CM}$ ).

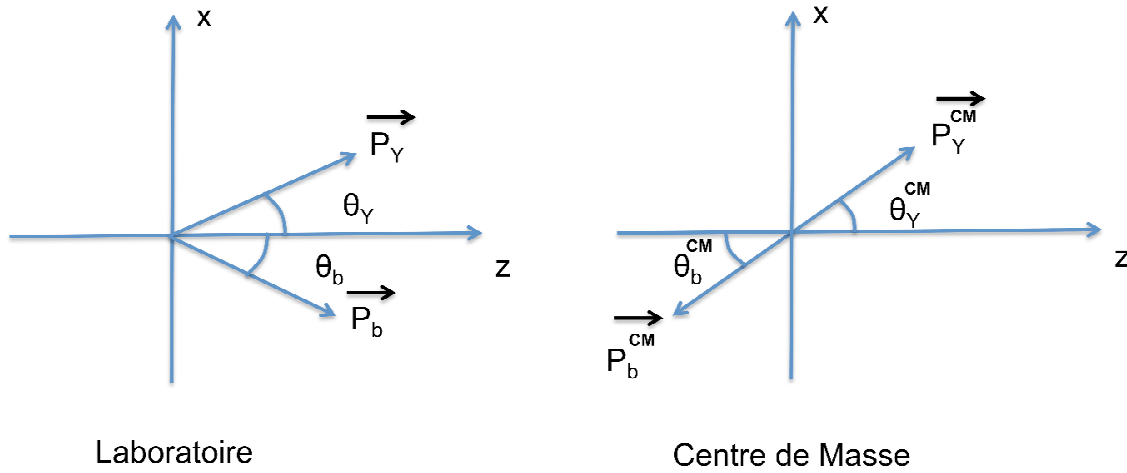


FIG. A.1 – Schéma des repères et des angles associés à la décroissance des particules  $X^*$  conduisant à l'émission des particules Y et b dans le référentiel du laboratoire à gauche et dans le référentiel du centre de masse à droite.

Les corrections relativistes sont à nouveau prises en compte ( $\beta \geq 0.1$ ). Les équations initiales sont la conservation de l'énergie totale (A.11) et la conservation de l'impulsion (A.12).

$$E_{X^*} + E^* = E_Y + E_b \quad (\text{A.11})$$

Avec  $E_{X^*}$ ,  $E_Y$  et  $E_b$  les énergies totales des particules mises en jeu dans la réaction A.10,  $E^*$  l'énergie d'excitation de la particule  $X^*$ .

$$\vec{P}_{X^*} = \vec{P}_Y + \vec{P}_b \quad (\text{A.12})$$

Avec  $\vec{P}_{X^*}$ ,  $\vec{P}_Y$  et  $\vec{P}_b$  les impulsions des particules mises en jeu dans la réaction A.10.

Les détails des calculs pour obtenir l'expression A.13 sont passés sous silence. Le raisonnement est identique à celui du paragraphe précédent. Il est considéré pour ces calculs que la particule  $X^*$  est émise avec un angle suffisamment faible (du fait de la cinématique inverse) par rapport à l'axe du faisceau ( $\leq 0.4^\circ$ ) pour être considéré comme nulle. Ainsi l'angle d'émission de la particule b est donné par la relation suivante :

$$\cos(\theta_b) = \frac{(E_{X^*} + E^* - E_b)^2 - E_{X^*}^2 - E_b^2 + m_X^2 c^4 + m_b^2 c^4 - m_Y^2 c^4}{-2\sqrt{(E_{X^*}^2 + m_X^2 c^4)(E_b^2 + m_b^2 c^4)}} \quad (\text{A.13})$$

Avec  $m_i$  la masse de la particule  $i$  ( $i = X, X^*, b, Y$ ) et  $c$  la célérité de la lumière.

La matrice de Lorentz assure la transformation du quadrivecteur exprimé dans le référentiel du laboratoire vers le référentiel du centre de masse. La matrice de transformation est donnée par la relation A.14. Le référentiel du centre de masse est en translation uniforme suivant l'axe Z du faisceau à la vitesse  $V_{CM}$ , ce qui assure la validité de la relation dans notre cas. Le référentiel du centre de masse est associé à la particule  $X^*$  avant la décroissance. Ainsi  $\gamma_{X^*} = \gamma_{CM}$  avec  $\gamma_{X^*}$  donnée par la relation A.9 et  $\beta_{CM} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_{X^*}^2}}$ .

$$\begin{pmatrix} \frac{E^{CM}}{c} \\ P_x^{CM} \\ P_y^{CM} \\ P_z^{CM} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{CM} & 0 & 0 & -\beta_{CM}\gamma_{CM} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta_{CM}\gamma_{CM} & 0 & 0 & \gamma_{CM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E}{c} \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

En utilisant la première coordonnée du quadrivecteur et l'égalité A.5, le calcul de l'énergie dans le centre de masse de la particule b est possible (relation A.16).

$$E^{CM}_b = \gamma_{CM}(E_b - \beta_{CM}\sqrt{E_b^2 - m_b^2 c^4} \cos(\theta_b)) \quad (\text{A.15})$$

Les impulsions  $P_b$  et  $P_b^{CM}$  sont projetées sur les axes du repère  $(O, \vec{X}, \vec{Z})$ , puis en substituant ces projections sur la quatrième coordonnée du quadrivecteur dans la relation matricielle A.14 l'équation suivante qui permet le calcul de l'angle de la particule b dans le centre de masse est déduite.

$$\cos(\theta^{CM}_b) = \frac{\gamma_{CM}(\sqrt{E_b^2 - m_b^2 c^4} \cos(\theta_b) - \beta_{CM} E_b)}{\sqrt{E^{CM}_b{}^2 - m_b^2 c^4}} \quad (\text{A.16})$$

### A.3 Code « Boulaykin »

Un outil de simulation en C++ nommé « Boulaykin » a été développé dans le cadre de l'analyse de l'expérience e641s associée à cette thèse, afin de pouvoir calculer la cinématique des particules (à partir des équations détaillées dans la section précédente), déduire les fonctions d'efficacité et les dégradations en résolution du dispositif. Un schéma synoptique du fonctionnement de la simulation est fourni dans la figure A.2. Le langage orienté objet permet d'incorporer facilement de nouvelles fonctions ou géométries à ce code.

Les paramètres initiaux à spécifier pour la particule incidente (le projectile) sont : la masse, l'énergie, la liste des états peuplés et la position où arrive la particule sur la cible (prise en

### A.3. Code « Boulaykin »

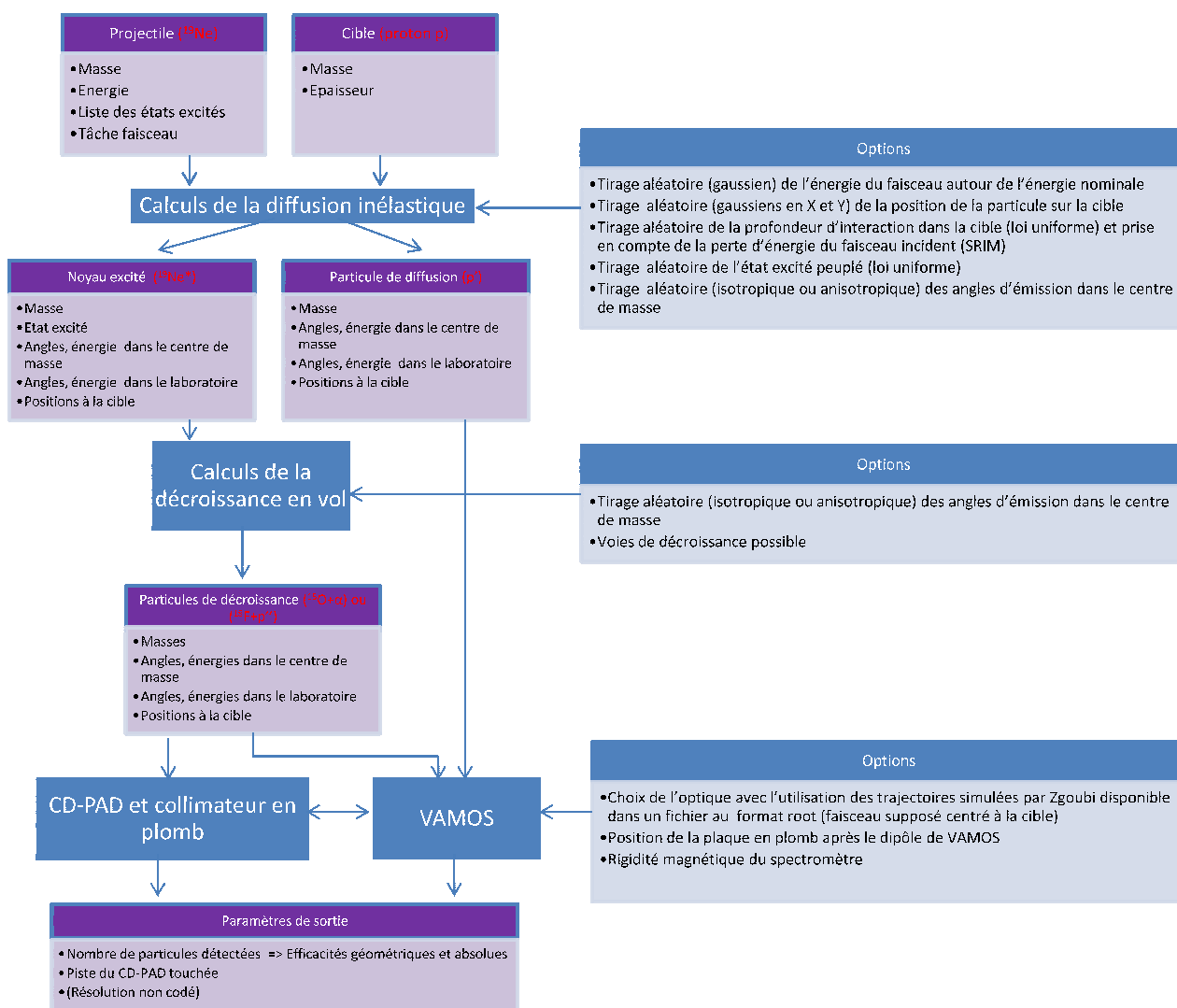


FIG. A.2 – Schéma synoptique du code de simulation « Boulaykin ».

compte de la tâche du faisceau incident). A noter que l'angle sur cible est négligeable et n'est ainsi pas pris en compte dans la simulation. Les paramètres initiaux à fournir pour la particule cible sont : la masse de la particule cible et l'épaisseur de la cible. Les particules projectile et cible dans le cas l'expérience e641s sont le  $^{19}\text{Ne}$  et le proton (p) respectivement. Elles sont indiquées en rouge sur la figure A.2.

Le code permet dans un premier temps de déduire les propriétés du noyau projectile excité ( $^{19}\text{Ne}^*$  pour l'expérience e641s) et de la particule cible (proton p' dans notre cas) diffusés après la réaction (utilisation des équations de diffusion inélastique). Dans un second temps, le calcul de la décroissance en vol du noyau excité est effectué. Les caractéristiques des particules issues de la décroissance en vol (ici  $^{15}\text{O}$  et particule  $\alpha$  ou  $^{18}\text{F}$  et proton p'' en fonction de l'état excité

peuplé) sont alors déterminées. Enfin, la simulation prend en compte la géométrie complète des éléments constitutifs du dispositif expérimental (détecteur CD-PAD, collimateur en plomb et spectromètre VAMOS). Plus de détails concernant les ensembles de détection utilisés au cours de l'expérience e641s sont disponibles dans le chapitre 4. A noter que le code de simulation prend en compte l'acceptance en moment et en angle du spectromètre VAMOS, à partir de trajectoires simulées par Zgoubi [78] disponibles dans un fichier au format root. La valeur de la rigidité magnétique du dipôle peut être choisie de même que la position de la plaque en plomb située après ce dernier.

Dans le but de rendre le code le plus proche de la réalité possible, plusieurs options peuvent être prises en compte. Par exemple, l'énergie du projectile peut être définie à partir d'un tirage aléatoire suivant une loi gaussienne centrée autour de l'énergie nominale. Les positions (X et Y) à la cible du noyau projectile sont déterminées suivant des lois gaussiennes centrées autour de la position centrale, permettant ainsi la prise en compte de la tâche du faisceau. La profondeur d'interaction dans la cible est choisie suivant une loi uniforme sur l'épaisseur de la cible. A partir de cette dernière on peut déduire la perte en énergie due à l'épaisseur de la cible (pour le faisceau incident uniquement). Cette perte d'énergie est déduite de calculs SRIM [60]). Pour l'énergie du projectile la loi est gaussienne centrée autour de l'énergie donnée en paramètre d'entrée. Les états excités du noyau projectile sont peuplés de manière équiprobable ici. La loi de tirage des angles ( $\phi$  et  $\theta$ ) des particules en voie de sortie peut suivre une distribution isotrope ou anisotropique (polynôme de Legendre typiquement pour les particules  $\alpha$  et p" de décroissance). « Boulaykin » est ainsi un code de simulation utilisant des méthodes Monte-Carlo sur N particules. Les paramètres d'entrée et de sortie du code sont sauvegardés dans des fichiers. Puis, ils sont organisés dans un arbre au sein d'un fichier au format root.

# Annexe B

## Schéma d'électronique

L'ensemble des schémas de l'électronique employée au cours de l'expérience E641S effectuée auprès du spectromètre VAMOS à GANIL est détaillé dans cette annexe.

