

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMERI DE TIZI-OUZOU

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT ES SCIENCES

SPECIALITE : Physique des matériaux

Présentée par :

Salem BENAMARA

Titre :

**ÉTUDE DES RÉACTIONS $^{26}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{26}\text{Mg}$ ET $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$
PAR DIFFUSION INÉLASTIQUE POUR APPLICATION À
LA NUCLÉOSYNTÈSE DE L' ^{26}Al DANS LES ÉTOILES
MASSIVES**

devant le jury composé de :

LAMROUS	Omar	Professeur	UMMTO	Président
KHENDRICHE	Arezki	MCA	UMMTO	Rapporteur
OUICHAOU	Saad	Professeur	USTHB	Examineur 1
GUERBOUS	Lakhdar	HDR	CRNA	Examineur 2
IZZEROUKEN	Mahmoud	HDR	CRND	Examineur 3
DE SEREVILLE	Nicolas	HDR	IPNO Paris XI	Invité

Soutenue le : 29/01/2019

À Lycia,
À ma femme,
À la mémoire de mon père,
À la mémoire de mes grands parents,

Remerciements

Ce travail est le fruit d'une collaboration avec l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (France). Et de nombreuses personnes ont contribué de différentes manières à la réalisation de ce travail de recherche. Je souhaite vivement leur exprimer ici toute ma reconnaissance.

Tout d'abord, je tiens à remercier le Dr. Nicolas DE SÉRÉVILLE chercheur à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), pour ses précieux conseils, sa disponibilité et ses encouragements constants, qui m'ont permis de conduire cette recherche à son terme malgré tout les moments de découragement et toutes les difficultés rencontrées. Comme je tiens à remercier plus particulièrement le Dr. Fairouz HAMACHE, chercheur à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, pour son soutien et son aide précieuse.

Je remercie également Pierre ROUSSEL, Guillaume MAVILLA, Céline GAUBERT, et sans oublier la très gentille PASCAL.

Je voudrais ensuite remercier vivement mon directeur de thèse le Dr. Arezki KHENDRICHE qui a initié cette collaboration.

Mes remerciements vont également au professeur Mouloud BENAKKI, qui est mon modèle et notre lumière à l'UMMTO, et au professeur Omar Lamrous pour m'avoir soutenu et encouragé.

Mes remerciements incluent aussi le professeur Saad OUICHAOU, le Dr. IZZEROUKEN Mahmoud, et le Dr. Lakhdar GUERBOUS qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'examiner ce travail.

Je ne peux manquer également d'exprimer toute ma reconnaissance au professeur Said BOUARAB auprès duquel j'ai beaucoup appris, et progressé.

Enfin, une pensée chaleureuse sera adressée à ma femme Ouahiba, à ma fille Lycia, à Tivouche, à Nouna, au petit Tahar, à mon frère Ahmed, à ma soeur et son époux Said, à Ali, à Karim et sa petite famille, à Samia et Nacer, à mes beaux parents, à mes parents, et sans oublier l'incontournable Mounira.

Résumé :

L'émission gamma à 1.809 MeV observée dans notre galaxie est essentiellement associée à la population d'étoiles massives qui la compose. L'interprétation de cette émission, observée à l'aide du satellite INTEGRAL par exemple, nécessite une bonne connaissance de la nucléosynthèse de l' ^{26}Al . Dans ce contexte, le taux des réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ sont les moins bien connus à cause d'un manque crucial d'information concernant la spectroscopie de l' ^{27}Al au dessus de son seuil d'émission neutron à 13.059 MeV. Nous avons exploré cette région à l'aide de la réaction de diffusion inélastique $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}^*$. Nous avons réalisé deux expériences auprès des installations TANDEM d'Orsay (IPNO) et de Munich (MLL) en cinématique directe où les protons diffusés étaient respectivement détectés par les spectromètres magnétiques à très haute résolution Split-Pole et Q3D. Une analyse fine des données a permis d'observer pour la première fois plus de 50 nouveaux niveaux au dessus du seuil $^{26}\text{Al}+n$ et leur énergie a été déterminée avec une précision de 2 keV. Les distributions angulaires de ces états ont aussi été extraites.

Abstract :

The gamma-ray emission at 1.809 MeV observed in our galaxy is mainly associated to the massive stars population. The interpretation of this emission, observed with the INTEGRAL satellite for example, requires a very good knowledge of ^{26}Al nucleosynthesis. In this context, the $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ and $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ reaction rates are the most uncertain due to a crucial lack of information concerning ^{27}Al spectroscopy above its neutron emission threshold at 13.059 MeV. We explored this energy region using the proton inelastic scattering reaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}^*$. We performed two experiments at the Orsay (IPNO) and Munich (MLL) TANDEM installations where the inelastic protons were detected by the very high resolution Split-Pole and Q3D magnetic spectrograph, respectively. A detailed analysis of the data allowed to identify for the first time more than 50 new states above the $^{26}\text{Al}+n$ threshold. Their energy have been measured with an accuracy of 2 keV and their angular distribution have been extracted.

Table des matières

Table des matières	i
Liste des figures	v
Liste des tableaux	xv
Introduction	1
1 Problématique de l'^{26}Al et motivation astrophysique	3
1.1 Observation de l' ^{26}Al	3
1.1.1 Observations gamma	3
1.1.2 Observation dans les météorites	6
1.2 Sources stellaires de l' ^{26}Al	8
1.2.1 Identification des différentes sources	8
1.2.2 Contribution relative des sources	8
1.3 Étoiles massives et production d' ^{26}Al	10
1.3.1 Évolution des étoiles massives	10
1.3.2 Sites de production de l' ^{26}Al	12
1.3.3 Nucléosynthèse de l' ^{26}Al	12
1.4 Réactions influant la nucléosynthèse de l' ^{26}Al	15
1.4.1 Principe des études de sensibilité	15
1.4.2 Méthodologie	17
1.4.3 Résultats	17
1.5 État des lieux expérimental des réactions de destruction de l' ^{26}Al	19
1.5.1 Mesures de sections efficaces	19
1.5.2 Taux de réaction	20

2	Méthode et dispositif expérimentaux	23
2.1	Méthode expérimentale	23
2.2	Accélérateur Tandem	25
2.2.1	Source d'ions duoplasmatron	25
2.2.2	Tandem	25
2.2.3	Transport faisceau	28
2.3	Dispositif expérimental à Orsay et à Munich	28
2.3.1	Les cibles	28
2.3.2	Spectromètre magnétique	30
2.3.3	Dispositif de détection	34
2.3.4	Électronique et acquisition des données	36
2.3.5	Comparaison des deux dispositifs expérimentaux	38
3	Traitement des données de l'expérience réalisée à Orsay	41
3.1	Sélection des données	41
3.2	Calibration du plan focal	43
3.2.1	Énergie du faisceau et angle de détection	43
3.2.2	Calibration	46
3.3	Corrections liées aux changements de conditions expérimentales	48
3.3.1	Observation des changements de conditions	48
3.3.2	Interprétation des changements de conditions	49
3.4	Calibration finale du plan focal	53
4	Résultats de l'expérience réalisée à Orsay	57
4.1	Niveaux en dessous du seuil d'émission alpha de l' ^{27}Al	57
4.2	Niveaux au dessus du seuil d'émission alpha de l' ^{27}Al	59
4.2.1	Contamination	59
4.2.2	Résultats	59
4.3	Niveaux au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al	64
4.3.1	Origine des pics observés	64
4.3.2	Résultats	64
4.3.3	Discussion	66
4.4	Densité de niveaux dans l' ^{27}Al	68
5	Analyse et résultats de l'expérience réalisée à Munich	71
5.1	Calibration du plan focal	71
5.1.1	Méthodologie	71
5.1.2	Identification des états utiles à la calibration	72

5.1.3	Fonction d'ajustement des pics	73
5.1.4	Résultats	74
5.2	Soustraction du bruit de fond	75
5.2.1	Fond carbone	76
5.2.2	Fond aluminium	77
5.3	Énergie des niveaux au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . . .	78
5.3.1	Effet des fentes d'entrées du Q3D	79
5.3.2	Procédure d'ajustement des spectres	79
5.3.3	Spectres à très haute résolution	82
5.3.4	Spectres à haute résolution.	87
5.4	Distributions angulaires	89
5.4.1	Méthode	89
5.4.2	Cas de l'état à 12.71 MeV du ^{12}C	90
5.4.3	Cas des états de l' ^{27}Al	91
Conclusions et perspectives		95
Annexe A		97
Ajustement des spectres d' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ de l'expérience réalisée à Orsay		97
Annexe B		101
Ajustement des spectres d' ^{27}Al au dessus du seuil neutron de l'expérience réa- lisée à Orsay		101
Annexe C		105
Ajustement des spectres d' ^{27}Al obtenus à différents angles lors de l'expérience réalisée à Munich		105
Annexe D		111
Distributions angulaires des états de l' ^{27}Al compris entre le seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al et 500 keV au dessus de ce seuil.		111

Liste des figures

1.1	Observation de la raie gamma à 1.809 MeV provenant de l'intérieur de la galaxie obtenue par HEAO-C [3] après soustraction du fond expérimental. Crédit Prantzos et Diehl [4].	4
1.2	Première carte de notre galaxie à la lumière de la raie gamma à 1.809 MeV réalisée par le télescope COMPTEL sur une durée d'observation de cinq années.	5
1.3	Ratio Mg non normalisé. Chaque entrée correspond à la moyenne d'un ensemble de dix ratios. Noter que la quantité de Mg fractionné par la valeur normal, montre un enrichissement du ratio $^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ plus important de moitié que celui du ratio $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$	7
1.4	Histoire de la composition et convection pour une étoile de $20 M_{\odot}$ sans effet de rotation. La coordonnée de masse intérieure est représentée en fonction du temps précédant l'explosion. Crédit Chieffi et al. [13].	11
1.5	Contribution relative des différentes phases de production de l' ^{26}Al en fonction de la masse initiale de l'étoile. Crédit Limongi et al.[14].	12
1.6	Évolution de la densité et de la température dans le temps lors de la combustion explosive Ne/C. Ce profil est obtenu à partir d'un modèle hydrodynamique d'une étoile de $20 M_{\odot}$ [15].	16

1.7	Flux nets d'abondances obtenus par un calcul de « post-processing » lors de la combustion explosive Ne/C, intégré sur une durée totale de 12.8 s. Le réseau est constitué par tous les nucléides représentés sous forme de carrés. Les flux d'abondances les plus importants, à savoir ceux au sein d'un, deux et trois ordres de grandeur du débit maximal, sont respectivement représentés par les flèches les plus épaisses, d'épaisseur intermédiaire, et les plus minces. [15].	18
1.8	Taux des réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ (gauche) et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ (droite) présentés dans Ogini et al. [23].	21
2.1	Spectre de protons observé à $\Theta_{Lab} = 55^\circ$ lors du bombardement d'une cible d'aluminium par un faisceau de protons à 16 MeV [25]. La plage en énergie d'excitation est comprise entre 8.288 MeV et 10.749 MeV. Crédit Moss et al. [25].	24
2.2	Schéma de fonctionnement d'une source duoplasmatron : le plasma est comprimé une première fois dans la région intermédiaire située entre la cathode et l'électrode, puis comprimé une seconde fois entre l'électrode et l'anode par l'application d'un champ magnétique axial (voir texte). . . .	26
2.3	Schéma d'accélérateur électrostatique type Tandem : les ions produits par la source sont sélectionnés à l'aide d'un aimant d'analyse avant d'entrer dans l'accélérateur. On note qu'à Orsay seul un quadrupôle électrostatique conduit les ions de la source vers l'entrée du Tandem. Les ions sont ensuite accélérés vers le centre positif et traversent un éplucheur qui leurs arrache des électrons et les transforme en ions positifs. Ils sont alors accélérés vers la sortie du Tandem par la répulsion du centre positif. Le schéma a été adapté à partir de l'article de Skorka [30].	27
2.4	Détermination de l'épaisseur d'une cible d' ^{27}Al à l'aide d'une source d' ^{241}Am . La différence de position entre la mesure sans et avec cible permet de déterminer l'épaisseur de cible. Alors que les pics rouge et bleu correspondant à des mesures en haut et en bas de la cible se superposent, le troisième pic noir correspondant à une mesure au centre de la cible est légèrement décalé. On observe une dégradation en résolution dans le cas avec cible dû au straggling en énergie des α dans celle-ci.	29
2.5	Schéma du spectromètre Split-Pole constitué de deux dipôles magnétiques. Ces deux dipôles assurent respectivement une bonne focalisation axiale et une réduction des aberrations dans le plan radial. Ce schéma est adapté de Spencer et al. [32].	31