### B.1 Partie VAMOS

#### B.1.1 Détecteur plastique

Le détecteur plastique de VAMOS comporte un photomultiplicateur sur chacun de ses côtés par rapport à la direction du faisceau permettant de délivrer un signal électrique proportionnel à l'énergie de la particule qui s'y arrête. On note PLG et PLD, les signaux collectés sur les côtés gauche et droit respectivement. Le plastique gauche constitue également un des deux signaux de déclenchement de l'acquisition. Le schéma d'électronique associé à PLG est donné sur la figure B.1.

Le signal envoyé au module GMT génère le déclenchement de l'acquisition ainsi qu'une fenêtre de validation logique appelé signal FAG. La chaîne de traitement pour le signal venant du plastique droit est similaire à celle décrite sur la figure B.1 sans la partie déclenchement du GMT. Le signal temps du plastique permet aussi d'effectuer des mesures de temps de vol et sert de start ou stop à différents TACs.

#### B.1.2 Chambre à dérive

La figure B.2 représente le schéma d'électronique d'une chambre à dérive. Une fois l'acquisition déclenchée, le signal FAG autorise l'enregistrement des charges collectées par les cartes GASSIPLEX (GAS Y-X) [63] via les modules C-RAMS si toutefois un signal a été vu sur les fils de la chambre à dérive.

Le module C-RAMS B déclenché par la FAG et sous condition d'avoir un signal sur le fil va générer une série de signaux logiques TTL qui sont dupliqués par « l'alimentation buffer



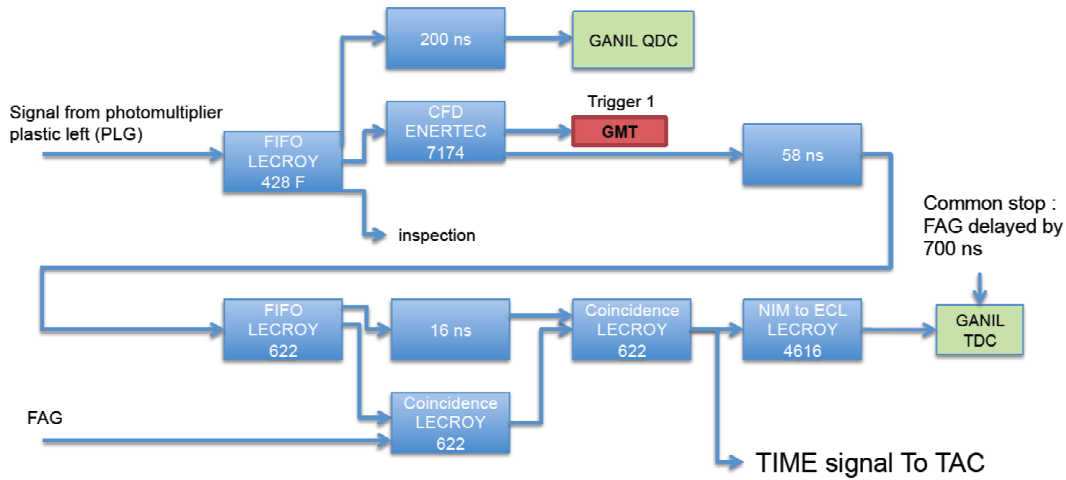


FIG. B.1 – Schéma d'électronique représentant la chaîne de traitement du signal issu du photomultiplicateur gauche du scintillateur plastique de VAMOS servant au déclenchement de l'acquisition (GMT Ganil Master Trigger).

Gassiplex V2 ». Ces 3 signaux sont les suivants :

- Un signal Track and Hold (T&H) qui est une fenêtre temporelle générant un signal logique haut pendant la lecture de toutes les pistes ;
- Un signal clear qui est une impulsion délivrée à la fin de la lecture des pistes ;
- Un signal clock qui déclenche la lecture de chaque signal de pistes sur le front montant. La fréquence de la clock dépend du nombre de pistes à lire dans la fenêtre (T&H) imposée.

Un seuil pour chaque piste est chargé dans les C-RAMS pour empêcher la numérisation des valeurs de charges fournies par le GASSIPLEX qui n'auront pas une origine physique. La plage de fonctionnement des C-RAMS a été changé pour l'expérience. Il était de 300 mV. A noter que la charge collectée sur les pistes permet de reconstruire la position horizontale de la particule. Le temps de vol entre le plastique et le déclenchement sur les fils d'amplification permet la reconstruction de la position verticale.

## B.2 Partie CD-PAD

Cette section fournit les schémas d'électroniques du télescope  $\Delta E-E$  (détecteur CD-PAD) utilisé pour la détection des particules légères de décroissance situé à 10 cm après la cible.

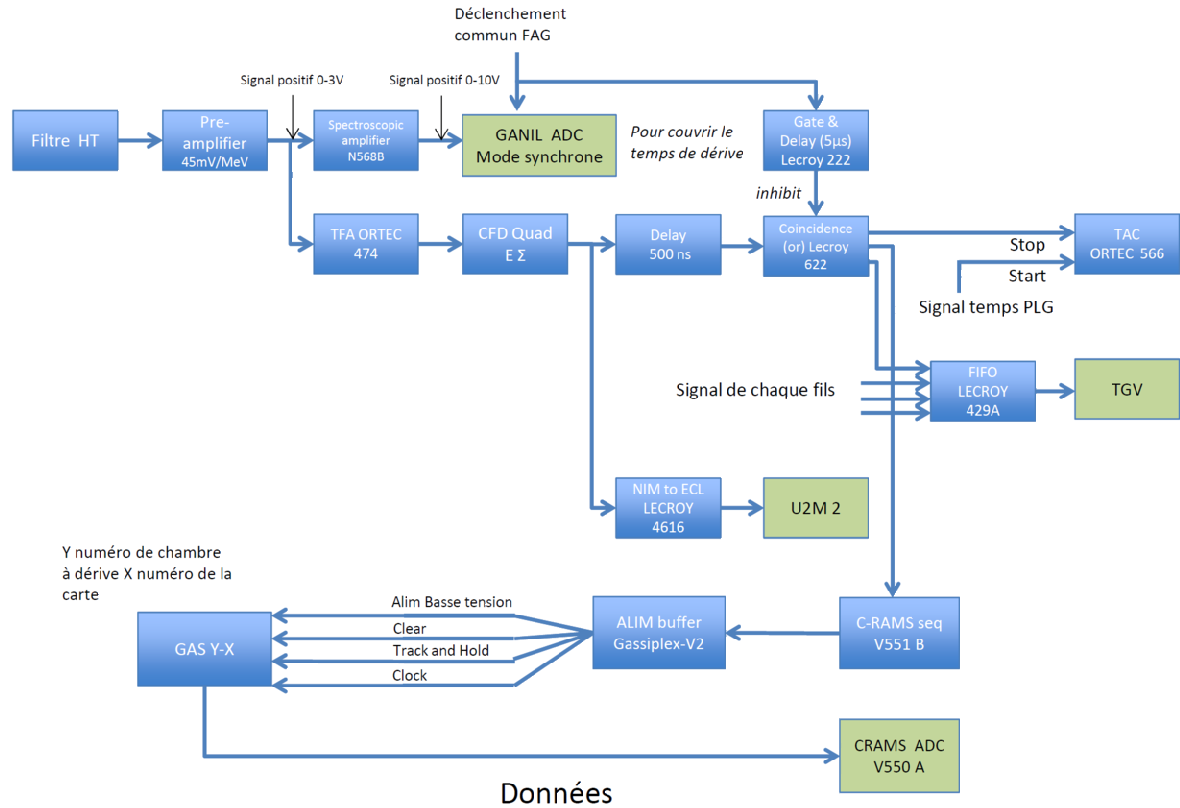


FIG. B.2 – Schéma d'électronique représentant la chaîne de traitement du signal d'une chambre à dérive

### B.2.1 Électronique du PAD (E)

L'électronique associée à l'étage E du télescope est conventionnelle. A noter que deux amplificateurs différents ont été utilisés à la sortie du préamplificateur. Le premier possède un gain permettant de couvrir une gamme jusqu'à 140 MeV d'énergie tandis que le second permet de couvrir une énergie allant jusqu'à 90 MeV.

Le OU des signaux issus des 4 PAD constitutifs du détecteur correspond aussi à un des 2 signaux de déclenchement de l'acquisition (avec le signal PLG). Le signal du PAD permet aussi d'effectuer des mesures de temps de vol. Il sert de start ou stop à différents TAC.

### B.2.2 Electronique du CD ( $\Delta E$ )

Le schéma d'électronique type d'une des 160 voies d'électronique constitutifs du détecteur CD (étage  $\Delta E$  du télescope) est présenté sur la figure B.4.

Le gain des amplificateurs RAL 109 utilisés pour cette expérience est adaptable en fonction

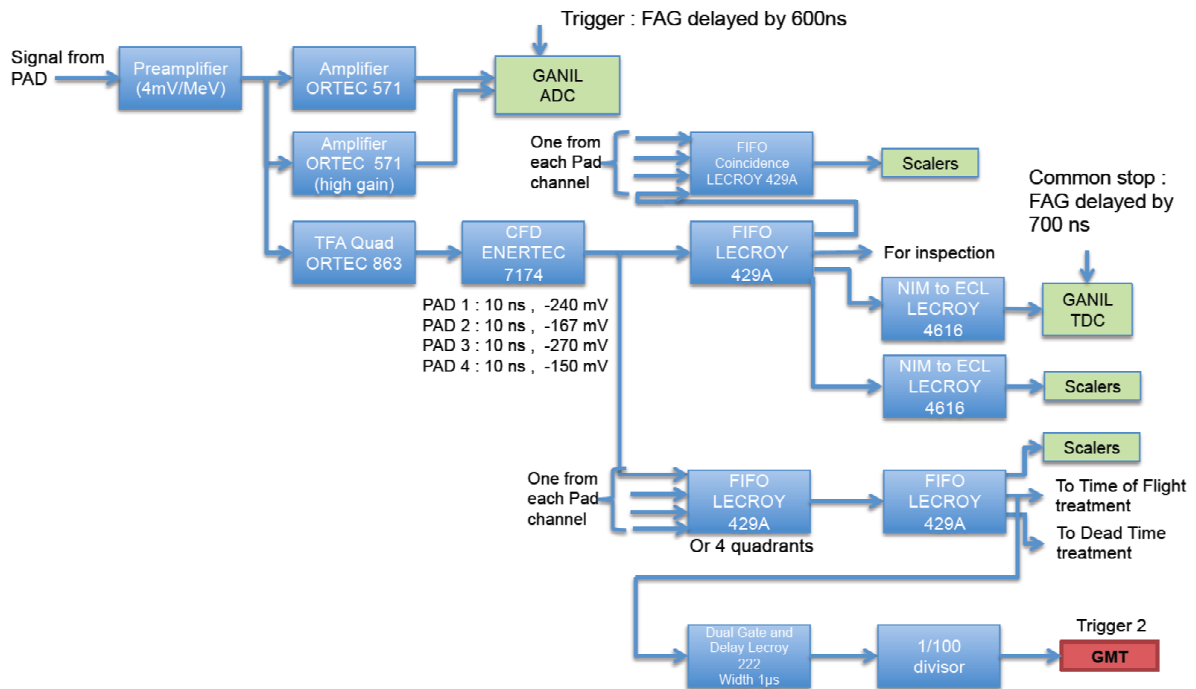


FIG. B.3 – Schéma d'électronique représentant la chaîne de traitement du signal issu d'un PAD. Le OU logique des 4 PADs forme un des deux déclenchements de l'acquisition (GMT Ganil Master Trigger).

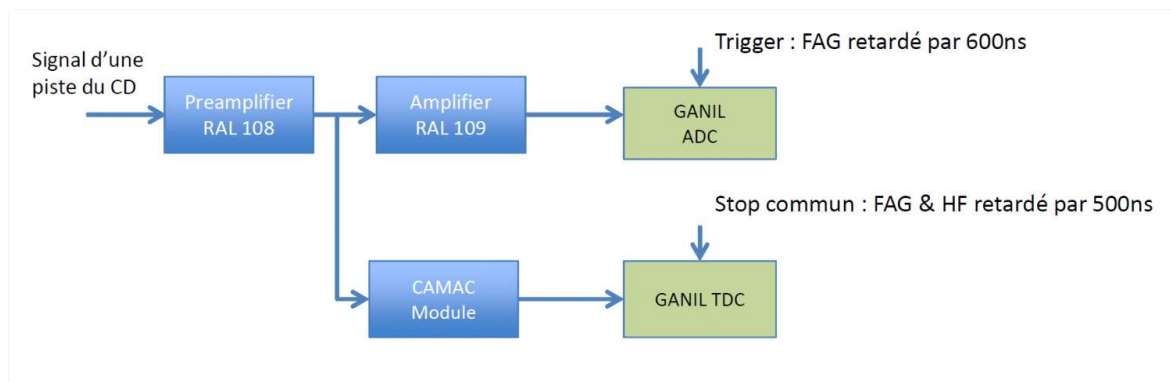


FIG. B.4 – Schéma d'électronique représentant la chaîne de traitement du signal issu d'une voie du CD.

des deux séries de résistances qui sont placées sur la carte d'électronique. Pour cette expérience, le gain maximal était de 0.44 V/MeV. Il est obtenu avec une résistance de 22  $\Omega$ .

### B.2.3 Bilan du fonctionnement des pistes du CD

Le tableau B.1 présente le statut de fonctionnement des voies de la face avant du CD. Les cases du tableau sont remplies par des « OK » si rien de plus n'est à signaler par rapport à la résolution nominale des pistes (10 à 25 keV). Si la résolution en énergie est dégradée pour une voie, la valeur observée de largeur à mi-hauteur « FWHM » est indiquée, enfin si le gain de chaque voie électronique n'est pas stable la valeur de la « variation » est précisée.

voie	quadrant 1	quadrant 2	quadrant 3	quadrant 4
1	OK	FWHM = 60 keV	OK	OK
2	variation 400 keV	OK	OK	OK
3	OK	OK	OK	OK
4	variation 150 keV	OK	OK	OK
5	OK	OK	OK	OK
6	OK	OK	OK	OK
7	OK	OK	OK	OK
8	variation 250 keV	OK	OK	OK
9	OK	OK	OK	OK
10	OK	OK	OK	OK
11	OK	OK	OK	OK
12	OK	OK	OK	OK
13	OK	OK	OK	OK
14	OK	OK	OK	OK
15	OK	FWHM = 100 keV	OK	OK
16	variation 200 keV	OK	OK	OK

TAB. B.1 – Tableau donnant le statut de chaque voie de la face avant ( $\theta$ ) de l'étage  $\Delta E$  du télescope. OK signifie qu'il n'y a pas de remarque particulière concernant la voie. Si l'étalonnage d'une voie varie, la valeur de la « variation » est indiquée. Lorsqu'une voie possède une résolution en énergie non nominale alors la nouvelle valeur FWHM est indiquée.

Le tableau B.2 donne le statut de fonctionnement des pistes de la face arrière du CD. Les voies qui font exceptions ont leur valeur de largeur à mi-hauteur indiquée. Comme pour la face avant, les voies dont l'étalonnage a varié sont aussi précisées. On observe que deux voies de la face arrière du détecteur sont défectueuses et ne donnent aucun signal, il s'agit de la piste 15 du quadrant 2 et la piste 15 du quadrant 4. Certaines voies sont trop bruyantes, leur résolution en énergie est trop détériorée pour être exploitable. Elles sont indiquées comme « inexploitables » dans le tableau B.2 car il est impossible d'identifier si l'origine d'un événement sur ces voies est liée à de la physique ou du bruit.

Certaines voies sont également notées comme instables. Il arrive en effet que certaines pistes génèrent soudainement un signal erroné (en moyenne 5% des événements des voies en question). L'origine de cette instabilité n'est pas expliquée. Pour ne pas pénaliser trop la statistique elles sont conservées pour l'analyse. Il faut aussi noter que deux voies sont inversées à cause d'une erreur de branchement à la sortie des amplificateurs. La correction est toutefois facile à apporter

lors du traitement des données.

voie	quadrant 1	quadrant 2	quadrant 3	quadrant 4
1	FWHM = 140 keV	signal instable	inexploitable	OK
2	FWHM = 100 keV	inexploitable	signal instable	OK
3	FWHM = 100 keV	signal instable	inexploitable	OK
4	FWHM = 60 keV	OK	signal instable	OK
5	OK	OK	inexploitable	OK
6	OK	OK	OK	OK
7	OK	OK	OK	OK
8	OK	OK	OK	variation 250 keV
9	OK	FWHM = 60 keV	OK	OK
10	OK	FWHM = 70 keV	OK	OK
11	OK	FWHM = 60 keV	OK	OK
12	FWHM = 100 keV	FWHM = 60 keV	variation 250 keV	OK
13	signal instable	OK	OK	OK
14	FWHM = 100 keV	OK	OK	OK
15	OK	défectueuse	OK	défectueuse
16	FWHM = 100 keV	OK	OK	OK
17	OK	OK	OK	variation 100 keV
18	OK	OK	OK	signal instable
19	OK	OK	OK	inexploitable
20	OK	OK	OK	inexploitable
21	OK	inversée avec la voie 22	OK	signal instable
22	OK	inversée avec la voie 21	OK	OK
23	OK	OK	signal instable	OK
24	FWHM = 70 keV	signal instable	inexploitable	OK

TAB. B.2 – Tableau donnant le statut de chaque voie de la face arrière ( $\phi$ ) de l'étage  $\Delta E$  du télescope. OK signifie qu'il n'y a pas de remarque particulière concernant la voie (FWHM  $\approx$  30 KeV pour le quadrant 1,2 et 4; FWHM  $\approx$  140 keV pour le quadrant 3). Si l'étalonnage d'une voie varie au cours du temps, la valeur de la « variation » est indiquée. Lorsqu'une voie possède une résolution en énergie non nominale alors la nouvelle valeur FWHM est indiquée. Une voie ne donnant pas un signal exploitable est indiquée comme « inexploitable », si aucun signal n'est présent en sortie du détecteur alors la voie est « défectueuse ». Des signaux sont quelques fois instables donnant ponctuellement une énergie erronée, alors la voie est indiquée « signal instable ».

#### B.2.4 Compatibilité électronique RAL108+109 et les ADC du GANIL

L'ensemble des convertisseurs ADC (Analog to Digital Converter) et TDC (Time to Digital Converter) utilisés pour l'expérience sont de type XDC3214, les deux châssis VXI les contenant étaient gérés par des gamers (électronique GANIL). Les amplificateurs RAL109 permettent de traiter les signaux de 8 voies ensemble. Une nappe de câbles à la sortie des amplificateurs

doit être envoyée à l'entrée des ADC. Cependant la disposition du signal et de la masse sur les 16 fiches des connecteurs des amplificateurs, avec des standards différents, ne permet pas de connecter directement les signaux de sortie d'amplificateurs aux ADC du GANIL. Il faut établir un système de conversion dédié.

### B.2.5 Chronogramme des signaux de déclenchement

La figure B.5 donne le chronogramme des signaux de déclenchement générés par le module GMT lors de l'expérience e641s.

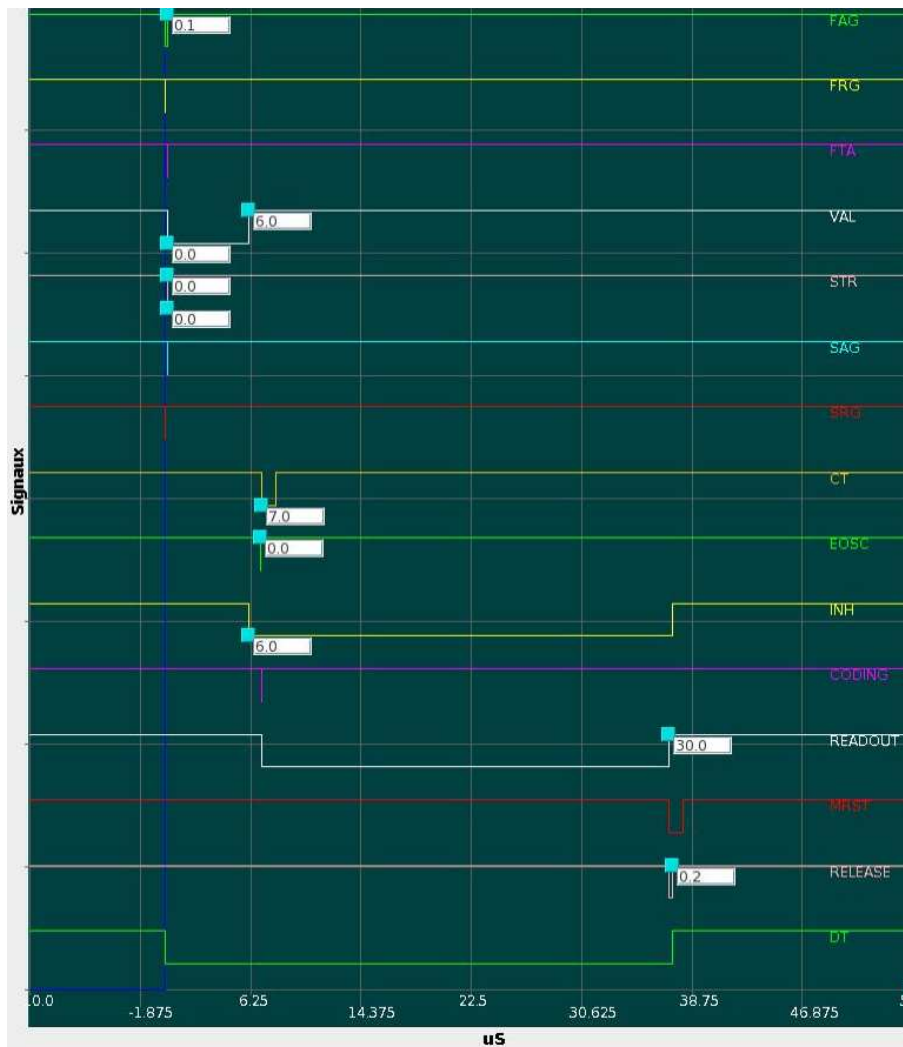


FIG. B.5 – Chronogramme des signaux de déclenchement générés par le module GMT.



# Annexe C

## Formalisme du taux de réaction et du facteur astrophysique

Les réactions nucléaires sont responsables de la production d'énergie et de la synthèse des éléments dans la plupart des sites astrophysiques. Les modèles astrophysiques utilisent comme paramètres d'entrées les taux de réaction et l'énergie nucléaire libérée par les réactions en jeu. Cette annexe présente le formalisme mathématique nécessaire (plus de détails sont disponibles dans la référence [13]) au calcul du taux de réaction et du facteur astrophysique.

### C.1 Pic de Gamow

Les noyaux dans les milieux stellaires peuvent être considérés comme étant dans un gaz non dégénéré à l'équilibre thermodynamique. Leur répartition de vitesse suit ainsi la distribution de Maxwell-Boltzmann. Dans un même temps, dans le cas de réactions mettant en jeu des particules chargées, celles-ci doivent avoir une certaine énergie cinétique permettant de vaincre la répulsion de la barrière Coulombienne. En effet dans notre cas, les protons vont rentrer en collision avec des noyaux de  $^{18}\text{F}$ , or les protons vont voir une barrière Coulombienne s'opposer à eux. En mécanique classique, il faudrait que l'énergie cinétique des particules en interaction soit supérieure à celle de la barrière Coulombienne. La plupart du temps, ce n'est pas le cas. Ce qui donne une probabilité de réaction quasi nulle.

La mécanique quantique apporte une solution pour expliquer la fusion des éléments dans le cœur des étoiles. Il y a une probabilité non nulle que les particules de faible énergie cinétique puissent malgré tout franchir la barrière Coulombienne. C'est l'effet tunnel.

Ainsi la convolution entre la distribution en vitesse de Maxwell-Boltzmann et la probabilité qu'une particule a de franchir la barrière Coulombienne définit le domaine d'énergie où les réactions ont majoritairement lieu dans les environnements stellaires. Ce domaine en énergie, à température de plasma donnée, est communément appelé pic de Gamow (Voir Fig :C.1)



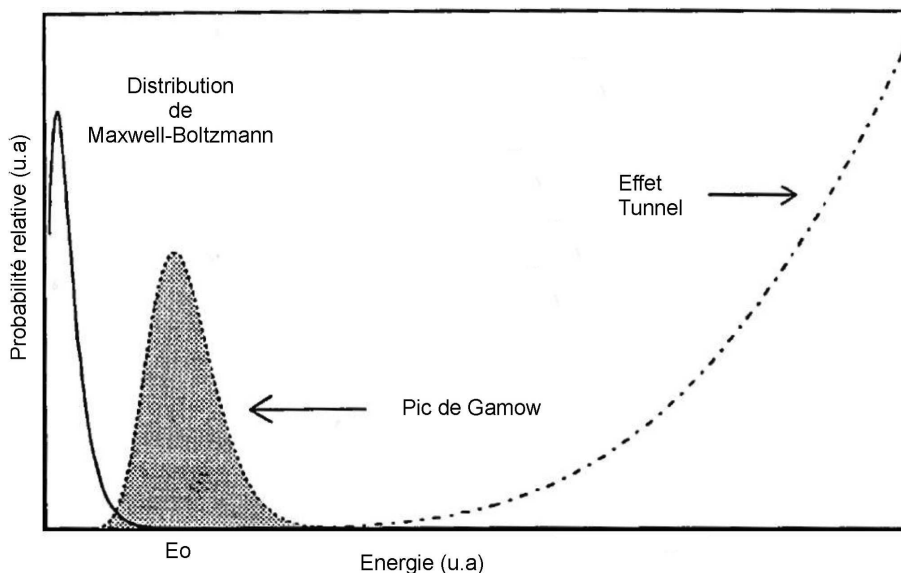


FIG. C.1 – Diagramme montrant le pic de Gamow de probabilité de réaction nucléaire, issu de la convolution de la distribution de Maxwell-Boltzmann et de la probabilité de réaction par effet tunnel

Pour une réaction mettant en jeu un noyau de charge  $Z_1$  et de masse  $A_1$  avec un autre de charge  $Z_2$  et de masse  $A_2$ , le maximum du nombre de réactions nucléaires est atteint à une énergie  $E_0$  :

$$E_0 = 1.22(Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{\frac{1}{3}} \text{ en keV} \quad (\text{C.1})$$

Avec :

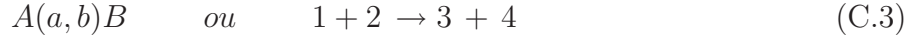
- $\mu$  la masse réduite, définie par le rapport  $A_1.A_2/(A_1+A_2)$  (en u.m.a. l'unité de masse atomique  $=931.5 \text{ MeV}/c^2$ )
- $T_6$  la température du milieu exprimée en millions de Kelvin ( $T_6 = 10^6 \text{ K}$ )
- $k_b = 8.617 \times 10^{-11} \text{ MeV.K}^{-1}$  la constante de Boltzmann

On peut montrer que la largeur du pic de Gamow est donnée par :

$$\Delta E = \sqrt{\frac{16}{3}(E_0 k_b T)} \quad (\text{C.2})$$

## C.2 Expression générale du taux de réaction

On considère la collision entre deux particules A et a (ou 1 et 2) qui induisent la production des noyaux B et b (ou 3 et 4) dans le plasma stellaire :



Si la chaleur de la réaction  $Q = m_1.c^2 + m_2.c^2 - m_3.c^2 - m_4.c^2$  est positive, il y a production d'énergie, il s'agit d'une réaction exothermique, qui ne présente donc pas de seuil.