2.6	Schéma du spectromètre Q3D constitué d'un quadripôle magnétique et de trois dipôles magnétiques placés en série avec un multipôle intercalé entre le premier et le second dipôle. Ce schéma est adapté de Hans et al. [33]. .	33
2.7	Schéma montrant le dispositif de détection dans le plan focal du spectromètre Q3D de Munich. Les particules pénètrent par le coté gauche et traversent successivement les deux compteurs proportionnels et le scintillateur plastique. Schéma adapté de Wirth et al. [37].	35
2.8	Schéma montrant la façon dont le deuxième compteur proportionnel du plan focal du spectromètre Q3D de Munich permet de déterminer la position des produits de la réaction dans le plan focal. Schéma adapté de Wirth et al. [37].	36
3.1	Spectres d'identification dans le plan focal obtenus à 40° et pour un champ magnétique de 0.7443T. Les spectres à gauche et à droite représentent, la mesure de la position (Pos) en fonction de la perte d'énergie (ΔE) dans le compteur proportionnel et la perte d'énergie (ΔE) en fonction du signal du fil (Fil). Les événements liés aux protons et aux deutons sont indiqués.	42
3.2	Spectre en rigidité magnétique des protons utilisé pour la calibration du plan focal. Ce spectre couvre une gamme d'énergie d'excitation de ^{27}Al allant de l'état fondamental à 7 MeV. Les pics indexés par des astérisques sont utilisés pour la calibration du plan focal (voir texte). Les pics provenant de réactions parasites sont aussi indiqués.	44
3.3	Différence quadratique relative entre les rigidités magnétiques mesurées et calculées pour l'état fondamental et les trois premiers états excités de ^{26}Al . Cette différence est calculée pour chaque couple (E_p, θ_{sp}).	45
3.4	Différences quadratiques relatives entre les positions des deux pics associés respectivement aux états 6.13 MeV de ^{16}O (haut) et 4.44 MeV du ^{12}C (bas).	46
3.5	Haut : Le rayon de courbure $\rho(\text{m})$ en fonction de la position en canal des pics utilisés pour la calibration, ainsi qu'un ajustement linéaire des données sont représentés. Bas : Les résidus par rapport à l'ajustement linéaire sont représentés.	47
3.6	Recouvrement des spectres en rigidité magnétique obtenus avec la cible d' ^{27}Al pour les champs magnétiques de 0.7443 T (rouge) et de 0.6151 T (bleu).	49
3.7	Spectres en rigidité magnétique obtenus avant et après la rupture du filament de la source d'ions pour un même champ magnétique du spectromètre.	49

3.8	Effets cinématiques pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$. Gauche : pour un angle de détection de 40.25° , et une énergie du faisceau qui varie par pas de -2 keV. Droite : pour une énergie du faisceau de 18.001 MeV et un angle de détection qui varie par pas de $+0.05^\circ$. Les lignes verticales de couleurs rouge, bleu, rose, et noire délimitent les parties du spectre associées respectivement aux champs magnétiques 0.7448 T, 0.61478 T, 0.51027 T, et 0.4227 T.	50
3.9	Décalages expérimentaux en rigidité magnétique observés avant et après la rupture du filament de la source d'ions le long du plan focal. Les calculs cinématiques correspondant à la Figure 3.8 gauche sont représentés pour comparaison.	52
3.10	Différence moyenne de la position des pics d' ^{27}Al pour un champ magnétique de $B = 0.61478$ T entre le spectre obtenu après la panne de la source d'ions recalibré avec différentes valeurs de l'énergie incidente et le spectre obtenu au même champ avant la panne.	52
3.11	Spectre de l' ^{27}Al obtenu avec un champ magnétique de 0.6148 T. Les pics indexés par des astérisques de couleur verte ont été sélectionnés pour réaliser une nouvelle calibration.	54
3.12	Calibration du plan focal avec les nouvelles conditions expérimentales à partir des données à $B = 0.6148$ T.	55
4.1	Spectres en rigidité magnétique des protons couvrant une gamme en énergie d'excitation de l' ^{27}Al allant de l'état fondamental jusqu'au seuil d'émission alpha. Les pics issus des réactions sur les contaminants oxygène (^{16}O), carbone (^{12}C), et silicium (^{28}Si) sont identifiés par les lignes verticales de couleurs respectives bleu, rouge, et noire.	58
4.2	Spectres en rigidité magnétique des protons obtenus avec la cible de carbone (haut) et celle de mylar (bas). Les lignes verticales rouges et bleus représentent respectivement les pics de contamination en ^{12}C et en ^{16}O . Ces niveaux sont indexés par le numéro des états où 0 correspond à l'état fondamental.	60
4.3	Spectres de l' ^{27}Al au dessus du seuil alpha. l'intervalle en énergie d'excitation couvert par ces spectres s'étend de 10.07 MeV à 13.07 MeV. Les états connus sont superposés aux spectres sous forme de lignes verticales indexées par des numéros correspondant au numéro du niveau.	61

- 4.4 Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ sur l'intervalle en énergie d'excitation compris entre 10.422 MeV et 11.016 MeV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus. 63
- 4.5 Nombre de pics protons associés entre les spectres en position obtenus à 40.5° et 45° en fonction de la différence en rigidité magnétique. La ligne verticale de couleur rouge correspond au déplacement cinématique des pics du milieu du plan focal vers une énergie d'excitation de 13 MeV pour la réaction $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{p}')^{27}\text{Al}$ 65
- 4.6 Les deux premiers spectres de la partie supérieure représentent respectivement les spectres à 10° et à 40.5° . Sur le troisième spectre, on représente l'ajustement par des gaussiennes réalisé sur le spectre de dessus, et sur lequel les pics associés aux états excités de l' ^{27}Al sont identifiés. Les pics de contamination en ^{16}O et en ^{12}C observés sur les spectres de l' ^{27}Al sont identifiés sur les spectres du mylar et du ^{12}C , respectivement représentés en bleu et en rouge sur le spectres du bas. 66
- 4.7 Nombre de niveaux cumulés pour le noyau de l' ^{27}Al en fonction de l'énergie d'excitation obtenu avec les présentes données, les niveaux indiqués dans ENSDF, et avec un calcul en utilisant le modèle à température constante (TALYS). L'histogramme inséré montre la densité totale de niveaux déduite du nombre de niveaux cumulés. 69
- 5.1 Spectre en rigidité magnétique des protons associés à la réaction $^{28}\text{Si}(\text{p},\text{p}')^{28}\text{Si}$ obtenu pour un angle de 30° . Le plan focal est centré autour d'une énergie d'excitation de 13.22 MeV et couvre la gamme comprise entre 12.917 MeV et 13.487 MeV. Les pics sélectionnés pour la calibration sont indexés par des astérisques. 72
- 5.2 Résultats du calcul cinématique donnant la position dans le plan focal des états excités du ^{12}C , ^{16}O , et du ^{28}Si . Ceux-ci sont obtenus avec un champ magnétique de 0.365 T, un angle de détection de 30° et une énergie incidente de 20 MeV. 73
- 5.3 *Gauche* : Ajustement par une fonction gaussienne d'un pic isolé du spectre d' ^{27}Al à basse énergie d'excitation pour un angle de détection de 40° . *Droite* : Ajustement du même pic par une fonction gaussienne convoluée avec une exponentielle. 74

5.4	<i>Haut</i> : Rayon de courbure $\rho(\text{m})$ en fonction de la position en canal des pics de ^{28}Si pour les données obtenues à 30° . Un ajustement par un polynôme d'ordre 2 est représenté. <i>Bas</i> : Les écarts entre les valeurs de rayon de courbure expérimentales et ajustées (résidus) sont représentés.	75
5.5	Superposition à 35° des spectres en rigidité magnétique des protons issus de réactions sur les cibles d'aluminium (bleu) et de carbone (rouge). Les spectres sont normalisés par rapport à la charge, l'angle solide de détection et la quantité de carbone dans la cible d'aluminium.	76
5.6	Facteur de réduction à appliquer pour rendre compte de la contamination carbone dans les spectres d'aluminium en fonction de la charge accumulée. Les deux points d'impact du faisceau sur la cible sont représentés par des couleurs distinctes.	77
5.7	Spectre en rigidité magnétique à 35° des protons issus de réactions sur la cible d'aluminium après soustraction de la contamination carbone. Le spectre est normalisé par rapport à la charge et l'angle solide. La courbe verte correspond au fond aluminium (voir texte).	78
5.8	Superposition des spectres à 30° obtenus avec la cible d' ^{27}Al pour des fentes en X positionnées à $\pm 21.5 \text{ mm}$ (bleu) et $\pm 11.0 \text{ mm}$ (noir). Les deux spectres sont normalisés par rapport à la charge et l'angle solide. . .	80
5.9	Évolution des paramètres σ (bleu) et λ (rouge) des états individuels d'aluminium (cercles pleins) et de silicium (carrés pleins). Dans le cas du silicium une raie de contamination masque le pic utilisé pour cette étude à 70° et 80° . Les barres d'erreur sont dans la taille des points.	81
5.10	Évolution de l'énergie (keV), de la largeur à mi-hauteur (keV), de l'amplitude et de la distribution angulaire des structures larges utilisées lors de l'ajustement des données.	82
5.11	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 30° (haut) et 50° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	83
5.12	Ajustement du spectre en rigidité magnétique des protons obtenu à 30° avec (bas) et sans (haut) la contribution de structures larges.	85

5.13	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 40° (haut) et 70° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	90
5.14	Section efficace différentielle de l'état à 12.71 MeV du carbone. Les valeurs expérimentales que nous avons mesuré sont représentées par des astérisques de couleur rouge. Les mesures de Gaillard sont représentées par des astérisques de couleur noire [50].	91
5.15	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al à 13.114 MeV, 13.225 MeV, 13.235 MeV, 13.307 MeV, 13.318 MeV et 13.505 MeV.	93
5.16	Sections efficaces différentielles des états d' ^{27}Al à 13.225 MeV, 13.307 MeV et 13.318 MeV lorsque le nombre de coups dans chaque pic est déterminé par intégration directe du spectre en rigidité magnétique (voir texte). . .	94
A.1	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ pour des énergies d'excitation comprises entre 9865 keV et 10450 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	97
A.2	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 10450 keV et 11040 keV pour la figure du haut et entre 11040 keV et 11795 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	98
A.3	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 11805 keV et 12450 keV pour la figure du haut et entre 12425 keV et 12880 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	99
A.4	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ pour des énergies d'excitation comprises entre 12845 keV et 13250 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	100

B.1	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil neutron pour des énergies d'excitation comprises entre 12950 keV et 13260 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	101
B.2	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil neutron respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 13170 keV et 13430 keV pour la figure du haut et entre 13415 keV et 13735 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	102
B.3	Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil neutron respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 13735 keV et 14055 keV pour la figure du haut et entre 13950 keV et 14265 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus	103
C.1	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 22° . La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	105
C.2	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 26° (haut) et 30° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	106
C.3	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 35° (haut) et 40° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	107
C.4	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 50° (haut) et 60° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	108

C.5	Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 70° (haut) et 80° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ²⁷ Al. Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.	109
D.1	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.053 et 13.092 MeV.	112
D.2	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.092 et 13.130 MeV.	113
D.3	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.130 MeV et 13.165 MeV.	114
D.4	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.165 MeV et 13.205 MeV.	115
D.5	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.205 MeV et 13.255 MeV.	116
D.6	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.255 MeV et 13.310 MeV.	117
D.7	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.310 MeV et 13.360 MeV.	118
D.8	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.360 MeV et 13.410 MeV.	119
D.9	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.410 MeV et 13.455 MeV.	120
D.10	Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ²⁷ Al compris entre 13.455 MeV et 13.510 MeV.	121