La probabilité de réaction est exprimée par la section efficace  $\sigma(E)$  en fonction de l'énergie cinétique dans le centre de masse  $E = \frac{1}{2}\mu v^2$ ,  $v$  étant la vitesse relative entre les noyaux A et a. Alors  $\sigma(E)$  est définie par :

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta) \quad \text{en barn} \quad (\text{C.4})$$

$$\text{Avec :} \quad \eta = \frac{Z_1 Z_2}{\hbar v} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \quad \text{et} \quad 2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \sqrt{\left(\frac{\mu}{E}\right)} \quad (\text{C.5})$$

- $\eta$  le paramètre de Sommerfeld (S.I).
- $\mu$  la masse réduite en (u.m.a).
- $E$  l'énergie en keV dans le centre de masse.

Le terme  $\exp(-2\pi\eta)$  de  $\sigma(E)$  traduit la dépendance en énergie de la probabilité de pénétration à travers la barrière Coulombienne. La section efficace est aussi proportionnelle à un facteur géométrique faisant intervenir la longueur d'onde de de Broglie  $\bar{\lambda}$  :  $\sigma(E) \propto \pi \bar{\lambda}^2 \propto 1/E$ . Le facteur  $S(E)$ , appelé facteur astrophysique, décrit les effets nucléaires.

Le taux de réaction thermonucléaire  $N(E)$ , le nombre de réactions  $A(a,b)B$  ayant lieu dans le milieu par seconde et par unité de volume, est fonction de la densité de noyaux  $N_a$  et  $N_A$ , de la section efficace de réaction  $\sigma(E)$  et de leur vitesse relative  $v$ . La distribution de cette vitesse  $\Phi(v)$  suit la distribution de Maxwell-Boltzmann. On écrit :

$$N(E) = \int N_A N_a \sigma(E) \Phi(v) dv \quad \text{en } cm^{-3} mole^1 s^{-1} \quad (\text{C.6})$$

$$\text{Avec :} \quad \Phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi k_b T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2k_b T}\right) \quad (\text{C.7})$$

La distribution de vitesse  $\Phi(v)$  est normalisée par  $\int_0^{+\infty} \Phi(v)dv = 1$ . En changeant la variable de vitesse par celle d'énergie cinétique dans le centre de masse, on obtient l'expression générale

du taux de réaction suivante :

$$\langle \sigma v \rangle_G = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} (k_b T)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{+\infty} E \sigma(E) \exp\left(\frac{-E}{k_b T}\right) dE \quad (\text{C.8})$$

Si on reprend l'expression de  $\sigma(E)$ , le taux de réaction prend alors la forme suivante :

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} (k_b T)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{+\infty} S(E) \exp\left(\frac{-E}{k_b T} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right) dE \quad (\text{C.9})$$

Où  $b$  est défini par  $b = 0.989 \mu^{\frac{1}{2}} Z_1 Z_2$  en  $MeV^{\frac{1}{2}}$ . Cette expression est valable dans n'importe quel cas : résonances larges, étroites ou encore les réactions non résonnantes. Le taux de réaction est habituellement présentée sous une forme analytique approchée, que nous détaillons à présent.

### C.3 Cas non résonnant

Dans le cas où le facteur astrophysique  $S(E)$  varie lentement avec l'énergie, un développement limité en série de Taylor au voisinage de  $E=0$  peut être effectué. On a alors :

$$S(E) = S(0) + S'(0)E + \frac{1}{2}S''(0)E^2 + \dots \quad (\text{C.10})$$

Le taux de réaction s'exprime alors de la façon suivante [110] :

$$N_a \langle \sigma v \rangle_{NR} = C_1 T^{-\frac{2}{3}} \exp(-C_2 T^{-\frac{1}{3}}) \sum_n C_n T^{\frac{1}{3}} \quad \text{en } cm^{-3} mole^1 s^{-1} \quad (\text{C.11})$$

Où  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_i$  sont des constantes qui dépendent de  $S(0)$ ,  $S'(0)$  ... [110].  $N_a$  le nombre d'Avogadro. Cette formule approchée aux basses énergie est notamment utilisée pour déduire les taux de réaction des queues de résonances larges et des captures directes.

### C.4 Cas résonnant

Dans le cas résonnant, on considère que la réaction passe par un noyau composé  $A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$  ou  $1 + 2 \rightarrow C^* \rightarrow 3 + 4$ . La section efficace de réaction prend alors dans ce cas la forme d'une résonance de Breit-Wigner dont l'expression pour un niveau isolé est :

$$\sigma_{B-W}(E) = \pi \bar{\lambda}^2 \omega \frac{\Gamma_a(E) \Gamma_b(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}(E)^2}{4}} \quad (\text{C.12})$$

Avec :

- $\bar{\lambda}^2$  longueur d'onde de De Broglie.
- $\omega = \frac{(2J_C+1)}{(2J_A+1)(2J_a+1)}$  le facteur statistique.
- $J_C, J_A$  et  $J_a$  les spins respectivement de la résonance, de l'état fondamental de la particule A et de l'état fondamental de la particule a.
- $E_R$  : énergie de la résonance dans le centre de masse en MeV.
- $\Gamma_a(E)$  et  $\Gamma_b(E)$  : largeurs partielles pour la voie d'entrée ( $A+a \rightarrow C^*$ , et de la voie de sortie ( $C^* \rightarrow B+b$ ). E énergie dans le centre de masse.
- $\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i$  : largeur totale du niveau considéré

Ou encore :

$$\sigma_{B-W}(E) = \frac{0.657}{\mu E} \omega \frac{\Gamma_a(E) \Gamma_b(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}(E)^2}{4}} \quad \text{en barn} \quad (\text{C.13})$$

Avec E en MeV et  $\mu$  en u.m.a. Cependant on peut distinguer deux cas dans ce type de réaction. Le cas où, le facteur astrophysique S(E) présente une dépendance rapide avec l'énergie mais localisée autour de la région de la résonance et l'autre cas où le facteur astrophysique a une contribution sur un large domaine d'énergie. On est respectivement dans le cas de résonance étroite et large. On peut traiter de manière séparée ces deux cas.

### C.4.1 Résonance étroite

Pour une résonance étroite ( $\Gamma_{tot} \ll E_R$ ), on obtient l'expression suivante pour le taux de réaction :

$$\langle \sigma v \rangle_{RE} = \sqrt{\frac{8}{\pi m}} (k_b T)^{-\frac{3}{2}} E_R \exp\left(\frac{-E_R}{k_b T}\right) \int_0^{+\infty} \sigma_{B-W}(E) dE. \quad (\text{C.14})$$

De plus, si les largeurs sont de faibles valeurs, on les considère constantes. La section efficace s'écrit alors :

$$\sigma_{B-W}(E) = \frac{0.657}{\mu E} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \quad (\text{C.15})$$

L'intégrale de la section efficace (eq. C.12) donne une expression analytique exacte et permet d'obtenir une expression analytique du taux de réaction qui s'écrit sous forme traditionnelle :

$$N_A \langle \sigma v \rangle_{RE} = C_8 (T_9)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-C_9}{T_9}\right) \quad (\text{C.16})$$

Avec :

- $\gamma = \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma_{tot}}$ , où toutes les largeurs sont exprimées en MeV et  $\Gamma_{tot} = \sum_i \Gamma_i$
- $T_9$  température en GK.
- $C_8 = 1.54 \cdot 10^{11} \mu^{-\frac{3}{2}} \omega \gamma$
- $C_9 = 11.605 E_R$  ( $E_R$  en MeV).

### C.4.2 Résonance large

Dans le cas de résonances larges ( $\frac{\Gamma}{E_R} \geq 10\%$ ), il n'est plus possible de négliger la dépendance en énergie des largeurs partielles et donc de la force de résonance ( $\omega\gamma$ ). La section efficace associée est alors donnée par l'expression (C.17).

$$\sigma_{B-W}(E) = \frac{0.657}{\mu E} \omega \frac{\Gamma_a(E) \Gamma_b(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}(E)^2}{4}} \quad \text{en barn} \quad (\text{C.17})$$

Où les largeurs  $\Gamma_i(E)$  prennent en compte la dépendance en énergie, pour des particules chargées par le biais de la pénétrabilité Coulombienne.

$$\Gamma(E) = \Gamma(E_R) \times \frac{P(E)}{P(E_R)} \quad (\text{C.18})$$

Avec  $P(E)$  la pénétrabilité.  $P(E) \propto \exp(-2\pi\eta)$ ,  $2\pi\eta$  est donné par l'expression (C.5), ceci est une approximation de la dépendance réelle en énergie des pénétrabilités. Il faudra être vigilant lors de son utilisation.

L'approximation qui permet le passage de l'équation générale (C.8) à l'expression simple (C.16) n'est plus valable dans le cas où les largeurs deviennent importantes. Dans le cas d'une résonance large, le taux de réaction peut être alors établi à partir de la somme d'une partie résonnante  $N_a \langle \sigma v \rangle_{Re}$  utilisant les largeurs à la résonance (expression C.16) et d'une partie non résonnante  $N_a \langle \sigma v \rangle_{NRqueue}$  rendant compte de la queue de résonance.

$$N_a \langle \sigma v \rangle_{RL} = N_a \langle \sigma v \rangle_{RE} + N_a \langle \sigma v \rangle_{NRqueue} \quad (\text{C.19})$$

# Annexe D

## Principe des corrélations angulaires

Pour attribuer les spins des états excités du  $^{19}\text{Ne}^*$  on analyse la forme de la distribution angulaire des particules émises ( $p''$  et  $\alpha$ ).

Pour comprendre le principe, on décrira d'abord un cas simple de décroissance qui conduit à une distribution angulaire des particules émises. On justifiera, ainsi, que la méthode est indépendante du modèle. Puis on présentera une généralisation de la méthode aux réactions mises en jeu dans l'expérience.

### D.1 Cas de la décroissance d'une particule $J=1$ vers deux particules $J=0$

On donne d'abord un rappel sur les harmoniques sphériques et les matrices de rotation. On expose ces quelques outils mathématiques nécessaires pour traiter ensuite l'exemple simple de la décroissance d'une particule  $J=1$  vers deux particules  $J=0$ .

#### D.1.1 Les harmoniques sphériques

Si un Hamiltonien est invariant par rotation alors la fonction d'onde  $\Psi(\vec{r})$  solution de l'équation de Schrödinger est de la forme suivante :

$$\Psi(\vec{r}) = R_{n,l} Y_l^m(\theta, \phi) \tag{D.1}$$

Où,  $R_{n,l}$  est la partie radiale de la fonction d'onde qui est complètement indépendante de la partie angulaire  $Y_l^m(\theta, \phi)$ , que l'on appelle harmonique sphérique. Par définition on peut écrire

l'harmonique sphérique sous la forme :

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \langle \theta, \phi | l, m \rangle = (-1)^{\frac{1}{2}(m+|m|)} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} P_{l,|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (D.2)$$

Avec  $P_{l,|m|}(\cos \theta)$  le polynôme de Legendre d'argument  $\cos \theta$  dont l'expression analytique est la suivante :

$$P_l^m(\cos \theta) = \frac{(-1)^m}{2^l l!} (1 - (\cos \theta)^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^{l+m}}{d(\cos \theta)^{l+m}} [(\cos \theta - 1)^l] \quad (D.3)$$

### D.1.2 Les matrices de rotation

Pour exprimer un état quantique d'une base R vers une nouvelle base R' on fait un changement de base en utilisant des matrices de rotation. Ainsi un état  $|l, m\rangle_{R'}$  d'une particule quelconque (avec l le moment angulaire de la particule orienté suivant un axe n (voir figure D.1) et m son sous-état magnétique) peut être vu comme étant l'état  $|l, m\rangle_R$  dans la base R avec l aligné sur Oz ayant subi deux rotations, la première autour de l'axe Oy d'un angle  $\theta$  puis une autre autour de l'axe Oz d'un angle  $\phi$ .

$$|\theta, \phi\rangle_{R'} = U[R] |\theta = 0, \phi = 0\rangle_R \quad (D.4)$$

Avec  $U[R]$  une matrice de rotation qui « amène l'axe Oz sur la direction n ».

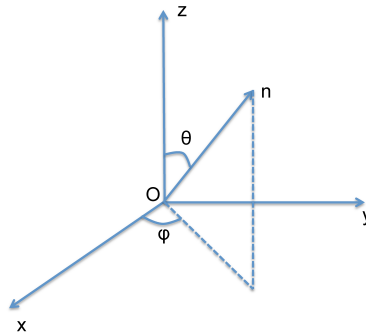


FIG. D.1 – Représentation d'un repère cartésien R et d'une direction aléatoire notée n à partir de laquelle on peut définir une base R'.

On généralise le calcul précédent (eq :D.4) en prenant une harmonique sphérique  $\langle \theta, \phi | l, m \rangle_{R'}$ . Le moment l est ainsi orienté suivant l'axe n (défini sur la figure D.1). L'expression D.5 donne l'harmonique sphérique dans la base R où l est aligné suivant z (ce qui correspond à  $\theta = 0, \phi = 0$ ).

$$\langle \theta, \phi | l, m \rangle_{R'} = \langle \theta = 0, \phi = 0 | U^*[R] | l, m \rangle \quad (D.5)$$

### D.1. Cas de la décroissance d'une particule $J=1$ vers deux particules $J=0$

---

On détaille, maintenant, comment obtenir une forme analytique des termes de la matrice de rotation  $U[R]$ . On applique d'abord la relation de fermeture  $\sum_{l',m'} |l',m'\rangle \langle l',m'| = Id$  à l'expression D.5.

$$\langle \theta, \phi | l, m \rangle = \sum_{l',m'} \langle \theta = 0, \phi = 0 | l', m' \rangle \langle l', m' | U^*[R] | l, m \rangle \quad (D.6)$$

A cause de l'invariance par rotation autour de Oz (symétrie axiale du problème) et si la trajectoire de la particule suit Oz (moment angulaire orthogonal à la direction de propagation) alors la projection de  $m$  sur l'axe Oz est tout le temps nulle d'où l'expression  $\langle \theta = 0, \phi = 0 | l', m' \rangle \propto a \delta_{m'0}$  avec  $a$  une constante à déterminer. La conservation du moment angulaire lors de la transition donne  $l=l'$ . L'expression D.6 devient :

$$\langle \theta, \phi | l, m \rangle = a \langle l, 0 | U^*[R] | l, m \rangle \quad (D.7)$$

Le terme  $\langle l, 0 | U^*[R] | l, m \rangle$  est un élément de la matrice de rotation  $U^*[R]$ , que l'on peut écrire  $D_{m,0}^{(l)*}[R(\theta, \phi)]$ . La valeur de  $a$  est obtenue en se souvenant que  $\langle \theta = 0, \phi = 0 | l', m' \rangle = a \delta_{m',0} = Y_{l'}^{m'=0}(0, 0)$ . Grâce à l'équation D.2 on trouve que  $a = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}$ . D'où

$$D_{m,0}^l[R(\theta, \phi)] = \langle l, m | \theta, \phi \rangle \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} \quad (D.8)$$

ou en remplaçant l'harmonique sphérique par son expression analytique (eq : D.2 ), on obtient :

$$D_{m,0}^l[R(\theta, \phi)] = (-1)^{\frac{1}{2}(m+|m|)} \sqrt{\frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} P_{l,|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (D.9)$$

#### D.1.3 Distribution angulaire pour un cas simple

A partir du formalisme exposé ci-dessus on traite le cas de la décroissance d'une particule A avec un moment angulaire  $J_A=1$  en deux particules B et C avec un moment angulaire respectivement  $J_B=0$  et  $J_C=0$  (relation D.10).

$$A(J_A = 1) \rightarrow B(J_B = 0) + C(J_C = 0) \quad (D.10)$$

Sur la figure D.2 on choisit une base pour définir l'orientation des moments angulaires et la direction d'émission des particules.

La particule A est au repos dans son référentiel d'inertie son moment angulaire est orienté suivant l'axe Oz. Les particules B et C sont émises dans le sens contraire l'une de l'autre. La direction d'émission de ces particules suit l'axe n.

L'amplitude de transition  $a_m$  est donnée par la relation D.11. Elle correspond à la transition



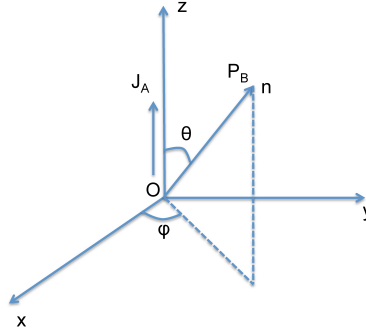


FIG. D.2 – Représentation de la base dans laquelle a lieu la décroissance.

de l'état initial (noté  $|J_A = 1, m_A\rangle$ ) de moment angulaire  $J_A=1$  orienté suivant l'axe Oz (voir fig. D.2) et de sous état magnétique  $m_A$  vers un des deux états finaux (noté  $|\theta_{CM}, \phi\rangle$ ). L'état  $|\theta_{CM}, \phi\rangle$  correspond à la direction d'émission de la particule B ou C.

$$a_{m_A} = \langle \theta_{CM}, \phi | T | J_A = 1, m_A \rangle \quad (\text{D.11})$$

Avec, T la matrice de transition de l'état initial vers l'état final, elle contient l'information nucléaire. Ici, il n'est pas nécessaire de connaître les éléments de cette matrice. On cherche à isoler la composante angulaire de la composante nucléaire dans l'équation D.11. L'état final  $\langle \theta_{CM}, \phi |$  peut être écrit comme le produit de l'état initial orienté suivant Oz (ou  $\theta_{CM} = 0, \phi = 0$ ) par une matrice de rotation  $U^*[R]$ . Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont des angles du centre de masse, cependant pour unifier les notations avec la section d'après on précise  $\theta = \theta_{CM}$  pour lever toute ambiguïté. Cette matrice fait « tourner » l'axe Oz vers la direction donnée par les angles  $\theta_{CM}, \phi$ . L'équation D.11 est donc équivalente à la suivante :

$$a_{m_A} = \langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | U^*[R]T | J_A = 1, m_A \rangle \quad (\text{D.12})$$

Pour des raisons de symétrie la matrice T est invariante par rotation. En effet si elle ne l'était pas cela voudrait dire que la décroissance des particules se fait suivant une direction favorisée, or sauf violation de symétrie ce n'est pas le cas. Cela revient à dire que la matrice T et  $U^*[R]$  commutent  $[U^*[R], T] = 0$ . Ainsi, l'équation D.12 devient.

$$a_{m_A} = \langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | TU^*[R] | J_A = 1, m_A \rangle \quad (\text{D.13})$$

On va utiliser la relation de fermeture ( $\sum_{j', m'} |j' m'\rangle \langle j' m'| = I$ ) pour faire apparaître l'élément de la matrice  $U^*[R](m_A, m')$ .

$$a_{m_A, m'} = \sum_{j', m'} \langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | T | j', m' \rangle \langle j', m' | U^*[R] | J_A = 1, m_A \rangle \quad (\text{D.14})$$

La conservation du moment angulaire lors de la transition donne  $a_{m_A, m'} \propto \delta_{J_A=1, j'}$ . De plus le terme  $\langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | T | j', m' \rangle$  signifie que le sous état  $|j', m'\rangle$  est émis suivant la direction Oz ce qui implique par définition du moment angulaire que le moment  $j'$  est perpendiculaire à Oz donc  $m'$  est nul. D'où l'équation suivante :

$$a_{m_A} = \langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | T | j' = 1, 0 \rangle \langle j' = 1, 0 | U^*[R] | J_A = 1, m_A \rangle \quad (D.15)$$

L'élément de matrice  $\langle \theta_{CM} = 0, \phi = 0 | T | j' = 1, m' \rangle$  contient l'information nucléaire on l'appelle  $\alpha$ . L'équation D.9 donne une expression analytique du terme  $\langle j' = 1, 0 | U^*[R] | J_A = 1, m_A \rangle$ . Ainsi on peut calculer les amplitudes de transition en fonction des trois sous états magnétiques possible de la particule A qui sont -1,0 ou 1.

$$a_{-1}(\theta_{CM}, \phi) = \alpha D_{-1,0}^1[R(\theta_{CM}, \phi)] = -\frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{i\phi} \sin \theta_{CM} \quad (D.16)$$

$$a_0(\theta_{CM}, \phi) = \alpha D_{0,0}^1[R(\theta_{CM}, \phi)] = \alpha \cos \theta_{CM} \quad (D.17)$$

$$a_1(\theta_{CM}, \phi) = \alpha D_{1,0}^1[R(\theta_{CM}, \phi)] = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} e^{-i\phi} \sin \theta_{CM} \quad (D.18)$$

A partir de ces trois équations on peut calculer la probabilité d'émission W des particules B et C dans le centre de masse en prenant le module au carré de ces amplitudes de transitions. On constate que la dépendance en  $\phi$  va disparaître. W peut s'écrire comme l'indique l'équation D.19.

$$W(\theta_{CM}) = \sum_m P(m) a_m^2 \quad (D.19)$$

$P(m)$  est la probabilité d'occuper un des sous états magnétique de la particule A. De manière naturelle la symétrie du système ne favorise aucun sous état magnétique par rapport à un autre donc P est équiprobable  $P(m=-1)=P(m=0)=P(m=1)$ . On remarque que pour observer expérimentalement des distributions angulaires il faut favoriser le peuplement d'un sous état magnétique par rapport aux autres.

## D.2 Cas général

Dans cette sous-section, on présente la généralisation de la théorie des distributions angulaires pour des réactions de type  $X(a,b)Y(c)Z$ , dont une représentation schématique est donnée sur la figure D.3. Ce cas est traité avec davantage de détail dans l'article de J.G. Pronko et R.A. Lindgren [111].

La probabilité d'émission (W) de la particule finale en fonction de son angle dans le centre de masse ( $\theta_{CM}$  est l'angle entre l'axe du faisceau et la direction d'émission de la particule finale)

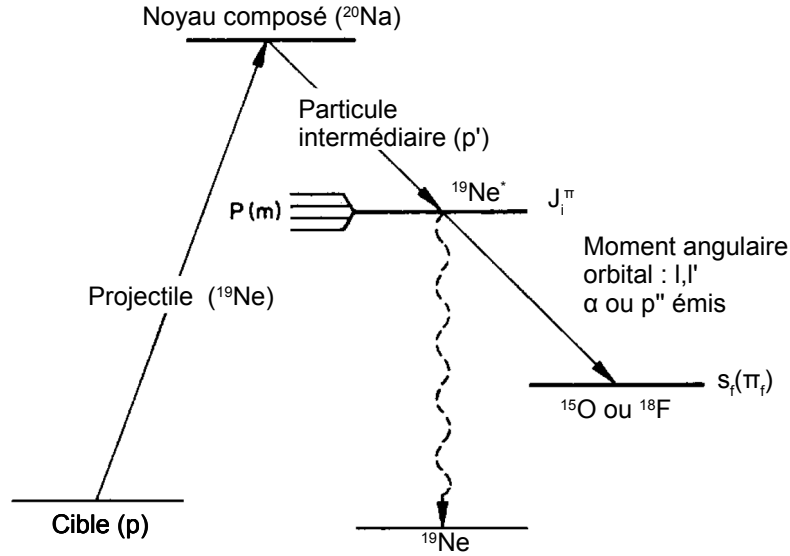


FIG. D.3 – Représentation schématique de la réaction de production du  $^{19}\text{Ne}^*$  puis de sa décroissance, soit par émission d'un proton  $p''$  ou d'une particule  $\alpha$  vers l'état fondamental du  $^{18}\text{O}$  ou de  $^{15}\text{O}$ .

est donnée par l'équation D.20.

$$W_{J_i}(\theta_{CM}) = \sum_{ml'l's_f K r} P(m) A(J_i, l, l', s_f, m, K) (2 - \delta_{ll'}) X^r(l'l') Y(s_f) Q_K P_K(\cos(\theta_{CM})) \quad (\text{D.20})$$

avec,

$$A(J_i, l, l', s_f, m, K) = (-1)^{|s_f - m|} \hat{l} \hat{l}' \hat{J}_i^2 \langle ll'00 | K0 \rangle \langle J_i J_i m - m | K0 \rangle W(l J_i l' J_i; s_f K) \quad (\text{D.21})$$

Où :

- $P(m)$  est la probabilité de peupler le sous état magnétique «  $m$  » de la particule initiale. Pour des raisons de symétrie, la probabilité de peupler un sous état magnétique  $m$  sera la même que pour un sous état  $-m$ , soit  $P(m) = P(-m)$ .
- $(2 - \delta_{ll'}) X^r(l'l')$  sont des termes qui interviennent s'il existe différents moments angulaires emportés par les particules lors de la décroissance. La compétition entre ces moments angulaires peut induire des interférences,  $X^r(l'l')$  est le terme de mélange. Pour conserver la parité  $l = l' + 2$ .
- $Y(s_f)$  intervient s'il existe différents spin possibles du canal de sorti, il représente la contribution relative de chaque spin sur la distribution angulaire totale.
- $\hat{J}_i = (2J_i + 1)$ ,  $\hat{l} = \sqrt{2l + 1}$  et  $\hat{l}' = \sqrt{2l' + 1}$  sont les opérateurs de moment angulaire.

## D.2. Cas général

- $\langle ll'00 | K0 \rangle \langle J_i J_i m - m | K0 \rangle$  sont des termes de Clebsch-Gordan, ils sont réels et leurs valeurs sont tabulées. Ces coefficients interviennent lors de la décomposition d'un état  $|J, M\rangle$  dans la base  $\{|j_1, j_2; m_1, m_2\rangle\}$ . J et M étant (respectivement) le moment angulaire et le sous-état magnétique résultant de la combinaison possible de deux moments angulaires  $j_1$  et  $j_2$  ainsi que de deux sous-états magnétiques  $m_1$  et  $m_2$ .
- $W(lJ_i l'J_i; s_f K)$  est un coefficient de Racah, qui est aussi tabulé. Ce terme vient de la composition de 3 moments angulaires différents.
- $Q_K$  est un facteur géométrique correctif d'atténuation du polynôme de Legendre qui dépend du demi angle  $\eta$  de détection des particules émises lors de la décroissance. L'équation D.22 donne l'expression analytique de  $Q_K$  tandis que la figure D.4 donne ses valeurs pour différentes valeurs du degré du polynôme en fonction du demi angle  $\eta$ .

$$Q_K = \frac{P_{K-1}(\cos \eta) - \cos \eta P_K(\cos \eta)}{(K+1)(1 - \cos \eta)} \quad (\text{D.22})$$

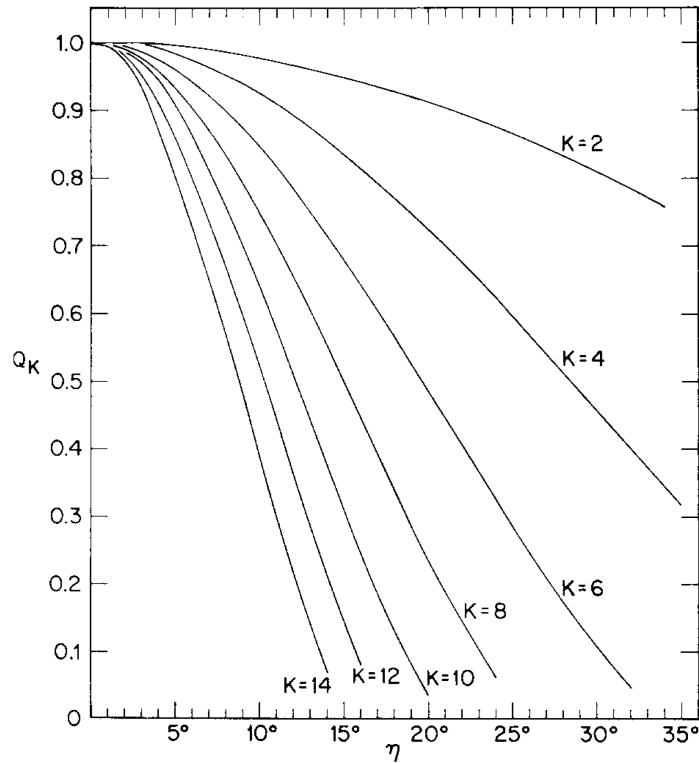


FIG. D.4 – Courbes donnant la valeur de  $Q_K$  en fonction du demi angle  $\eta$  de détection de la particule finale émise pour différents degrés du polynôme de Legendre.