Liste des tableaux

2.1	Épaisseurs de la cible d' ^{27}Al déterminées en haut, au centre, et en bas à l'aide d'une source α	30
2.2	Comparaison de quelques propriétés types entre les dispositifs expérimentaux d'Orsay et de Munich.	38
4.1	Énergies d'excitations de l' ^{27}Al , obtenues à partir des présentes données. Ces énergies sont déterminées avec une précision de 4 keV. Les niveaux indexés par la lettre a sont susceptibles d'être des doublets et les états indexés par la lettre b sont observés pour la première fois.	62
4.2	Énergies d'excitations de l' ^{27}Al au dessus du seuil neutron obtenues à partir de nos données. Comparaison avec celle reportées dans la littérature.	67
5.1	Coefficients du polynôme d'ordre 2 obtenus par la procédure de calibration pour chaque angle de détection couvert par le Q3D. La relation de calibration est donnée par $\rho(m) = a_0 + a_1 \times ch + a_2 \times ch^2$	75
5.2	Paramètres et propriétés du fond linéaire d'aluminium déterminés pour chaque angle de détection (voir texte).	79
5.3	Énergies d'excitation de l' ^{27}Al obtenues à partir des données à 30° et à 50° dans la gamme d'énergie comprise entre le seuil neutron et le seuil neutron plus 500 keV. Les énergies d'excitation sont précises à 2 keV près sauf quand cela est indiqué par a où c'est alors 3 keV. Ces énergies sont comparées avec celles obtenues avec le spectromètre Split-Pole (SP).	84

5.4	Listes des énergies d'excitation des niveaux d' ^{27}Al au dessus du seuil d'émission neutron obtenues avec les données à 30° dans les cas ou deux structures larges sont considérées ou pas. Les niveaux non observés sont indiqués par des tirets horizontaux.	87
5.5	Même chose que pour le Tableau 5.3 mais pour les angles autres que 30° et 50°	89

Introduction

L'astronomie gamma dans le domaine du MeV est une science observationnelle assez récente qui a pris son essor dans les années 1970. En effet, l'atmosphère est opaque à ce type de rayonnement et il aura fallu attendre l'envoi de ballons dans les hautes couches atmosphériques, puis de satellites dans l'espace pour détecter cette émission. La première transition gamma à avoir été observée est la raie caractéristique à 1.809 MeV signant la décroissance de l' ^{26}Al , dont une cartographie a été réalisée grâce à l'instrument COMPTEL embarqué à bord du satellite CGRO. Avec une meilleure résolution spectrale, l'observatoire INTEGRAL lancé en 2002 a révélé que le déplacement du centroïde de la raie gamma à 1.809 MeV se décale de quelques keV suivant la longitude galactique en accord avec la rotation de la galaxie.

La détection de l'émission gamma produite par l' ^{26}Al ou d'autres isotopes comme ^7Be , ^{22}Na , ^{44}Ti , ^{56}Ni , ^{57}Ni , et ^{60}Fe est particulièrement intéressante puisqu'elle permet d'apporter des contraintes nouvelles sur les modèles astrophysiques. En effet le flux gamma associé à chaque isotope est directement relié à sa quantité synthétisée et dépend donc fortement des conditions astrophysiques (température, composition) du site de production ainsi que des taux de réactions mis en jeu. Ainsi, une interprétation pertinente des flux gammas observés nécessite une bonne connaissance des taux de réactions impliqués lors de la nucléosynthèse. C'est dans cette perspective que nous nous sommes intéressé à la nucléosynthèse de l' ^{26}Al dans les étoiles massives.

L' ^{26}Al a également été détecté dans les grains pré-solaires par l'observation de son noyau fils (^{26}Mg) issu de sa décroissance radioactive. Les techniques nécessaires à ce genre de mesures se sont développées durant ces 30 dernières années et permettent maintenant d'analyser la composition isotopique d'autre radio-isotopes comme le ^{10}Be , le ^{41}Ca , le ^{53}Mn ou encore le ^{60}Fe dans les grains pré-solaires. La détection de ces isotopes de durée

de vie courte (≤ 100 millions d'années) devant les échelles de temps de formation du système solaire permettent de contraindre l'environnement et les conditions de formation de celui-ci.

Dans les étoiles massives, la nucléosynthèse de l' ^{26}Al dépend crucialement des taux des réactions de capture de neutrons $^{26}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$ qui sont mal contraints expérimentalement. En effet les quelques mesures directes des sections efficaces précédentes ne couvrent qu'une région limitée en énergie. Cela est lié à la difficulté de combiner un faisceau de neutron et une cible radioactive. Comme c'est souvent le cas en astrophysique nucléaire dans cette situation, il est courant d'utiliser des méthodes indirectes pour obtenir ainsi les informations spectroscopiques nécessaires. Dans le cas des deux réactions précédentes nous avons utilisé la diffusion inélastique de protons sur une cible d'aluminium ce qui nous a permis de sonder les propriétés du noyau composé du système $^{26}\text{Al}+\text{n}$.

La première partie de ce manuscrit est dédiée à la présentation des observations liées à l' ^{26}Al puis à la présentation de sa nucléosynthèse dans les étoiles massives. L'origine des incertitudes nucléaires sur la production de l' ^{26}Al est présentée. Dans une deuxième partie les éléments liés aux dispositifs expérimentaux sont décrits. Les troisième et quatrième parties traitent de l'analyse et des résultats de l'expérience réalisée auprès du TANDEM d'Orsay. Enfin dans une cinquième partie nous présentons l'analyse et les résultats de l'expérience réalisée au TANDEM de Munich.

CHAPITRE 1

Problématique de l' ^{26}Al et motivation astrophysique

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons aux différents types d'observation de l' ^{26}Al et nous détaillerons les multiples aspects de la nucléosynthèse stellaire et en particulier celle de l' ^{26}Al . Enfin, nous finirons par l'état des lieux des réactions nucléaires de destruction de l' ^{26}Al par capture de neutrons : $^{26}\text{Al}(\text{n,p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$.

1.1 Observation de l' ^{26}Al

Le radioisotope ^{26}Al décroît par émission β^+ ($T_{1/2} = 7.2 \times 10^5$ années) vers le premier état excité de son noyau fils le ^{26}Mg . Cet état excité décroît ensuite vers l'état fondamental en émettant une émission gamma caractéristique à 1.809 MeV. Cette émission gamma ainsi que les noyaux du ^{26}Mg sont observés depuis la fin des années soixante dix dans le milieu interstellaire [1] et les météorites [2].

1.1.1 Observations gamma

L'observation des raies gamma nucléaires fournit un outil indispensable pour l'étude des processus de nucléosynthèse. Les scientifiques de la mission HEAO-C1 furent les premiers à avoir détecté les radiations nucléaires gamma provenant du cosmos. L'observatoire embarqué à bord est constitué de quatre détecteurs germanium coaxiaux de grande pureté entourés par un détecteur scintillant d'anti-coïncidence CsI. Cet instrument a permis d'observer la raie à 1.809 MeV avec une très bonne résolution spectrale de 3.3 keV (FWHM) fournissant ainsi une identification claire de la décroissance de l' ^{26}Al

dans le milieu interstellaire (voir Figure 1.1). Un champ de vue de 42° (FWHM) est obtenu à l'aide d'ouvertures dans le détecteur d'anti-coïncidence. À cause de la mauvaise résolution spatiale, aucune information concernant la distribution spatiale de l' ^{26}Al n'a pu être obtenue. Deux observations de deux semaines chacune ont été réalisées par cet observatoire à la fin de l'année 1979 et au début de l'année 1980.

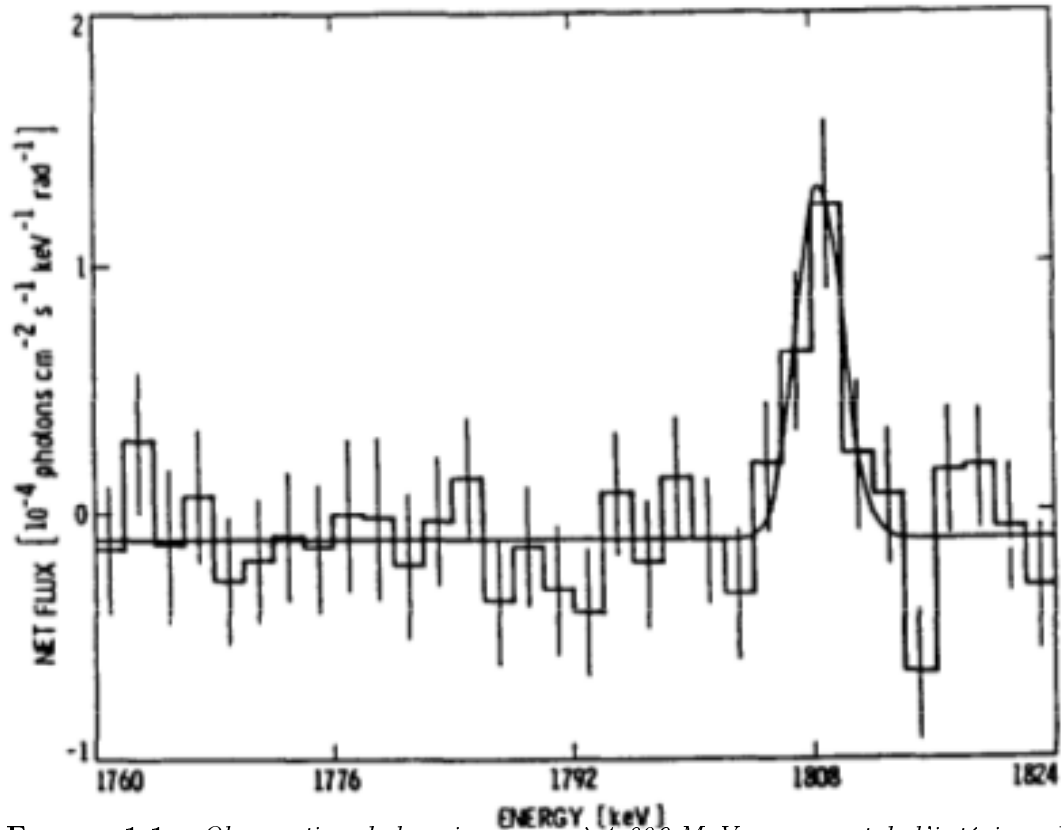


FIGURE 1.1 – Observation de la raie gamma à 1.809 MeV provenant de l'intérieur de la galaxie obtenue par HEAO-C [3] après soustraction du fond expérimental. Crédit Prantzos et Diehl [4].

La mission suivante est SMM (Solar Maximum Mission) dont le spectromètre gamma a été exploité pendant neuf années à partir de 1981. Bien que SMM soit orienté en direction du soleil, la sensibilité de ses détecteurs a permis de récolter de nombreuses données sur l'émission de radiations gamma dans notre galaxie (supernovae SN1987A, et limites supérieures sur la production de ^{22}Na , ^{44}Ti , et ^{60}Fe). Le spectromètre de la mission SMM est constitué de sept détecteurs scintillants NaI ($7.5\text{ cm} \times 7.5\text{ cm}$) avec un bouclier anti-coïncidence en CsI. Étant donnée sa modeste résolution en énergie de 95 keV (FWHM) à 1.8 MeV, la détection de la raie d' ^{26}Al par SMM repose sur les observations de HEAO-3. Cependant, l'observation de la région du centre galactique pendant au moins 5 années a fourni une confirmation de haute précision de l'émission

gamma à 1.8 MeV dans le centre de la galaxie. La mesure de la mission SMM a ainsi fourni une preuve convaincante que la découverte de la raie gamma à 1.809 MeV par HEAO-3 était vraiment la signature de la production galactique de ^{26}Al .

Ces missions ont été suivies par de nombreuses autres missions dont la résolution angulaire et la sensibilité des détecteurs étaient trop mauvaises pour permettre d'effectuer une cartographie de la galaxie et ainsi de déterminer les différents sites de production de ^{26}Al .