- $P_K(\cos \theta_{CM})$  représente le polynôme de Legendre de degré K avec pour argument  $\cos(\theta_{CM})$ .

Une expression générale de ce polynôme est donnée par l'équation D.23.

$$P_K(\cos(\theta_{CM})) = \frac{1}{2^K \cdot K!} \frac{d^K}{d(\cos(\theta_{CM}))^K} [(\cos(\theta_{CM}) - 1)^K] \quad (D.23)$$

– Le degré  $K_{max}$  est la valeur minimale entre le couple  $l+l'$  et  $2J_i$ , soit :

$$K_{max} = \min(l + l', 2J_i) \quad (D.24)$$

si  $l=l'$ ,

$$K_{max} = \min(2l, 2J_i) \quad (D.25)$$

La condition (D.24) provient des relations entre les moments angulaires dans les termes de Clebsch-Gordan. Le terme  $\langle ll'00|K0\rangle$  contraint  $K$  de la manière suivante  $|l - l'| \leq K \leq l + l'$  et  $l+l'-K$  doit être pair. Ainsi seuls les degrés pairs du polynôme de Legendre sont à considérer. On applique le même raisonnement pour  $\langle J_i J_i m - m | K0\rangle$ , ce qui donne la contrainte supplémentaire  $0 \leq K \leq 2J_i$ .

### D.3 Réaction $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$

On applique le cas général des distributions angulaires décrit ci-dessus pour la réaction  $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$ . Les paramètres inconnus sont le moment angulaire de l'état initial  $J_i$  du  $^{19}\text{Ne}^*$ , ainsi que sa parité  $\pi_i$ . Par définition,  $J_i$  voit sa valeur comprise dans l'intervalle donnée par l'équation D.26.

$$|s_f - l| \leq J_i \leq s_f + l \quad (D.26)$$

Avec la parité de l'état initial  $\pi_i$

$$\pi_i = (-1)^{-l} \pi_f \quad (D.27)$$

Où  $s_f$  est le spin du canal de sorti,  $\pi_f$  sa parité et  $l$  le moment angulaire emportée lors de la décroissance. La valeur de  $s_f$  est comprise entre les valeurs données dans l'inégalité suivante :

$$|J_\alpha^\pi - J_{^{15}\text{O}}^\pi| \leq s_f \leq J_\alpha^\pi + J_{^{15}\text{O}}^\pi \quad (D.28)$$

Avec,  $J_\alpha^\pi=0^+$  le moment angulaire de la particule  $\alpha$  et  $J_{^{15}\text{O}}^\pi=\frac{1}{2}^-$  le moment angulaire de l'état fondamental de l'oxygène. Dans cette étude seul l'état fondamental de  $^{15}\text{O}$  est considéré (voir la section 2.1). En substituant ces valeurs dans l'équation D.28 on obtient le résultat suivant pour  $s_f$  :

$$s_f = \frac{1}{2}^- \quad (D.29)$$

D.3. Réaction  $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$

Il n'y a qu'une seule solution pour le spin du canal de sorti  $s_f$ . Ce résultat a pour conséquence la simplification de l'équation D.20, le terme  $Y(s_f)=1$  et l'indice de sommation  $s_f$  disparaissent. Les valeurs possibles de  $J_i$  et de  $\pi_i$  sont uniquement contraintes par le moment angulaire  $l$  emporté lors de la décroissance. Dans le tableau D.1 à partir des relations D.26 et D.27 on donne les valeurs possibles de  $J_i^\pi$  en fonction du moment angulaire  $l$ .

1	$J_i^\pi$
0	$\frac{1}{2}^-$
1	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$
2	$\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-$
3	$\frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+$
4	$\frac{7}{2}^-, \frac{9}{2}^-$

TAB. D.1 – Tableau représentant les valeurs possibles pour  $J_i^\pi$  en fonction du moment angulaire emporté lors de la décroissance  $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{15}\text{O} + \alpha$ .

On constate dans le tableau D.1 que pour une valeur de  $J^\pi$  il n'y a qu'une seule valeur possible de  $l$ . La relation D.20 se simplifie encore, les termes  $(2 - \delta_{ll'})X^r(l'l')=1$ . Le demi angle  $\eta$  de détection des particules  $\alpha$  est suffisamment petit pour considérer le facteur correctif  $Q_K=1$ , (voir fig :D.4). Au final la relation D.20 se réduit à :

$$W_{J_i}(\theta_{CM}) = \sum_{mK} P(m)A(J_i, l, l', s_f, m, K)P_K(\cos(\theta_{CM})) \quad (\text{D.30})$$

Il faut noter que pour un spin du canal de sorti  $s_f=\frac{1}{2}$ , le terme A pour un moment angulaire initial  $J_i^{\pi=-}$  possède la même valeur que pour un moment angulaire  $J_i^{\pi=+}$ , soit  $A(J_i^{\pi=-}, l = l_1, l' = l_1, s_f, m_1, K_1) = A(J_i^{\pi=+}, l = l_1+1, l' = l_1+1, s_f, m_1, K_1)$ . Il est ainsi impossible d'attribuer la parité de l'état initial dans le cas de la décroissance du  $^{19}\text{Ne}^*$  par émission d'un  $\alpha$ .

On donne dans le tableau récapitulatif D.2 les différents paramètres requis pour calculer l'équation D.30 en fonction des moments angulaires initiaux  $J_i^\pi$  possibles.

$J_i^\pi$	$l=l'$	$s_f$	m	$K_{max}$
$\frac{1}{2}^-$	0	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}$	0
$\frac{1}{2}^+$	1	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}$	0
$\frac{3}{2}^+$	1	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	2
$\frac{3}{2}^-$	2	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	2
$\frac{5}{2}^-$	2	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$	4
$\frac{5}{2}^+$	3	$\frac{1}{2}^-$	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$	4

TAB. D.2 – Tableau récapitulatif des valeurs possibles  $l, l', s_f, m, K_{max}$  pour différents moments angulaires et parités  $J_i^\pi$ .

Il est possible à présent de calculer la distribution angulaire qu'aura la particule  $\alpha$  dans le centre de masse pour différents moment angulaires initiaux ( $J_i$ ) et les différentes populations  $P(m)$ .

–  $J_i = \frac{1}{2}$

D'après le tableau D.2 l'ordre maximum  $K_{max}$  du polynôme de Legendre est nul. Donc la distribution angulaire des particules finales est uniforme dans le centre de masse.

–  $J_i = \frac{3}{2}$

Le degré maximum du polynôme est  $K_{max}=2$ , ainsi l'équation D.30 devient :

$$W_{\frac{3}{2}}(\theta_{CM}) = N\left(1 + \frac{1}{2}(-p_1 + p_3) + \frac{3}{2}(p_1 - p_3) \cos^2(\theta_{CM})\right) \quad (D.31)$$

Avec,

$$p_1 = P\left(m = -\frac{1}{2}\right) + P\left(m = \frac{1}{2}\right) ,$$

$$p_3 = P\left(m = -\frac{3}{2}\right) + P\left(m = \frac{3}{2}\right) , \quad p_1 + p_3 = 1$$

N permet la normalisation de la probabilité d'émission. Les termes  $p_i$  doivent être compris entre 0 et 1.

–  $J_i = \frac{5}{2}$

Le degré maximum du polynôme est  $K_{max}=4$ , ainsi l'équation D.30 devient :

$$W_{\frac{5}{2}}(\theta_{CM}) = N\left(1 - \frac{1}{4}p_1 - \frac{5}{8}p_3 + \frac{7}{8}p_5 + \left(-\frac{3}{2}p_1 + \frac{21}{4}p_3 - \frac{15}{4}p_5\right) \cos^2(\theta_{CM})\right. \\ \left. + \left(\frac{15}{4}p_1 - \frac{45}{8}p_3 + \frac{15}{8}p_5\right) \cos^4(\theta_{CM})\right) \quad (D.32)$$

Avec,

$$p_1 = P\left(m = -\frac{1}{2}\right) + P\left(m = \frac{1}{2}\right) , \quad p_3 = P\left(m = -\frac{3}{2}\right) + P\left(m = \frac{3}{2}\right) ,$$

$$p_5 = P\left(m = -\frac{5}{2}\right) + P\left(m = \frac{5}{2}\right) , \quad p_1 + p_3 + p_5 = 1$$

N permet la normalisation de la probabilité d'émission. Les termes  $p_i$  doivent être compris entre 0 et 1.

## D.4 Réaction $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{F} + p$

On reprend dans cette sous-section le même raisonnement que précédemment, sauf que la particule émise par le  $^{19}\text{Ne}^*$  est un proton. Le spin final  $s_f$  est contraint par l'équation suivante :

$$|J_p^\pi - J_{^{18}\text{F}}^\pi| \leq s_f \leq J_p^\pi + J_{^{18}\text{F}}^\pi \quad (\text{D.33})$$

Avec, le spin du proton  $J_p^\pi = \frac{1}{2}^+$  et le spin de l'état fondamental du fluor (comme pour le cas de la réaction précédente seul l'état fondamental est considéré voir section 2.1)  $J_{^{18}\text{F}}^\pi = 1^+$ . En substituant ces valeurs dans l'équation D.33 on obtient les valeurs suivantes pour  $s_f$  :

$$s_f = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \quad (\text{D.34})$$

La valeur du spin final n'est plus unique. Il faut garder l'indice de sommation  $s_f$  dans la relation D.20. Les termes  $Y(\frac{1}{2})$  et  $Y(\frac{3}{2})$  apparaîtront dans l'expression générale D.35. Les valeurs de  $J_p^\pi$  sont calculées grâce à la relation D.26, elles sont résumées dans le tableau D.3.

1	$J_i^\pi$
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	$\frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+, \frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+$

TAB. D.3 – Tableau représentant les valeurs possibles pour  $J_i^\pi$  en fonction du moment angulaire emporté lors de la décroissance  $^{19}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{F} + p$ .

On constate dans le tableau D.3 qu'à un moment angulaire  $J_i^\pi$  correspond deux valeurs de  $l$  différentes, le terme de mélange  $X^r$  est donc différent de 1. Le facteur correctif  $Q_K=1$ , la justification dans le cas de la décroissance par proton est la même que celle des particules  $\alpha$ . Cela n'induit que peu de simplification dans la formule D.20.

$$W_{J_i}(\theta_{CM}) = \sum_{ml's_f K r} P(m) A(J_i, l, l', s_f, m, K) (2 - \delta_{l'}) X^r (ll') Y(s_f) P_K(\cos(\theta_{CM})) \quad (\text{D.35})$$

On donne dans le tableau récapitulatif D.4 les différents paramètres requis pour calculer l'équation D.35 en fonction des moments angulaires initiaux  $J_i^\pi$  possibles. L'ordre du polynôme est insensible à la parité de l'état, en théorie l'information sur la parité est contenue dans les coefficients du polynôme qui dépendent en partie du terme  $X^r$ . Inclure ces termes dans



l'équation donnerait trop de variable, sans contrainte théorique il semble difficile d'extraire la parité.

$J_i^\pi$	l	l'	$s_f$	m	$K_{max}$
$\frac{1}{2}^-$	1	1=1'	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}$	0
$\frac{1}{2}^+$	0	2	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}$	0
$\frac{3}{2}^+$	0	2	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$	2
$\frac{3}{2}^-$	1	3	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$	2
$\frac{5}{2}^-$	1	3	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}$	4
$\frac{5}{2}^+$	2	4	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	$\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{5}{2}$	4

TAB. D.4 – Tableau récapitulatif des valeurs possibles l,l', $s_f$ ,m, $K_{max}$  pour différents moments angulaires et parités  $J_i^\pi$ .

Le calcul des différentes distributions angulaires est donné ci-après pour différents moments angulaires initiaux en ne considérant pas la parité.