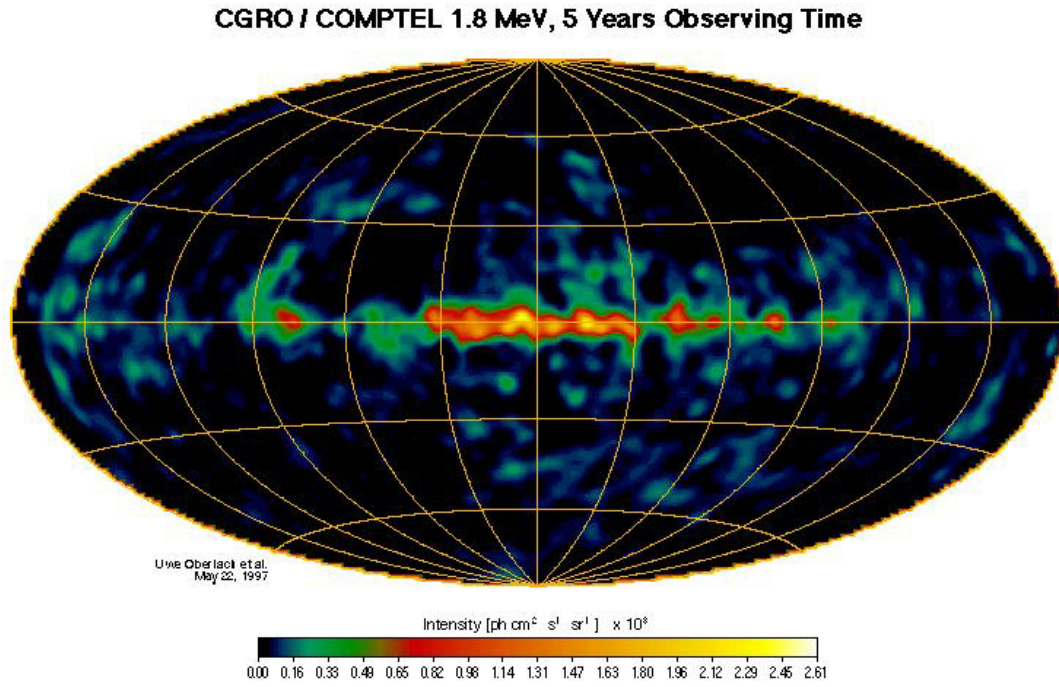


FIGURE 1.2 – Première carte de notre galaxie à la lumière de la raie gamma à 1.809 MeV réalisée par le télescope COMPTEL sur une durée d'observation de cinq années.

La situation a radicalement changé après le lancement par la NASA le 19 avril 1991 du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO). Cet observatoire muni de quatre instruments, couvre la zone comprise entre 30 keV et 30 GeV, permettant ainsi une exploration simultanée d'une large partie du spectre gamma. Le télescope COMPTEL embarqué à bord de CGRO a réalisé la première cartographie de la galaxie à la lumière de la raie d'énergie 1.809 MeV [5]. Ce télescope permet la détection de la raie d'émission gamma à 1.809 MeV avec une résolution en énergie de 8 % (FWHM) et une résolution angulaire de 3.8° (FWHM) dans un large champ de vision d'environ 1 sr [6]. La combinaison des observations enregistrées sur des périodes typiques d'une à deux semaines, permet d'étendre le champ de vision à l'ensemble du ciel.

Les observations du télescope COMPTEL (voir Figure 1.2), montrent deux caractéristiques de l'émission à 1.809 MeV [7]. Premièrement, celle-ci est étendue le long du plan

galactique, couvrant l'intervalle en longitude de -55° à $+35^\circ$. Deuxièmement, elle est irrégulière, présentant des variations d'intensité au-delà de 50% le long du plan galactique. La carte montre plusieurs régions d'émission étendues, dont la région du Cygne à gauche (longitude galactique de -95° à -75°), la région de Vela à droite (longitude galactique autour de 266°) et le centre de la galaxie qui présente un maximum d'émission.

En 2002, le lancement de l'observatoire INTEGRAL (INTErnational Gamma RAY Laboratory) a ouvert de nouvelles perspectives pour la détection des raies gamma. Ce laboratoire est constitué de deux instruments majeurs que sont le spectromètre SPI et l'imageur IBIS. SPI et IBIS sont largement complémentaires puisque SPI possède une très bonne résolution spectrale avec ses 19 détecteurs germanium de haute pureté (2.3 keV à mi-hauteur à 1.3 MeV) alors que IBIS possède une très bonne résolution spatiale (12 minutes d'arc à mi-hauteur). La suppression du bruit de fond à l'aide d'un blindage actif de BGO ainsi que la bonne résolution spectrale de SPI lui permettent d'atteindre des sensibilités pour des raies fines de l'ordre de $2.4 \times 10^{-5} \text{ ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à 1 MeV (détection à 3σ pendant 10^6 s). Cette sensibilité se dégrade considérablement pour des raies de grandes largeurs.

La précision de la mesure de la largeur de la raie gamma et l'absence d'élargissement significatif au delà de quelques keV soit environs 150 km.s^{-1} ont permis à la mission INTEGRAL de renforcer les connaissances déjà acquises au sujet de la morphologie du milieu interstellaire, de son gaz, et de la poussière qui le compose. Les données récoltées ont montré que le centroïde de la raie à 1.809 MeV se décale de quelques keV avec la longitude, ce qui correspond au décalage entraîné par la rotation de la source avec la galaxie.

La bonne corrélation observée par Diehl et al. [8], entre l'émission 1.8 MeV et la distribution locale des étoiles Wolf-Rayet, suggère que les étoiles massives et leurs supernovae soient les sources principales de la production de l'²⁶Al dans notre galaxie.

1.1.2 Observation dans les météorites

La météorite d'Allende est la plus grosse météorite chondrite carbonée jamais trouvée sur terre. Au moment de sa chute le 08 février 1969 dans l'état de Chihuahua du Mexique, elle pesait près de deux tonnes. Cette météorite contient des Inclusions riches en Calcium et en Aluminium (CAI), dans lesquelles le chimiste Gerald Wasserburg a trouvé des concentrations anormalement élevées de ²⁶Mg [2] (voir Figure 1.3). Cet excès de ²⁶Mg est le résultat de la désintégration radioactive de l'²⁶Al injecté dans le système solaire peu de temps avant sa formation. Depuis cette découverte, la présence de l'²⁶Al a été mise en évidence dans de nombreux chondres, chondrites, et météorites différenciées. En

pratique, il s'agit de déterminer le rapport $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ lors de la formation d'un objet à partir des excès de ^{26}Mg que l'on mesure actuellement dans ces mêmes objets.

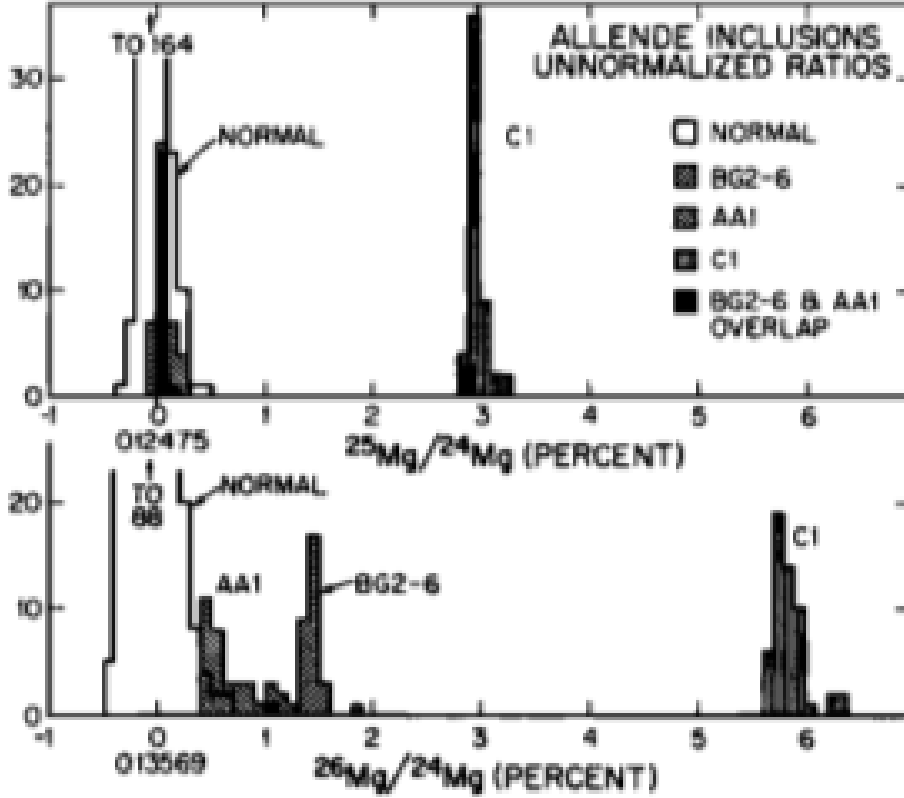


FIGURE 1.3 – Ratio Mg non normalisé. Chaque entrée correspond à la moyenne d'un ensemble de dix ratios. Noter que la quantité de Mg fractionné par la valeur normal, montre un enrichissement du ratio $^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ plus important de moitié que celui du ratio $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$.

Les CAIs ont été parmi les premiers solides à se condenser dans le système solaire primitif, la présence de l' ^{26}Al démontre que ce noyau de courte durée de vie était bien présent au cours des premiers millions d'années qui ont suivi l'effondrement gravitationnel du proto-soleil. Parmi les nombreuses autres radioactivités éteintes qui ont été identifiées, l' ^{26}Al est le radionucléide dont la quantité initiale est la mieux contrainte. Comprendre l'origine de l' ^{26}Al peut alors fournir des informations cruciales concernant la formation de notre système solaire. Parmi les scénarios existants, la contamination du système proto-solaire par des étoiles massives est favorisée [9, 10].

1.2 Sources stellaires de l' ^{26}Al

1.2.1 Identification des différentes sources

Le mécanisme de production principal de l' ^{26}Al dans un environnement astrophysique opère par la capture radiative de protons sur le ^{25}Mg : $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Afin qu'un site astrophysique produise significativement de l' ^{26}Al , il est donc nécessaire que celui-ci passe par une phase où les protons, le ^{25}Mg , ou les deux, sont abondants.

Les environnements riches en protons avec des températures suffisamment importantes pour une production efficace de l' ^{26}Al se trouvent lors des phases de combustion hydrostatique de l'hydrogène. C'est le cas dans le cœur convectif d'hydrogène des étoiles massives ($T > 4 \times 10^7$ K), et dans l'enveloppe et les couches d'hydrogène des étoiles de faible masse et de masse intermédiaire ($T \sim 5 - 9 \times 10^7$ K). Des environnements riches en protons sont aussi trouvés lors de la combustion explosive de l'hydrogène à la surface des naines blanches participant au phénomène de nova (pic de température $T \sim 1.5 - 4 \times 10^8$ K).

Les environnements riches en ^{25}Mg peuvent être trouvés dans les couches riches en carbone et néon des étoiles massives, où l' ^{26}Al peut être produit soit de manière hydrostatique ($T \sim 1 \times 10^9$ K) ou explosive ($T \sim 2 - 2.5 \times 10^9$ K). Le taux de la réaction $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ est élevé pour ces hautes températures ce qui produit de grandes quantités d' ^{26}Al , malgré la faible abondance des protons produits dans ces sites par des réactions comme $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$.

Afin que l'émission gamma issue de la décroissance de l' ^{26}Al soit observée, l' ^{26}Al doit être éjecté dans le milieu interstellaire avant qu'il ne soit détruit dans son site de production. Les conditions requises sont facilement atteintes dans des sites explosifs comme les novæ et supernovæ, ou dans le cas des objets soumis à de fortes pertes de masse comme les étoiles massives dans leur phase Wolf-Rayet, et les étoiles géantes dans leur phase asymptotique (étoiles AGB).

1.2.2 Contribution relative des sources

Pour les trois sources potentielles d' ^{26}Al introduites dans le paragraphe précédent, il est intéressant d'évaluer la quantité d' ^{26}Al éjectée dans le milieu interstellaire lors des derniers $\tau_{26} \sim 10^6$ ans afin de comparer cela à la quantité d' ^{26}Al présente dans la galaxie ($\dot{M}_{26} \sim 2 - 3 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$) déduite à partir des observations gamma. Pour faire cette estimation il est nécessaire de connaître le taux de récurrence de chaque source stellaire f_S (Myr^{-1}) et la quantité moyenne d' ^{26}Al éjectée par chaque source $\langle m_{26} \rangle_S$ ($M_{\odot}$). Le

taux de production d' ^{26}Al s'écrit alors :

$$\dot{M}_{26} = \langle m_{26} \rangle_S \cdot f_S \quad (1.1)$$

D'après les travaux de Prantzos et Diehl [4], le taux de production d' ^{26}Al pour les étoiles AGB de faible masse (LAGB), de masse intermédiaire (MAGB), les novæ (novæ), les supernovæ (SN) et étoiles massives dans leur phase Wolf-Rayet (WR), s'exprime par les relations suivantes :

$$\dot{M}_{LAGB} \sim 5 \times 10^{-3} \frac{\langle m_{26} \rangle_{LAGB}}{10^{-8}} \frac{f_{LAGB}}{5 \times 10^5} M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \quad (1.2)$$

$$\dot{M}_{MAGB} \sim 1 \frac{\langle m_{26} \rangle_{MAGB}}{3 \times 10^{-5}} \frac{f_{MAGB}}{3 \times 10^4} M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \quad (1.3)$$

$$\dot{M}_{nova} \sim 3 \frac{\langle m_{26} \rangle_{ONe}}{3 \times 10^{-7}} \frac{f_{One}}{10^7} M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \quad (1.4)$$

$$\dot{M}_{SN} \sim 1.6 \frac{\langle m_{26} \rangle_{SN}}{8 \times 10^{-5}} \frac{f_{SN}}{2 \times 10^4} M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \quad (1.5)$$

$$\dot{M}_{WR} \sim 0.4 \frac{\langle m_{26} \rangle_{WR}}{2 \times 10^{-4}} \frac{f_{WR}}{2 \times 10^3} M_{\odot} \text{ Myr}^{-1} \quad (1.6)$$

où les valeurs numériques au dénominateur des fractions représente l'ordre de grandeur typique du taux de récurrence et de la quantité moyenne d' ^{26}Al éjectée pour chaque source. Au vu des équations précédentes il apparaît qu'à part les étoiles AGB de faible masse, les autres sources d' ^{26}Al aient une production galactique d' ^{26}Al de $\sim 1 M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$. Il est donc difficile d'identifier la contribution relative des sources restantes permettant de rendre compte de la masse totale d' ^{26}Al dans la galaxie en ne se basant que sur un calcul de taux de production.

Il a alors été suggéré que la distribution spatiale de l'émission galactique à 1.809 MeV puisse être utilisée afin de discriminer les différentes sources, puisque celles-ci n'ont pas la même distribution spatiale dans la galaxie. Malheureusement aucune des sources précédente n'a une distribution spatiale observable en raison de l'absorption par le gaz et la poussière en direction du centre galactique, et/ou à cause d'une faible statistique. À titre d'exemple, les étoiles massives, dans leur phase Wolf-Rayet ne sont observées que dans le voisinage solaire ($\lesssim 2.5$ kpc du soleil), et leur explosion en supernovæ n'a été observée qu'une seule fois lors des 400 dernières années. Face à cette situation une étude détaillée de Knödlseeder [11] a comparé la cartographie de l'émission gamma à 1.809 MeV réalisée par le télescope COMPTEL à des cartes de la galaxie obtenues dans l'ensemble des longueurs d'ondes allant du domaine radio jusqu'à l'émission gamma à très haute énergie. Cette étude a mis en évidence une très forte corrélation entre l'émission à 1.809 MeV et l'émission à 53 GHz qui est un très bon traceur de la population des étoiles massives

($M \gtrsim 20 M_{\odot}$).

1.3 Étoiles massives et production d'²⁶Al

L'étude de Knödlseeder sur la distribution spatiale de l'émission gamma à 1.809 MeV a mis en évidence une corrélation forte entre cette émission et la distribution spatiale des étoiles massives [11]. La mission INTEGRAL a par ailleurs confirmé le lien fort entre la production d'²⁶Al et les étoiles massives, puisque l'émission gamma associée à des régions d'étoiles massives a été observée.

1.3.1 Évolution des étoiles massives

Dans une étoile, les réactions nucléaires dégagent de l'énergie et induisent une pression tendant à son expansion et donc à une diminution de sa température, alors que la gravité tend à contracter l'étoile et tend donc à augmenter sa température et sa densité. Lorsque ces forces se compensent, on parle d'équilibre hydrostatique. Les différentes phases de combustions nucléaires sont entrecoupées par des phases de contraction gravitationnelles qui font augmenter la densité et la température de l'étoile, ce qui relance les réactions nucléaires dans la phase hydrostatique suivante [12]. Au cours de son évolution, une étoile commence par la combustion de l'hydrogène, qui représente la plus grande partie de sa composition initiale, pour former un cœur d'hélium. Lorsque la quantité d'hydrogène dans le cœur de l'étoile diminue, l'énergie nucléaire dégagée diminue également. La pression devient alors très faible pour compenser la gravité et l'étoile se contracte. Si celle-ci est assez massive, la contraction du cœur d'hélium conduit à une augmentation suffisante de la température pour relancer les réactions nucléaires : il y a alors combustion de l'hélium. Les étoiles les plus massives ($M \geq 8M_{\odot}$) continuent leur évolution par les combustion successives du carbone, du néon, de l'oxygène puis du silicium, jusqu'à former un cœur de fer [12]. Les différentes phases de combustion sont de plus en plus courtes, et les densités et les températures mises en jeu augmentent. On parle souvent de structure en « oignon » pour décrire les étoiles en phase de pré-supernova, les couches de combustion étant réparties de façon concentrique autour du cœur de fer.

Lorsque les réactions de fusion deviennent endo-énergétique et demandent trop d'énergie pour pouvoir se produire (au-delà du fer), les réactions nucléaires s'arrêtent et l'énergie nucléaire n'est plus suffisante pour que la pression du gaz compense la gravité, ce qui implique l'effondrement gravitationnel de l'étoile. La densité et la pression du cœur de Fer augmentent alors brusquement. Une onde de choc se propage en retour, expulsant violemment les couches externes dans le milieu interstellaire : on assiste à l'explosion

d'une supernova dite à effondrement gravitationnel (de type Ib, Ic ou II). Lors de cette phase finale, une partie des isotopes issus de la combustion des différentes couches de l'étoile est éjectée dans le milieu interstellaire et d'autres isotopes sont produits : on parle alors de nucléosynthèse explosive.

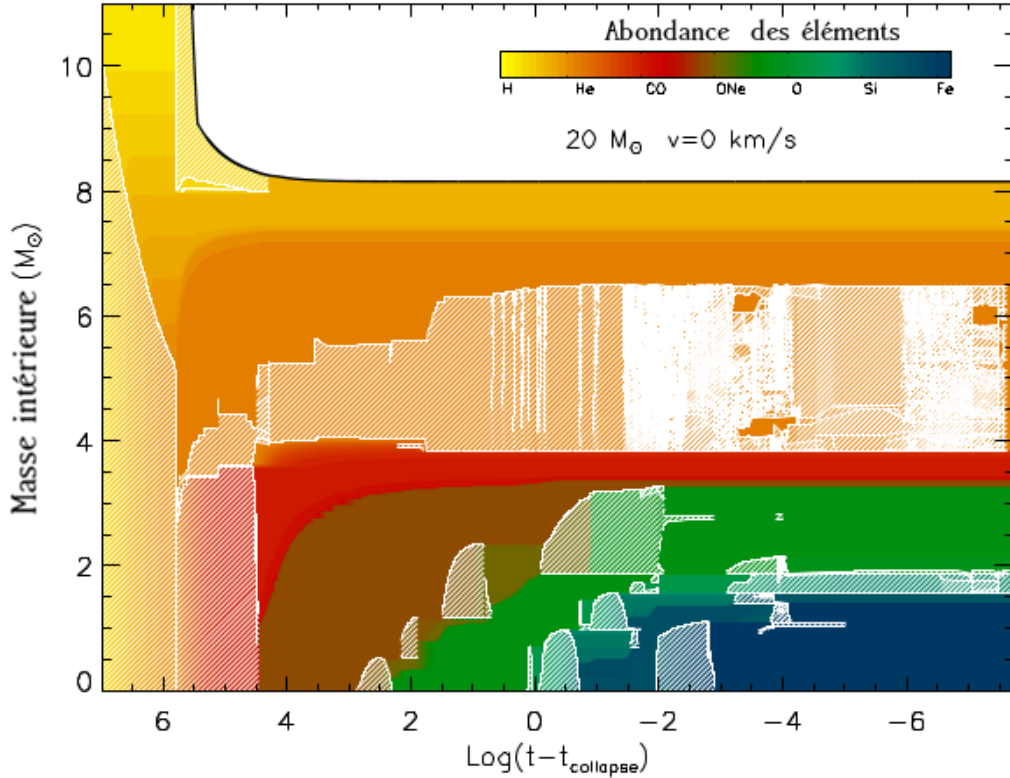


FIGURE 1.4 – Histoire de la composition et convection pour une étoile de $20 M_{\odot}$ sans effet de rotation. La coordonnée de masse intérieure est représentée en fonction du temps précédant l'explosion. Crédit Chieffi et al. [13].

La structure interne d'une étoile massive de $20 M_{\odot}$ obtenue avec le code d'évolution stellaire FRANEC est représentée sur la Figure 1.4. Il s'agit d'un diagramme de Kippenhahn mettant en relation la coordonnée de masse interne en fonction du logarithme du temps résiduel en ans avant l'explosion de l'étoile. Les zones de convection sont représentées par des hachures et la composition chimique est codée en couleur. Si l'on considère une coupe verticale du diagramme précédent juste avant l'explosion, on retrouve la structure en « oignon » décrite précédemment avec le Fer dans les couches les plus profondes et l'hydrogène à la surface.

1.3.2 Sites de production de l' ^{26}Al

Des calculs d'évolution stellaire détaillés ont montré que la production d' ^{26}Al dans les étoiles massives se fait lors de différentes phases de leur évolution. Tout d'abord l' ^{26}Al est produit lors de la combustion centrale de l'hydrogène, puis lors de la combustion dans la couche convective de Ne/C, et enfin lors de la combustion explosive du Ne [14]. Le calcul du rendement en ^{26}Al dans chaque phase de production est illustré sur la Figure 1.5. On observe que ce radioélément est essentiellement produit lors de la combustion explosive Ne/C pour l'ensemble des étoiles entre 11 et 120 masses solaires. Alors que la quantité d' ^{26}Al éjectée par les vents est toujours négligeable pour des étoiles de masses inférieures à $\approx 60 M_{\odot}$, elle représente environ 30% de la contribution totale au-delà.

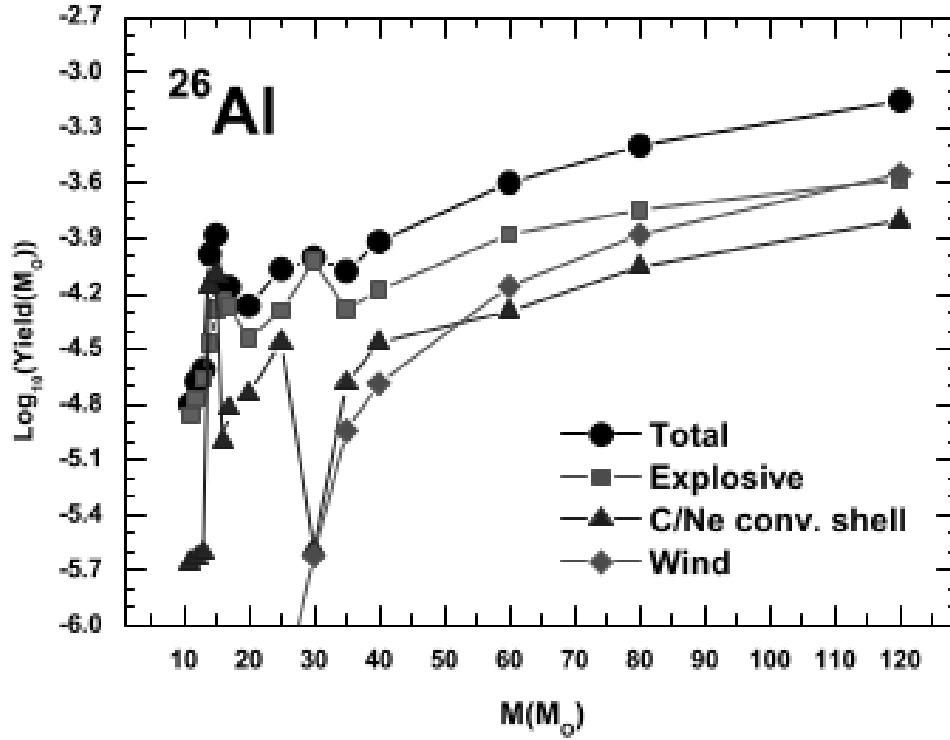


FIGURE 1.5 – Contribution relative des différentes phases de production de l' ^{26}Al en fonction de la masse initiale de l'étoile. Crédit Limongi et al.[14].

1.3.3 Nucléosynthèse de l' ^{26}Al

La nucléosynthèse de l' ^{26}Al dans les sites de production présentés dans la partie précédente est maintenant discutée en détail d'après les travaux de Limongi et Chieffi [14].

1.3.3.1 Combustion centrale de l'hydrogène

Pour l'ensemble des étoiles ayant une masse comprise entre $11 M_{\odot}$ et $120 M_{\odot}$, l' ^{26}Al est produit sur la séquence principale par la réaction $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ et détruit essentiellement par sa décroissance β^+ vers le ^{26}Mg . En effet la réaction de destruction $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ ne devient efficace que pour $T > 50 \times 10^6 \text{ K}$ et même les étoiles les plus massives atteignent difficilement ces conditions à la fin de la combustion centrale de l'hydrogène où les températures sont les plus élevées.