- $J_i = \frac{1}{2}$   
Le degré maximum du polynôme de Legendre est 0, la distribution angulaire de la particule finale dans le centre de masse est donc isotrope.
- $J_i = \frac{3}{2}$  Le degré maximum du polynôme de Legendre est  $K_{max} = 2$ . On obtient dans ce cas l'équation pour la distribution angulaire suivante :

$$W_{\frac{3}{2}}(\theta_{CM}) = N(1 + Y\left(\frac{3}{2}\right) + a(1 - 3\cos^2\theta_{CM})) \quad (D.36)$$

avec,

$$a = \frac{1}{2}(p_1 - p_3)\left(2 \sum_r X^r(02)Y\left(\frac{3}{2}\right) - 0.7323Y\left(\frac{1}{2}\right)\right)$$

$$p_1 = P\left(-\frac{1}{2}\right) + P\left(\frac{1}{2}\right) \quad , \quad p_3 = P\left(-\frac{3}{2}\right) + P\left(\frac{3}{2}\right) \quad , \quad p_1 + p_3 = 1$$

- $J_i = \frac{5}{2}$   
Le degré maximum du polynôme de Legendre est  $K_{max} = 4$ . On obtient dans ce cas l'équation pour la distribution angulaire suivante [52] :

$$W_{\frac{5}{2}}(\theta_{CM}) = N(8a_0 - 4a_1 + 3a_2 + 4(3a_1 - 5a_2)\cos^2\theta_{CM} + 35a_2\cos^4\theta_{CM}) \quad (D.37)$$

avec,

$$\begin{aligned}
 a_0 &= 1 + Y\left(\frac{3}{2}\right) \\
 a_1 &= \frac{1}{7}(4p_1 + p_3 - 5p_5)\left(2Y\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{7}Y\left(\frac{3}{2}\right)\left(\frac{35}{2} - 3\sqrt{6}\sum_r X^r(24)\right)\right) \\
 a_2 &= \frac{3}{7}(2p_1 - 3p_3 + p_5)\left(Y\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{14}Y\left(\frac{3}{2}\right)\left(47 - 5\sqrt{6}\sum_r X^r(24)\right)\right) \\
 p_1 &= P\left(-\frac{1}{2}\right) + P\left(\frac{1}{2}\right) \quad , \quad p_3 = P\left(-\frac{3}{2}\right) + P\left(\frac{3}{2}\right) \quad , \quad p_5 = P\left(-\frac{5}{2}\right) + P\left(\frac{5}{2}\right) \quad , \\
 & \qquad \qquad \qquad p_1 + p_3 + p_5 = 1
 \end{aligned}$$

N est un facteur de normalisation,  $p_1$ ,  $p_3$  et  $p_5$  sont déjà définis dans la sous-section précédent.



# Bibliographie

- [1] P.A. Cox. The elements. Their origin, abundance, and distribution. *Oxford University Press*, 1, 1989.
- [2] E. Anders and N. Grevesse. Abundances of the elements : Meteoritic and solar. *Geochimica et Cosmochimica acta*, 53(1) :197–214, 1989.
- [3] K. Lodders, H. Palme, and H.-P. Gail. Abundances of the elements in the Solar System. In *Solar system*, pages 712–770. Springer, 2009.
- [4] P. Falkowski, R.J. Scholes, E. Boyle, et al. The global carbon cycle : a test of our knowledge of Earth as a system. *Science*, 290(5490) :291–296, 2000.
- [5] K. Altwegg, H. Balsiger, A. Bar-Nun, et al. 67p/Churyumov-Gerasimenko, a Jupiter family comet with a high D/H ratio. *Science*, 347(6220) :1261952, 2015.
- [6] M. Burbidge, G.R. Burbidge, William A Fowler, and Fred Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Reviews of Modern Physics*, 29(4) :547, 1957.
- [7] G. Choppin, J.-O. Liljezin, Jan Rydberg, and Christian Ekberg. Chapter 12 the origin of the universe and nucleosynthesis. In *Radiochemistry and Nuclear Chemistry (Fourth Edition)*, pages 339 – 372. Academic Press, Oxford, fourth edition edition, 2013.
- [8] H.A. Bethe and C.L. Critchfield. The formation of deuterons by proton combination. *Phys. Rev.*, 54 :248–254, Aug 1938.
- [9] C.F. von Weizsäcker. Elementumwandlungen im innern der sterne. I. *Physik. Z.*, 38 :176, 1937.
- [10] C.F. von Weizsäcker. Elementumwandlungen im innern der sterne. II. *Physik. Z.*, 39 :633, 1938.
- [11] H.A. Bethe. Energy production in stars. *Physical Review*, 55(5) :434, 1939.
- [12] G. Gamow and E. Teller. The rate of selective thermonuclear reactions. *Phys. Rev.*, 53 :608–609, Apr 1938.
- [13] C.E. Rolfs and W.S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos : Nuclear Astrophysics*, 1988.
- [14] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*, John Wiley & Sons, 2008.
- [15] E.W. Kolb and M.S. Turner. The early universe. *Front. Phys.*, Vol. 69, 1, 1990.

- 
- [16] Alain Coc. Big-bang nucleosynthesis : A probe of the early Universe. *Nucl. Instrum. Methods A*, 611(23) :224 – 230, 2009. Particle Physics with Slow Neutrons.
- [17] Russel H.N. *Pop. Astr.* 22, 275, 1914.
- [18] G.A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schröder. The galactic supernova rate. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 92 :487–493, 1994.
- [19] A.W. Shafter. On the nova rate in the galaxy. *The Astrophysical Journal*, 487(1) :226, 1997.
- [20] A. Remadi. Etude des novæ, phénomènes stellaires explosifs. Thèse de Master, Université de Caen-Normandie.
- [21] M.F. Bode and A. Evans. *Classical novæ*, volume 43. Cambridge University Press, 2008.
- [22] J. José and M. Hernanz. Nucleosynthesis in classical nova explosions. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 34(12) :R431, 2007.
- [23] M. Hernanz and J. José. Radioactivities from novæ. *New Astronomy Reviews*, 50(78) :504 – 508, 2006. Astronomy with Radioactivities. Vth International Conference on Astronomy with Radioactivities, and annual Workshop of the Clemson/Washington Universities on Isotopic Anomalies in Meteorites.
- [24] C. Iliadis, R. Longland, A.E. Champagne, A. Coc, and R. Fitzgerald. Charged-particle thermonuclear reaction rates : II. tables and graphs of reaction rates and probability density functions. *Nuclear Physics A*, 841(1) :31–250, 2010.
- [25] H.A. Abt. Normal and abnormal binary frequencies. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 21 :343–372, 1983.
- [26] K. De Boer. *Stars & Stellar evolution*. EDP sciences, 2012.
- [27] C. Winkler, T.-L. Courvoisier, G. Di Cocco, et al. The INTEGRAL mission. *Astronomy & Astrophysics*, 411(1) :L1–L6, 2003.
- [28] W.B. Atwood, A.A. Abdo, M. Ackermann, et al. The large area telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission. *The Astrophysical Journal*, 697(2) :1071, 2009.
- [29] C. Payne-Gaposchkin. The galactic novæ. *New York : Dover Publication*, 1, 1964.
- [30] H.W. Duerbeck. A reference catalogue and atlas of galactic novæ. *Space Science Reviews*, 45(1-2) :1–14, 1987.
- [31] M. Petit. Les étoiles variables. *Paris : Masson*, 1, 1982.
- [32] K. Lodders and S. Amari. Presolar grains from meteorites : Remnants from the early times of the solar system. *Chemie der Erde - Geochemistry*, 65(2) :93 – 166, 2005.
- [33] R. P Kraft. Binary Stars among Cataclysmic Variables. III. Ten Old Novae. *The Astrophysical Journal*, 139 :457, 1964.

- [34] M. Hernanz and J. José.  $\gamma$  rays from classical novæ : expectations from present and future missions. *New Astronomy Reviews*, 48(14) :35 – 39, 2004. Astronomy with Radioactivities IV and Filling the Sensitivity Gap in MeV Astronomy.
- [35] M. Hernanz, J. José, A. Coc, J. Gómez-Gomar, and J. Isern. Gamma-ray emission from novæ related to positron annihilation : constraints on its observability posed by new experimental nuclear data. *The Astrophysical Journal Letters*, 526(2) :L97, 1999.
- [36] M. Hernanz, J. Gómez-Gomar, and J. José. The prompt gamma-ray emission of novæ. *New Astronomy Reviews*, 46(810) :559 – 563, 2002. Proceedings of the International Workshop Astronomy with radioactivities III.
- [37] C. E. Beer, A.M. Laird, A. St. J. Murphy, et al. Direct measurement of the  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction at nova temperatures. *Phys. Rev. C*, 83 :042801, Apr 2011.
- [38] D. J. Mountford, A. St J. Murphy, N. L. Achouri, et al. Resonances in  $^{19}\text{Ne}$  with relevance to the astrophysically important  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction. *Phys. Rev. C*, 85 :022801, Feb 2012.
- [39] N. De Séréville, C. Angulo, A. Coc, et al. Low-energy  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  cross section measurements relevant to nova  $\gamma$ -ray emission. *Phys. Rev. C*, 79 :015801, Jan 2009.
- [40] C. Akers, A.M. Laird, B.R. Fulton, et al. Measurement of radiative proton capture on  $^{18}\text{F}$  and implications for oxygen-neon novæ. *Phys. Rev. Lett.*, 110 :262502, Jun 2013.
- [41] A. St. J. Murphy, A.M. Laird, C. Angulo, et al. Simultaneous measurement of the  $^{18}\text{F}(p,p)^{18}\text{F}$  and  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reactions : Implications for the level structure of  $^{19}\text{Ne}$ , and for  $^{18}\text{F}$  production in novæ. *Phys. Rev. C*, 79 :058801, May 2009.
- [42] K.Y. Chae, D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, et al. First experimental constraints on the interference of  $\frac{3}{2}^+$  resonances in the  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction. *Phys. Rev. C*, 74 :012801, Jul 2006.
- [43] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, J. Gómez del Campo, et al. New  $^{19}\text{Ne}$  level observed with a thick target  $^{18}\text{F}(p,p)^{18}\text{F}$  measurement. *Nuclear Physics A*, 758(0) :737 – 740, 2005. Proceedings of the Eighth International Symposium on Nuclei in the Cosmos.
- [44] P. Van Duppen. Isotope separation on line and post acceleration. In *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. II*, pages 37–77. Springer, 2006.
- [45] F. Vanderbist, P. Leleux, C. Angulo, et al. A first experimental approach to the  $^{15}\text{O} + \alpha$  elastic scattering. *The European Physical Journal A Hadrons and Nuclei*, 27(2) :183–186, 2006.
- [46] S. Utku, J.G. Ross, N.P.T. Bateman, et al. Breakout from the hot CNO cycle : The  $^{18}\text{F}(p,\gamma)$  vs  $^{18}\text{F}(p,\alpha)$  branching ratio. *Phys. Rev. C*, 57(5) :2731, 1998.
- [47] A.M. Laird, A. Parikh, A. St. J. Murphy, et al. Is  $\gamma$ -ray emission from novæ affected by interference effects in the  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction ? *Phys. Rev. Lett.*, 110 :032502, Jan 2013.

- 
- [48] A.S. Adekola, D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, et al. First proton-transfer study of  $^{18}\text{F}+p$  resonances relevant for novæ. *Phys. Rev. C*, 83 :052801, May 2011.
- [49] D.W. Visser, J. A. Caggiano, R. Lewis, et al. Particle decay branching ratios for states of astrophysical importance in  $^{19}\text{Ne}$ . *Phys. Rev. C*, 69 :048801, Apr 2004.
- [50] B. Davids, A.M. van den Berg, P. Dendooven, et al. Astrophysical rate of  $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$  via the  $(p, t)$  reaction in inverse kinematics. *Phys. Rev. C*, 67 :065808, Jun 2003.
- [51] A.M. Laird, S. Cherubini, A.N. Ostrowski, et al. Indirect study of the astrophysically important  $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$  reaction through  $^2\text{H}(^{18}\text{Ne}, ^{19}\text{Ne})^1\text{H}$ . *Phys. Rev. C*, 66 :048801, Oct 2002.
- [52] J.-C. Dalouzy. *Spectroscopie du  $^{19}\text{Ne}$  par diffusion inélastique. Applications à l'astrophysique*. Thèse de doctorat, Université de Caen, 2008.
- [53] J.C. Dalouzy, L. Achouri, M. Aliotta, et al. Discovery of a new broad resonance in  $^{19}\text{Ne}$  : Implications for the destruction of the cosmic  $\gamma$ -ray emitter  $^{18}\text{F}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 102 :162503, Apr 2009.
- [54] A.S. Adekola. *Proton transfer study of unbound  $^{19}\text{Ne}$  states via  $^2\text{H}(^{18}\text{F}, \alpha + ^{15}\text{O})n$  reaction*. PhD thesis, Ohio University, 2009.
- [55] C.D. Nesaraja, N. Shu, D.W. Bardayan, et al. Nuclear structure properties of astrophysical importance for  $^{19}\text{Ne}$  above the proton threshold energy. *Phys. Rev. C*, 75 :055809, May 2007.
- [56] A.S. Adekola, C.R. Brune, D.W. Bardayan, et al. Single-nucleon transfer reactions on  $^{18}\text{F}$ . *Phys. Rev. C*, 84 :054611, Nov 2011.
- [57] M. Dufour and P. Descouvemont. The  $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$  low-energy S-factor : A microscopic approach. *Nuclear Physics A*, 785(34) :381 – 394, 2007.
- [58] D.R. Tilley, H.R. Weller, C.M. Cheves, and R.M. Chasteler. Energy levels of light nuclei  $A = 18-19$ . *Nuclear Physics A*, 595(1) :1 – 170, 1995.
- [59] A. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn. Talys-1.4 (2012) a nuclear reaction program. *NRG-1755 ZG Petten, The Netherlands*, <http://www.talys.eu/more-about-talys/talys-general-features>.
- [60] J.F. Ziegler. Stopping and Range of Ions in Matter SRIM 2003. [www.srim.org](http://www.srim.org), 2003.
- [61] J. Pouthas. High time and position resolutions with ionization gaseous detectors. *Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire*, 2001.
- [62] F. Boulay. Mesure des propriétés de structure nucléaire d'intérêt astrophysique dans le  $^{19}\text{Ne}$  par le biais d'une nouvelle méthode de diffusion inélastique. Thèse de Master, École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de CAEN (ENSICAEN), Université de Caen Basse-Normandie.