La conversion de l'abondance initiale du ^{25}Mg en ^{26}Al commence dès que l'étoile massive entame la séquence principale puisque la température centrale dépasse $30 \times 10^6 \text{ K}$. Cette conversion s'achève sur une échelle de temps de quelques millions d'années, soit bien moins que la durée de vie de la combustion centrale de l'hydrogène. Lorsque l'hydrogène central est épuisé, l' ^{26}Al se trouve à la fois dans le cœur d'hélium et dans la couche d'hydrogène située juste au-dessus. La combustion de l'hélium détruit d'une manière efficace et rapide l' ^{26}Al par les réactions (n,α) , et (n,p) induites par les neutrons provenant de la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$. Ainsi, la quantité d' ^{26}Al produite lors de la combustion centrale de l'hydrogène qui est réellement préservée jusqu'à la phase explosive est celle se trouvant dans les couches profondes riches en hydrogène, ainsi que celle piégée dans la partie du cœur d'hélium qui n'est pas affectée par la combustion de l'hélium. L' ^{26}Al ainsi produit serait éjecté dans le milieu interstellaire lors de l'explosion de l'étoile si les phénomènes de dredge-up et de perte de masse n'étaient pas présents. L'efficacité de ces effets augmentant avec la masse des étoiles, la production d' ^{26}Al augmente donc de manière monotone avec la masse des étoiles massives comme on peut le voir avec les losanges de la Figure 1.5.

1.3.3.2 Combustion convective en couche du Ne/C

Dans le cas de la combustion en couche du carbone les températures typiques [$\log(T) < 9.08$] ne permettent pas en général une production importante d' ^{26}Al . Cependant, une fois la combustion centrale du silicium terminée, la contraction et le chauffage de la partie centrale du cœur de l'étoile induit une augmentation de température importante (jusqu'à environ $\log(T) \sim 9.08$) de la couche de combustion du carbone. Si, à ce moment, la combustion du carbone se fait dans un environnement fortement convectif, une quantité importante d' ^{26}Al peut être produite. Les modes de production et de destruction de l' ^{26}Al sont les mêmes que lors de la combustion centrale de l'hydrogène. Le taux de la réaction $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ dépend non seulement de sa section efficace mais aussi des abondances du ^{25}Mg et des protons. Le ^{25}Mg provient maintenant des abondances initiales CNO à travers les réactions $(\text{CNO})_{\text{ini}} \rightarrow ^{14}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{25}\text{Mg}$, alors que les protons sont produits

par les réactions $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$ et $^{23}\text{Na}(\alpha,\text{p})^{26}\text{Mg}$. Les hautes températures favorisent la production d' ^{26}Al car (i) la section efficace de la réaction $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$ augmente avec la température, et (ii) la densité de protons augmente suite à l'augmentation des sections efficaces produisant les protons. Il est à noter l'importance cruciale d'un environnement convectif permettant à la fois d'amener du ^{12}C et ^{25}Mg dans la zone de production de l' ^{26}Al , et aussi de déplacer l' ^{26}Al dans des zones plus froides où il est préservé.

Contrairement à la combustion du carbone, l' ^{26}Al est toujours produit lors de la combustion du néon. Une quantité importante de ^{25}Mg n'est pas brûlée lors de la combustion du carbone, et les protons nécessaires à la réaction $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$ proviennent encore de la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha,\text{p})^{26}\text{Mg}$ où les particules alpha sont issues de la réaction de photo-désintégration $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$. Dans un environnement radiatif l'abondance de l' ^{26}Al est le résultat de l'équilibre entre sa production et sa destruction. Ainsi, dès que la photo-désintégration du ^{20}Ne s'arrête une fois la quantité de ^{20}Ne épuisée, la quantité de particules alpha diminue, ce qui réduit à son tour l'abondance de protons, de telle sorte que l' ^{26}Al n'est plus produit, ce qui conduit très vite à sa destruction totale puisque son temps de vie est très court pour ces températures élevées. Encore une fois l'existence d'une couche convective permet de préserver l' ^{26}Al .

La quantité d' ^{26}Al produite dans la couche convective de C ou Ne/C est située suffisamment proche du cœur de fer pour être détruite par le passage de l'onde de choc lors de l'explosion. La quantité d' ^{26}Al ayant survécu à l'explosion est représentée par les triangles sur la Figure 1.5.

1.3.3.3 Phase explosive

L' ^{26}Al est aussi produit lors de l'explosion de l'étoile massive lorsque la température est typiquement de ~ 2.3 milliards de degrés, ce qui est le cas dans la couche convective de carbone. La production de l' ^{26}Al se fait toujours par la réaction $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$ alors que sa destruction est maintenant assurée par les réactions de capture de neutrons $^{26}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$. Le ^{25}Mg provient maintenant principalement de capture (n,γ) sur le ^{24}Mg qui est un résultat de la combustion du carbone et du néon. La densité de neutron qui entre en jeu à la fois dans la production et destruction de l' ^{26}Al est quant à elle le résultat de la compétition de plusieurs réactions : la production de neutron est gouvernée par les réactions (α,n) sur ^{26}Mg , ^{25}Mg , ^{21}Ne et ^{29}Si , et les réactions (p,n) sur l' ^{28}Al , alors que les réactions de capture (n,γ) sur ^{24}Mg , ^{16}O et ^{20}Ne consomment les neutrons. En ce qui concerne les protons nécessaires à la réaction $^{25}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Al}$, ceux-ci sont issus du bilan de leur production par les réactions (α,p) sur le ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{27}Al et ^{23}Na , et de leur destruction par les réactions de capture (p,γ) sur ^{26}Mg , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{27}Al ,

^{25}Mg et ^{30}Si , et les réactions (p,n) sur l' ^{28}Al .

La quantité d' ^{26}Al produite lors de la phase explosive est représentée par les carrés sur la Figure 1.5 et est la contribution la plus importante pour l'ensemble des étoiles.

1.4 Réactions influant la nucléosynthèse de l' ^{26}Al

Dans la partie précédente, nous avons vu que la production de l' ^{26}Al , et de tout autre isotope en général, nécessite une description détaillée aussi bien des phénomènes stellaires (convection, rotation, perte de masse, ...) que des réactions nucléaires mises en jeu. Afin d'identifier les réactions nucléaires ayant le plus d'impact sur la production d'un isotope en particulier, il est courant de faire ce que l'on appelle une étude de sensibilité. Nous présentons dans la suite l'étude d'Iliadis et al. [15] dans le cas de l' ^{26}Al .

1.4.1 Principe des études de sensibilité

Le principe d'une étude de sensibilité est de faire varier un ou plusieurs taux de réactions et d'évaluer l'impact de cette variation sur la production des isotopes d'intérêt. Deux approches existent ; dans la première, chaque taux est varié individuellement en laissant le taux des autres réactions à leur valeur nominale [16], alors que dans la seconde l'ensemble des taux est varié en même temps selon une procédure Monte-Carlo, ce qui permet de traiter les corrélations entre les réactions [17]. L'étude de Parikh et al. [17] dans laquelle les deux approches ont été utilisées a montré que les effets de corrélation entre les réactions avaient un effet mineur sur les résultats.

L'approche la plus complète est de coupler l'ensemble du réseau de nucléosynthèse au modèle d'évolution stellaire considéré. Cependant le temps de calcul étant déjà très long pour une réalisation unique du réseau de nucléosynthèse, il est dans la plupart des cas rédhibitoire de faire une étude complète de sensibilité. Il est alors usuel de découpler le problème en deux étapes. Dans un premier temps le code d'évolution stellaire est utilisé pour générer les profils de température et de densité en fonction du temps pour chaque rayon de l'étoile. Un exemple est donné sur la Figure 1.6 pour le cas de la combustion explosive de la couche Ne/C. Dans un deuxième temps un calcul de « post-processing » va suivre les profils en température et densité et résoudre à chaque instant t le réseau de nucléosynthèse afin de déduire l'abondance des isotopes mis en jeu. Ce calcul étant beaucoup plus rapide qu'un calcul hydrodynamique il permet de faire des études complexes où l'influence de nombreuses réactions sont étudiées.

Il est important de contrôler en détail un certain nombre d'aspects lors d'une étude de sensibilité réalisée en « post-processing ». Tout d'abord, il faut s'assurer que la variation

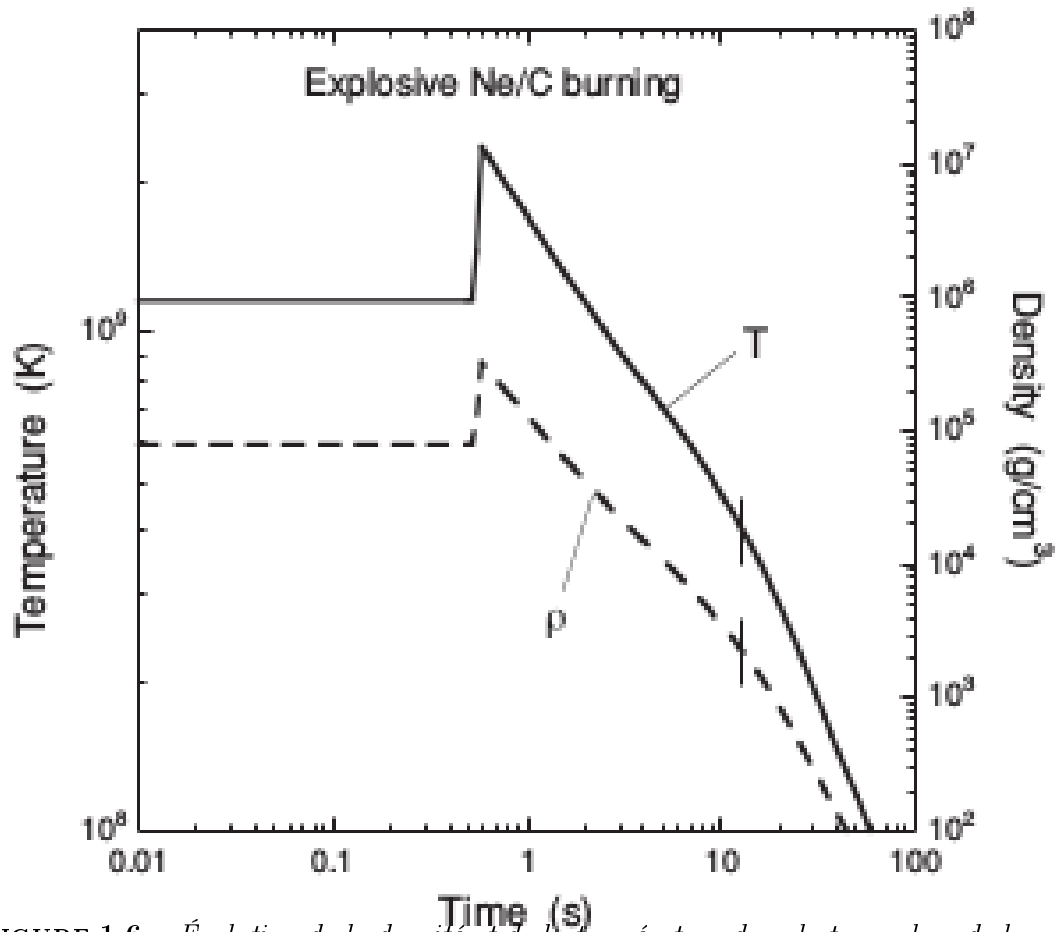


FIGURE 1.6 – Évolution de la densité et de la température dans le temps lors de la combustion explosive Ne/C. Ce profil est obtenu à partir d'un modèle hydrodynamique d'une étoile de $20 M_{\odot}$ [15].

du taux de la réaction nucléaire considérée n'a pas d'impact sur la production d'énergie nucléaire de l'étoile et donc de sa structure. Si c'était le cas, il faudrait alors faire varier le taux de réaction en utilisant un calcul complet hydrodynamique. En second lieu, il est très important de vérifier que l'évolution temporelle de la température et de la densité soit suivie avec précision dans le calcul de « post-traitement ». Le pas en temps est numériquement ajusté afin de suivre l'évolution des abondances au-dessus d'une certaine valeur limite. Par exemple, des variations d'abondance fictives peuvent se produire si un intervalle de temps manque le pic de température, même de quelques pour cent.

1.4.2 Méthodologie

Le réseau de nucléosynthèse utilisé dans l'étude de Iliadis [15] comprend les éléments allant de ^1H au ^{40}Ca , incluant 175 isotopes allant de la « drip-line » neutron à la « drip-line » proton liés par 1648 interactions nucléaires. La stratégie utilisée afin d'identifier le nombre et les réactions ayant un impact potentiel sur la production d' ^{26}Al est maintenant décrite.

Dans un premier temps, un calcul de « post-processing » est effectué sur l'ensemble du réseau de nucléosynthèse en utilisant les taux de réactions nominaux. Les résultats de ce calcul sont visualisés de façon graphique sur la charte des noyaux en représentant les flux d'abondance définis comme le changement des abondances par unité de temps résultant de l'interaction entre deux noyaux. Comme une réaction nucléaire et son inverse sont à l'œuvre en même temps, ce qui compte est le flux *net* d'abondance, c'est à dire la différence des flux de la réaction directe et de son inverse.

Dans un deuxième temps, tous les taux de réactions ayant des flux nets d'abondance plus petits que la valeur maximale du flux dans une limite de trois ordres de grandeur sont considérés pour l'étude variationnelle. À cette liste de réactions sont ajouté l'ensemble des réactions produisant ou détruisant ^{26}Al , ^{27}Al et ^{25}Mg . De nombreux calculs de « post-processing » sont alors effectués en variant le taux de ces réactions, et de leur réaction inverse, de manière individuelle et de manière arbitraire d'un facteur 10, 2, 0.5 et 0.1. Une fois les réactions ayant le plus d'impact sur la production d' ^{26}Al identifiées, il est alors nécessaire d'effectuer une étude des incertitudes nucléaires associées à chaque réaction afin de voir réellement les réactions dont les sections efficaces doivent être précisées.

1.4.3 Résultats

Des calculs de « post-processing » ont été effectués pour chacun des trois environnements où est produit l' ^{26}Al . Toujours en suivant les travaux de Iliadis et al. [15] nous présentons ici le cas de la phase de combustion explosive de la couche de Ne/C puisque c'est celle-ci qui domine la production d' ^{26}Al dans les étoiles massives.

Au début de la combustion explosive, les noyaux les plus abondants sont l' ^{16}O , le ^{20}Ne , le ^{24}Mg , le ^{28}Si , et le ^{12}C . Les profils en temps de la température et la densité (voir la Figure 1.6) sont issus d'un calcul hydrodynamique pour un modèle stellaire d'une étoile de $20 M_{\odot}$. La Figure 1.6 correspond à la coordonnée de masse de $2.04 M_{\odot}$ où la production de l' ^{26}Al durant l'explosion est maximale. Le pic de température et de densité sont respectivement $T = 2.3 \text{ GK}$ et $\rho = 3.2 \times 10^5 \text{ g.cm}^{-3}$. Le calcul de « post-processing » est suivi sur un temps total de 12.8 s. Au-delà la température descend en-dessous de $T = 0.4 \text{ GK}$ et la production d' ^{26}Al s'arrête.

Les flux nets d'abondances obtenus dans le cas d'un calcul de « post-processing » utilisant les taux de réaction nominaux sont représentés sur la Figure 1.7. Cette Figure donne une première idée de « l'activité nucléaire » lors de la nucléosynthèse de l' ^{26}Al dans la phase explosive d'une étoile massive. Les flux nets les plus importants proviennent des réactions $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ et $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ responsables de la combustion explosive du Ne. En terme de flux net d'abondance, la réaction principale produisant l' ^{26}Al est $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$. Concernant la destruction de l' ^{26}Al ce sont les réactions de capture de neutron (n, p) et (n, α) qui dominent. Ces résultats confirment ceux précédemment établis dans l'étude de Limongi et Chieffi [14].

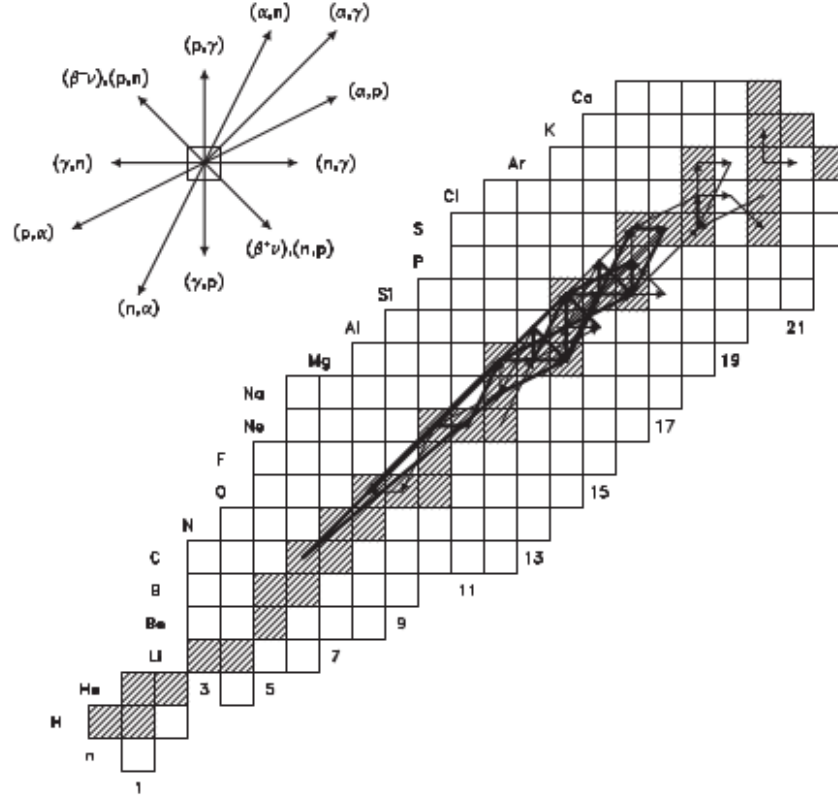


FIGURE 1.7 – Flux nets d'abondances obtenus par un calcul de « post-processing » lors de la combustion explosive Ne/C, intégré sur une durée totale de 12.8 s. Le réseau est constitué par tous les nucléides représentés sous forme de carrés. Les flux d'abondances les plus importants, à savoir ceux au sein d'un, deux et trois ordres de grandeur du débit maximal, sont respectivement représentés par les flèches les plus épaisses, d'épaisseur intermédiaire, et les plus minces. [15].

Par la suite, les taux de 70 couples de réactions directes et inverses ont été variées arbitrairement par un facteur 10, 5, 0.2 et 0.1. Les six réactions ayant un impact de plus de 20% sur la nucléosynthèse de l' ^{26}Al sont : $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$, $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$, $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$, $^{24}\text{Mg}(n, \gamma)^{25}\text{Mg}$, $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$, et $^{30}\text{Si}(p, \gamma)^{31}\text{P}$. Les deux premières réactions détruisent

et produisent respectivement l' ^{26}Al , alors que les deux réactions suivantes détruisent et produisent le ^{25}Mg . La cinquième réaction produit le ^{24}Mg à partir duquel le ^{25}Mg est synthétisé par capture de neutrons. La sensibilité de l'abondance finale de l' ^{26}Al à toutes ces réactions n'est donc pas surprenante. L'effet de la sixième réaction n'est pas si direct que cela. Il s'agit en effet d'une des réactions les plus efficace pour ingurgiter les protons. Diminuer son taux de réaction va ainsi augmenter le nombre de protons disponibles au moment du pic en température et densité, ce qui va convertir plus de ^{25}Mg en ^{26}Al .

1.5 État des lieux expérimental des réactions de destruction de l' ^{26}Al

1.5.1 Mesures de sections efficaces

Parmi les réactions identifiées précédemment lors de l'étude de sensibilité de Iliadis et al. [15], nous nous intéresserons dans le cadre de cette thèse aux réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$. Pour les températures typiquement atteintes (≈ 2.3 GK) lors de la combustion explosive, les états d' ^{27}Al peuplés par les deux réactions précédentes se situent dans les 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron $^{26}\text{Al}+n$ ($S_n = 13.057$ MeV). Ces états se situant au dessus des seuils d'émission proton ($S_p = 8.271$ MeV) et alpha ($S_\alpha = 10.092$ MeV) ils sont donc non liés vis-à-vis de ces émissions.

Malgré l'importance astrophysique des réactions de destruction de l' ^{26}Al par capture de neutron, les données disponibles sont rares. Ceci est en grande partie dû au fait que l' ^{26}Al est un isotope radioactif de courte demi-vie, d'abondance naturelle très faible, ce qui rend la préparation d'une cible extrêmement difficile. Afin de surmonter cette difficulté, les premières études expérimentales se sont orientées vers la mesure des réactions inverses $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$ et $^{23}\text{Na}(\alpha,n)^{26}\text{Al}$ [18], dont les sections efficaces peuvent être reliées aux sections efficaces des réactions d'intérêt à l'aide du théorème de réciprocité. Malheureusement, cette approche n'est sensible qu'au branchement vers l'état fondamental de la réaction directe ($^{26}\text{Al}(n,p_0)^{26}\text{Mg}$ par exemple) ce qui peut sous-estimer le taux de réaction total puisque les voies de réaction qui peuplent les états excités des noyaux de ^{26}Mg et de ^{23}Na ne sont pas prises en compte. C'est notamment le cas de la réaction $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ qui est dominée par la voie de réaction (n,p_1) . En effet le spin et la parité de l'état fondamental de l' ^{26}Al étant 5^+ , les états résonnants d'intérêt sont des hauts spins qui décroissent principalement vers le premier état excité du ^{26}Mg (2^+) au détriment de son état fondamental (0^+) puisque la barrière centrifuge est plus faible dans le premier cas.

Quatre mesures directes mettant en jeu une cible radioactive d' ^{26}Al ont été réalisées jusqu'à présent. Dans la première [19] la section efficace de la réaction $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ a été mesurée avec un faisceau de neutrons dont le spectre avait une distribution en énergie proche de distributions de Maxwell-Boltzman pour $kT = 40 \times 10^{-6}$, 31 et 71 keV correspondant aux températures $T = 4.6 \times 10^{-7}$, 0.36 et 0.82 GK. Toujours dans ce même travail, une dernière mesure a été effectuée avec un faisceau de neutron ayant des énergies comprises entre 270 et 350 keV. Les sections efficaces mesurées sont donc moyennées et aucune information sur les résonances neutron individuelles ne peut être déduite.

La deuxième étude [20] a étudié la réaction $^{26}\text{Al}(n,p_1)^{26}\text{Mg}$ à des énergies neutrons $E_n \leq 70$ keV et la réaction $^{26}\text{Al}(n,\alpha_0)^{23}\text{Na}$ pour $E_n \leq 10$ keV en utilisant des détecteurs silicium à barrière de surface montés en $\Delta E - E$. La section efficace de la réaction $^{26}\text{Al}(n,p_0)^{26}\text{Mg}$ n'a pas pu être mesurée à cause de limitations expérimentales. Deux résonances à 5.578 keV et 33.70 keV ont été observées dans le cas de la réaction $^{26}\text{Al}(n,p_1)^{26}\text{Mg}$. La résonance à 5.578 keV a aussi été observée dans la voie de décroissance $^{26}\text{Al}(n,\alpha_0)^{23}\text{Na}$. Les largeurs partielles et totales de ces résonances n'ont pas été extraites bien que la force de ces résonances soit donnée.

Les sections efficaces des réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ ont aussi été mesurées avec des neutrons thermiques [21] provenant du Réacteur à Haut Flux (RHF) de L'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble. Il a été observé que la voie de décroissance (n,p_1) domine (n,p_0) avec des sections efficaces respectives de 1942 ± 95 mb et 8.1 ± 0.8 mb. Dans le cas de la réaction $^{26}\text{Al}(n_{th},\alpha)^{23}\text{Na}$, c'est la voie de décroissance (n,α_0) qui domine par rapport à (n,α_1) avec respectivement 261 ± 13 mb et 74 ± 4 mb, ce qui semble suggérer la présence d'une ou plusieurs résonances de spin et parité $11/2^+$ proche du seuil d'émission neutron [21].

Enfin, les réactions $^{26}\text{Al}(n,\alpha_0)^{23}\text{Na}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha_1)^{23}\text{Na}$ ont été mesurées à GELINA jusqu'à une énergie $E_n = 108.5$ keV [22]. De nouvelles résonances (n,α) ont été observées à 41.3, 85.2 et 108.5 keV par rapport à [20]. L'analyse de la forme des résonances a permis d'extraire la largeur totale de ces dernières pour des énergies inférieures à 34.950 keV. Les branchements protons n'ont pas été observés car le système de détection était optimisé pour que les particules alpha s'arrêtent dans les détecteurs ce qui n'était pas le cas des protons.