- [63] <http://subatech.in2p3.fr> Ref PC 2000 107. Gassiplex a 16 integrated channels front end analog amplifiers with multiplexed serial readout, 2000.
- [64] CERN Garfield. Wire chamber field and transport computation program. *Veenhof, Version*, 7, 2001.
- [65] R. Janik, L. Moucka, V.D. Peshekhonov, and B. Sitar. Low pressure drift chamber with a built in scintillator. *Nucl. Instrum. Methods*, 178(1) :71–75, 1980.
- [66] P. Fonte, A. Mangiarotti, S. Botelho, et al. A dedicated setup for the measurement of the electron transport parameters in gases at large electric fields. *Nucl. Instrum. Methods A*, 613(1) :40–45, 2010.
- [67] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [68] M. Rejmund, B. Lecornu, A. Navin, et al. Performance of the improved larger acceptance spectrometer : VAMOS++. *Nucl. Instrum. Methods A*, 646(1) :184–191, 2011.
- [69] H. Savajols. VAMOS : a VARIable MOde high acceptance spectrometer. *Nuclear Physics A*, 654(1, Supplement 1) :1027c–1032c, 1999.
- [70] S. Pullanhiotan, A. Chatterjee, B. Jacquot, A. Navin, and M. Rejmund. Improvement in the reconstruction method for VAMOS spectrometer. *Nucl. Instrum. Methods B*, 266(1920) :4148–4152, 2008. Proceedings of the XVth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [71] A.N. Ostrowski, S. Cherubini, T. Davinson, et al. CD : A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments. *Nucl. Instrum. Methods A*, 480(23) :448–455, 2002.
- [72] Ch. Theisen, F. Jeanneau, B. Sulignano, et al. Musett : A segmented Si array for Recoil-Decay-Tagging studies at VAMOS. *Nucl. Instrum. Methods A*, 747(0) :69–80, 2014.
- [73] S. Ottini-Hustache, C. Mazur, F. Auger, et al. CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL. *Nucl. Instrum. Methods A*, 431(3) :476–484, 1999.
- [74] B. Jacquot. Private communication. *GANIL*.
- [75] O.B. Tarasov and D. Bazin. Development of the program LISE : application to fusion-evaporation. *Nucl. Instrum. Methods B*, 204 :174–178, 2003.
- [76] F.D. Becchetti, C.E. Thorn, and M.J. Levine. Response of plastic scintillator detectors to heavy ions  $Z \leq 35$ ,  $E \leq 170$  MeV. *Nucl. Instrum. Methods*, 138(1) :93–104, 1976.
- [77] K. Lau and J. Pyrlík. Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers. *Nucl. Instrum. Methods A*, 366(23) :298–309, 1995.
- [78] F. Méot. The ray-tracing code Zgoubi. *Nucl. Instrum. Methods A*, 427(1) :353–356, 1999.



- 
- [79] S. Pullanhiotan. *Characterization of a large acceptance spectrometer and its application to spectroscopy of exotic nuclei*. PhD thesis, IUAC New Delhi, Andhra University Visakhapatnam, 2008.
- [80] <http://www.bipm.org>. *Evaluation of Measurement Data Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, 2008.
- [81] F. de Oliveira G. Bogaert, F. Hammache. Width calculation code, CSNSM.
- [82] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, W. Bradfield-Smith, et al. Destruction of  $^{18}\text{F}$  via  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  burning through the  $E_{\text{c.m.}} = 665$  keV resonance. *Phys. Rev. C*, 63 :065802, May 2001.
- [83] C.R. Brune, H. Costantini, J. Görres, et al. AZURE, An R-Matrix Computer Code. 2008.
- [84] F. Timmes. <http://cococubed.com>, 2008.
- [85] W.P. Tan, J. Görres, M. Beard, et al. Measurement of the decay branching ratios of the  $\alpha$ -unbound states in  $^{19}\text{Ne}$  and the  $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)$  reaction rate. *Phys. Rev. C*, 79 :055805, May 2009.
- [86] A.D. Panagiotou and H.E. Gove. A study of the  $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$  reaction. *Nuclear Physics A*, 196(1) :145 – 155, 1972.
- [87] J.D. Garrett, R. Middleton, and H.T. Fortune. Hole states in  $^{19}\text{Ne}$ . *Phys. Rev. C*, 2 :1243–1254, Oct 1970.
- [88] S. Cherubini, M. Gulino, C. Spitaleri, et al. First application of the Trojan Horse Method with a Radioactive Ion Beam : study of the  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction at astrophysical energies. *arXiv preprint arXiv :1505.00593*, 2015.
- [89] C. Spitaleri, A.M. Mukhamedzhanov, L.D. Blokhintsev, et al. The Trojan Horse Method in nuclear astrophysics. *Physics of Atomic Nuclei*, 74(12) :1725–1739, 2011.
- [90] F. de Oliveira Santos. *Determination by transfer reaction of alpha widths in fluorine 19. Astrophysical applications*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, April 1995.
- [91] F. de Oliveira, A. Coc, P. Aguer, et al. Comparison of low-energy resonances in  $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$  and  $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$  and related uncertainties. *Phys. Rev. C*, 55 :3149–3151, Jun 1997.
- [92] D.W. Bardayan, J.C. Batchelder, J.C. Blackmon, et al. Strength of the  $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$  resonance at  $E_{\text{c.m.}} = 330$  keV. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :262501, Dec 2002.
- [93] A.S. Adekola, C.R. Brune, D.W. Bardayan, et al.  $^{19}\text{Ne}$  levels studied with the  $^{18}\text{F}(d, n)^{19}\text{Ne}^*(^{18}\text{F}+p)$  reaction. *Phys. Rev. C*, 85 :037601, Mar 2012.
- [94] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, W. Bradfield-Smith, et al. Kinematically complete measurement of the  $^1\text{H}(^{18}\text{F}, p)^{18}\text{F}$  excitation function for the astrophysically important 7.08-MeV state in  $^{19}\text{Ne}$ . *Phys. Rev. C*, 62 :042802, Sep 2000.

- [95] J.-S. Graulich, S. Cherubini, R. Coszach, et al. 7.07 MeV resonant state in  $^{19}\text{Ne}$  reexamined through a new measurement of the  $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$  reaction and  $^{18}\text{F}(p, p)$  scattering. *Phys. Rev. C*, 63 :011302, Dec 2000.
- [96] D.W. Bardayan, J.C. Blackmon, J. Gómez del Campo, et al. Search for astrophysically important  $^{19}\text{Ne}$  levels with a thick target  $^{18}\text{F}(p, p)^{18}\text{F}$  measurement. *Phys. Rev. C*, 70 :015804, Jul 2004.
- [97] D.W. Bardayan, R. L. Kozub, and M. S. Smith.  $^{19}\text{F}$   $\alpha$  widths and the  $^{18}\text{F} + p$  reaction rates. *Phys. Rev. C*, 71 :018801, Jan 2005.
- [98] J. Okołowicz, N. Michel, W. Nazarewicz, and M. Płoszajczak. Asymptotic normalization coefficients and continuum coupling in mirror nuclei. *Phys. Rev. C*, 85 :064320, Jun 2012.
- [99] I. J Thompson and F.M. Nunes. *Nuclear reactions for astrophysics : principles, calculation and applications of low-energy reactions*. Cambridge University Press, 2009.
- [100] N. de Séreville. *Etude de la réaction  $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$  par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novæ*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII, December 2003.
- [101] A. Coc. Private communication. *CSNSM*.
- [102] B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, et al. Modules for experiments in stellar astrophysics (MESA). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(1) :3, 2011.
- [103] J. José. *Thermonuclear burning at the edge of stellar degenerate cores*. PhD thesis, Universitat de Barcelona. Departament d'Astronomia i Meteorologia, 1996.
- [104] L.N. Downen, C. Iliadis, J. José, and S. Starrfield. Nuclear thermometers for classical novæ. *The Astrophysical Journal*, 762(2) :105, 2013.
- [105] A.L. Sallaska, C. Iliadis, A.E. Champagne, et al. Starlib : a next-generation reaction-rate library for nuclear astrophysics. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 207(1) :18, 2013.
- [106] M. Hernanz. High-energy emission during nova explosions, Oral contribution at Institute of Space Sciences - ICE (CSIC-IEEC) Bellaterra (Barcelona), Spain, 2013.
- [107] S.P. Fox, P.A. Amaudruz, P. Bruskiewich, et al. TACTIC : A new detector for Nuclear Astrophysics Experiments. *Journal of Physics : Conference Series*, 312(5) :052007, 2011.
- [108] [www.pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/actartpc/docs/actar-tpc-conceptual-design-report/view](http://www.pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/actartpc/docs/actar-tpc-conceptual-design-report/view). ACTAR TPC conceptual design report, 2012.
- [109] C. Rodriguez-Tajes, J. Pancin, S. Damoy, et al. A mask for high intensity heavy ion beams in the MAYA active target. *Nucl. Instrum. Methods A*, 768(0) :179 – 185, 2014.
- [110] K.R. Lang. *Astrophysical formulae*. Springer Verlag Edition, 1980.
- [111] J.G. Pronko and R.A. Lindgren. Angular correlations of sequential particle decay for aligned nuclei. *Nucl. Instrum. Methods*, 98(3) :445 – 449, 1972.

## Résumé

Une des clefs de la compréhension des novæ, (explosions thermonucléaires intervenant dans les systèmes binaires d'étoiles) est l'observation des rayonnements gamma émis après l'explosion. Selon les modèles, la raie  $\gamma$  à 511 keV, produite par l'annihilation des positrons et des électrons, serait la plus intense plusieurs heures après l'explosion. Un des émetteurs principaux de positrons serait l'isotope radioactif  $\beta^+$  de  $^{18}\text{F}$ . L'amélioration du pouvoir prédictif des modèles passe par une meilleure connaissance de la quantité de  $^{18}\text{F}$  produite dans la nova. Or, le taux de destruction du  $^{18}\text{F}$  par la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  est entaché d'incertitudes. Il est possible de contraindre ce dernier via l'étude des propriétés spectroscopiques (énergie, largeurs, spin) des états du noyau composé : le  $^{19}\text{Ne}$ . Dans ce contexte une expérience basée sur une nouvelle méthode de diffusion inélastique ( $^{19}\text{Ne}(p,p')^{19}\text{Ne}^*$ ) a été entreprise à GANIL auprès du spectromètre VAMOS. Un travail de reconfiguration a du être réalisé pour assurer une détection inédite des protons ( $p'$ ) issus de la diffusion inélastique avec ce spectromètre. Une très bonne résolution en énergie d'excitation pour une expérience en cinématique inverse (jusqu'à  $\sigma=33$  keV) est atteinte. La mesure des distributions angulaires des particules de décroissance devait fournir d'une manière indépendante des modèles le spin des états. Une contamination non attendue empêche cette mesure. De nouvelles informations spectroscopiques ont été collectées et tendent à améliorer les incertitudes associées au taux de la réaction  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ . Les données sont compatibles avec la présence d'un nouvel état large en dessous du seuil d'émission proton (6.41 MeV). Cet état semble avoir une largeur suffisante (230 keV) pour contribuer significativement au taux de réaction de destruction du  $^{18}\text{F}$ , amoindrissant les perspectives de détection par les satellites.

**Mots-clés :** Spectroscopie, Diffusion inélastique, Novæ, Distribution angulaire (physique nucléaire), Fluor,  $^{19}\text{Ne}$ , Spectromètre VAMOS, Chambre à dérive, Proton 30 MeV

**Measurement of resonances of interest in  $^{19}\text{Ne}$  for novæ study via a new method of inelastic scattering**

## Abstract

A nova is a thermonuclear runaway occurring in binary system of stars. The observation of the gamma rays emitted after a nova is a way to better understand this phenomenon. According to the models, the  $\gamma$  line at 511 keV, produced in the annihilation between positrons and electrons, would be the most intense line several hours after the explosion. One of the main positron emitters would be the  $^{18}\text{F}$  radioactive isotope. In order to improve the predictive power of the models, it is crucial to better determine the amount of  $^{18}\text{F}$  produced in the nova. Yet, the  $^{18}\text{F}$  destruction rate  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  is given with large uncertainties. Measuring the spectroscopic properties (energy, width, spin) of states in the compound nucleus  $^{19}\text{Ne}$  should allow us to constrain the reaction rate. In this context, an experiment based on a new inelastic scattering method ( $^{19}\text{Ne}(p,p')^{19}\text{Ne}^*$ ) was performed at GANIL with the VAMOS spectrometer. The detection system has been adapted to detect for the first time high energy protons ( $p'$ ). A good energy resolution in inverse kinematic has been reached ( $\sigma=33$  keV). The angular distribution measurement of decaying particles should provide the spin assignment of the states in a model independent way. Unfortunately, an unforeseen contamination has prevented us to complete this measurement. New spectroscopic information have been extracted and contributed to reduce the uncertainty of the  $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$  reaction rate in a significant way. The data are compatible with a new broad state below the proton threshold (6.41 MeV). This state seems to be sufficiently broad to contribute to the destruction reaction rate of  $^{18}\text{F}$  and reduces the chances for satellite detection.

**Keywords :** Spectroscopy, Inelastic scattering, Novæ, Angular Distribution (nuclear physics), Fluor,  $^{19}\text{Ne}$ , VAMOS spectrometer, Drift chamber, 30 MeV Proton

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds  
Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 Caen Cedex 05