1.5.2 Taux de réaction

Les taux des réactions de capture de neutrons $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ issus des études expérimentales introduites précédemment sont présentées sur la Figure 1.8. Concernant le taux de la réaction $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$, on observe que le taux issu des mesures

de Skelton et al. [18] ne représente qu'une fraction des autres taux, ce qui se comprend aisément puisque la mesure inverse de Skelton et al. n'est sensible qu'à la composante (n,p_0) de la section efficace alors que c'est la composante (n,p_1) qui domine. Les taux de réactions déduits des mesures de Koehler et al. [20] et Trautvetter et al. [19] sont sensibles respectivement aux composantes (n,p_1) et (n,p_0+p_1) . On voit cependant que ces deux résultats même s'ils ne couvrent pas la même région en températures, ne sont pas compatibles.

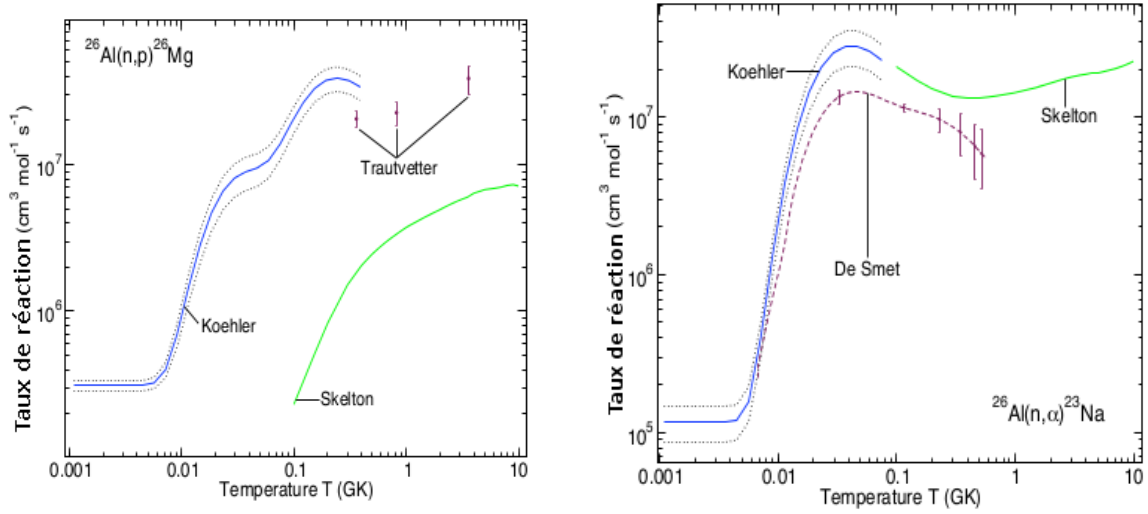


FIGURE 1.8 – Taux des réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ (gauche) et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$ (droite) présentés dans Ogini et al. [23].

Concernant le taux de la réaction $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$, les taux issus des travaux de Koehler et al. et Skelton et al. sont basés sur le branchement dominant (n,α_0) alors que le travail de De Smet et al. considère en plus le branchement (n,α_1) . Il apparaît une incompatibilité entre les taux de Koehler et al. et de De Smet et al.

Face à cette situation où des incohérences existent entre les différentes déterminations du taux de réaction aussi bien pour $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ que pour $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$, les modèles d'évolution stellaire utilisent des taux de réaction dans la gamme de température d'intérêt basés sur le modèle statistique de Hauser-Feshbach [24]. La densité de niveaux vers $E_X \approx 13$ MeV dans l' ^{27}Al devrait être assez grande pour justifier l'utilisation d'un tel modèle statistique. Cependant, étant donné que le spin et la parité de l'état fondamental de l' ^{26}Al est 5^+ , les états de l' ^{27}Al ayant la contribution la plus importante au taux de réaction ont des spins élevés, typiquement $9/2^+$ et $11/2^+$ ou de $7/2^-$ à $13/2^-$ selon que la capture de neutron se fasse à travers une onde s ou p . Seule une fraction des états de l' ^{27}Al aura ces spins élevés ce qui peut remettre en question la validité du modèle statistique dans ce cas. Le faible nombre de résonances observées dans les mesures directes va dans

ce sens.

Méthode et dispositif expérimentaux

Ce chapitre est consacré à l'exposition de la méthode utilisée pour étudier les réactions $^{26}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$, ainsi qu'à la description des dispositifs expérimentaux utilisés lors des deux expériences réalisées à Orsay et à Munich.

2.1 Méthode expérimentale

L'objectif de ce travail est de déterminer les propriétés spectroscopiques (E_x , J^π , et les largeurs partielles proton, neutron et alpha) des états peuplés par les réactions $^{26}\text{Al}(\text{n},\text{p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$ jusqu'à 500 keV au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al ($S_n = 13.057$ MeV).

Bien que des mesures directes soient possibles, le besoin d'un faisceau de neutrons et d'une cible radioactive d' ^{26}Al auxquels nous n'avons pas accès nous a poussé à envisager cette étude en utilisant une méthode indirecte. Cela consiste à peupler les états excités de l' ^{27}Al à l'aide d'une réaction autre que celle d'intérêt astrophysique. Plusieurs réactions utilisant des faisceaux de particules chargées et des cibles stables permettent d'étudier l' ^{27}Al , par exemple $^{26}\text{Mg}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Al}$, $^{23}\text{Na}(\alpha,\text{p})^{26}\text{Mg}$, et $^{26}\text{Mg}(\text{p},\text{n})^{26}\text{Al}$. Cependant, nous avons choisi d'utiliser la réaction de diffusion inélastique des protons sur une cible d' ^{27}Al : $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{p}')^{27}\text{Al}$. Ce choix est motivé par la très faible sélectivité du mécanisme de réaction à l'oeuvre dans le cas de la diffusion inélastique. En effet, des études précédentes comme celles de Moss [25] et Doekes [26] ont montré que tous les niveaux connus de l' ^{27}Al et qui sont compris entre l'état fondamental et 9 MeV ont été peuplés par cette réaction.

Parmi ces états, ceux de hauts spins et d'intérêt astrophysique ($J^\pi = 9/2^+, 11/2^+, 7/2^-, 9/2^-, 11/2^-$) sont observés [27]. De plus, le fond observé est faible et cela jusqu'à des énergies d'excitation de 11 MeV voir Figure 2.1 [25].

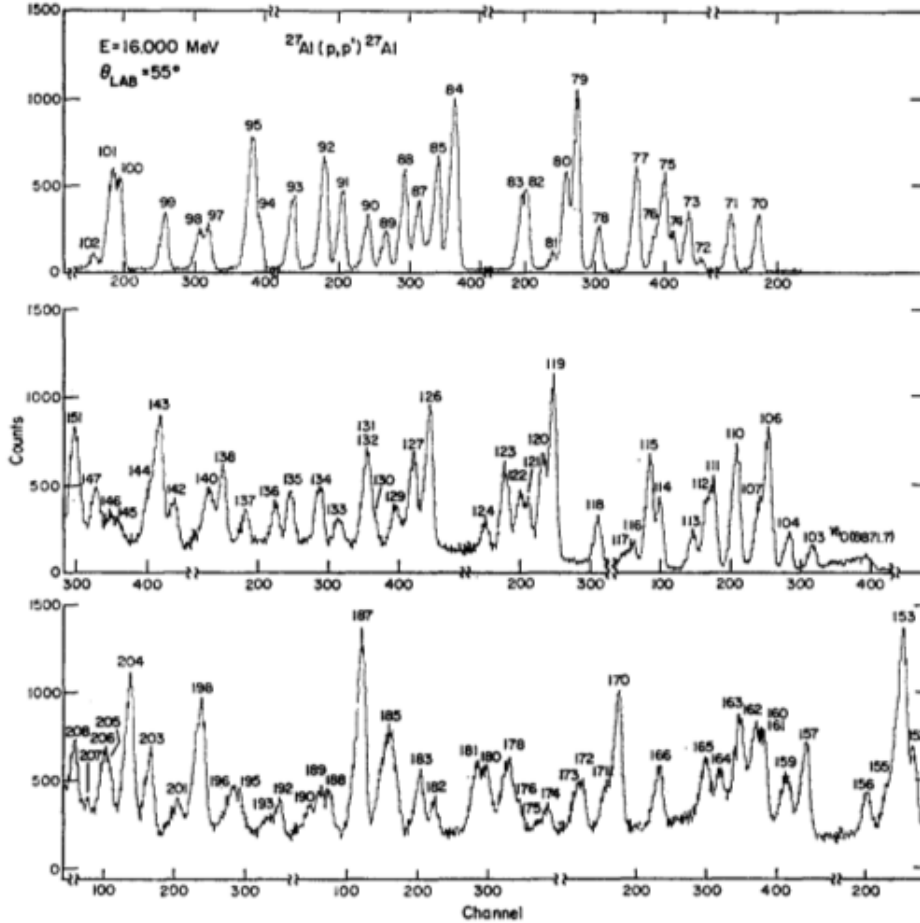


FIGURE 2.1 – Spectre de protons observé à $\Theta_{Lab} = 55^\circ$ lors du bombardement d'une cible d'aluminium par un faisceau de protons à 16 MeV [25]. La plage en énergie d'excitation est comprise entre 8.288 MeV et 10.749 MeV. Crédit Moss et al. [25].

La réaction de diffusion inélastique $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ a été étudiée à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) et au Laboratoire Maier-Leibnitz (MLL) de l'Université Technique de Munich. L'expérience réalisée à Orsay vise à mesurer avec précision les positions des états excités de l' ^{27}Al allant jusqu'à 500 keV au dessus du seuil neutron, ainsi que les rapports de branchements des niveaux concernés. Nous ne présenterons dans cette thèse que l'analyse de la détermination des énergies des niveaux. L'expérience réalisée à

Munich a un double objectif. D'une part, la mesure précise des énergies des états excités de l' ^{27}Al allant jusqu'à 500 keV au dessus du seuil neutron. Et d'autre part, la mesure des distributions angulaires des niveaux concernés afin de contraindre la valeur de leurs spins et parités.

2.2 Accélérateur Tandem

Dans cette partie nous allons décrire le dispositif de production, d'accélération et de transport de faisceau de la source d'ions jusqu'à la cible en passant par l'accélérateur de particules Tandem. Les similitudes ou les différences entre les installations à Orsay et à Munich seront indiquées lorsque cela s'avérera nécessaire.

2.2.1 Source d'ions duoplasmatron

Cette source est utilisée principalement pour la production des faisceaux ^1H , ^2H , ^3He , et ^4He . Cependant, des faisceaux d'ions lourds (C^- , O^- et NH^-) sont également produits. Le principe de fonctionnement de ce type de source est présenté sur la Figure 2.2. Du gaz d'hydrogène ou d'hélium est introduit dans une première chambre à une pression inférieure au Torr. Cette chambre est constituée par l'électrode intermédiaire contenant le filament (cathode). Ensuite, les électrons émis par le filament sont accélérés par la tension d'arc et créent des ions positifs. Un plasma est formé ; d'une part dans la première chambre, et d'autre part dans une seconde chambre entre l'électrode intermédiaire et l'anode. Cette anode est percée d'un trou (0.9 mm) pour l'extraction, et usinée en forme de cône sur la face arrière permettant l'expansion du plasma. Une bobine autour de l'électrode intermédiaire crée un champ magnétique qui augmente le parcours des électrons dans la première chambre (augmentation de la probabilité d'ionisation) et confine le plasma entre l'électrode intermédiaire et l'anode (augmentation de la densité d'ionisation). Le faisceau positif du plasma est extrait à l'aide de l'électrode d'extraction. Ce faisceau passe ensuite dans le canal d'échange de charge dans lequel est admis de l'hydrogène ou de la vapeur de lithium. Au cours de collisions atomiques, des ions capturent des électrons et deviennent négatifs (l'intensité du faisceau positif est de l'ordre de quelques mA, et celle du faisceau négatif est de l'ordre de quelques μA) [28].

2.2.2 Tandem

Le Tandem fait partie de la catégorie des accélérateurs électrostatiques dont le fonctionnement repose sur un principe simple. Les ions produits par la source d'ion, sont

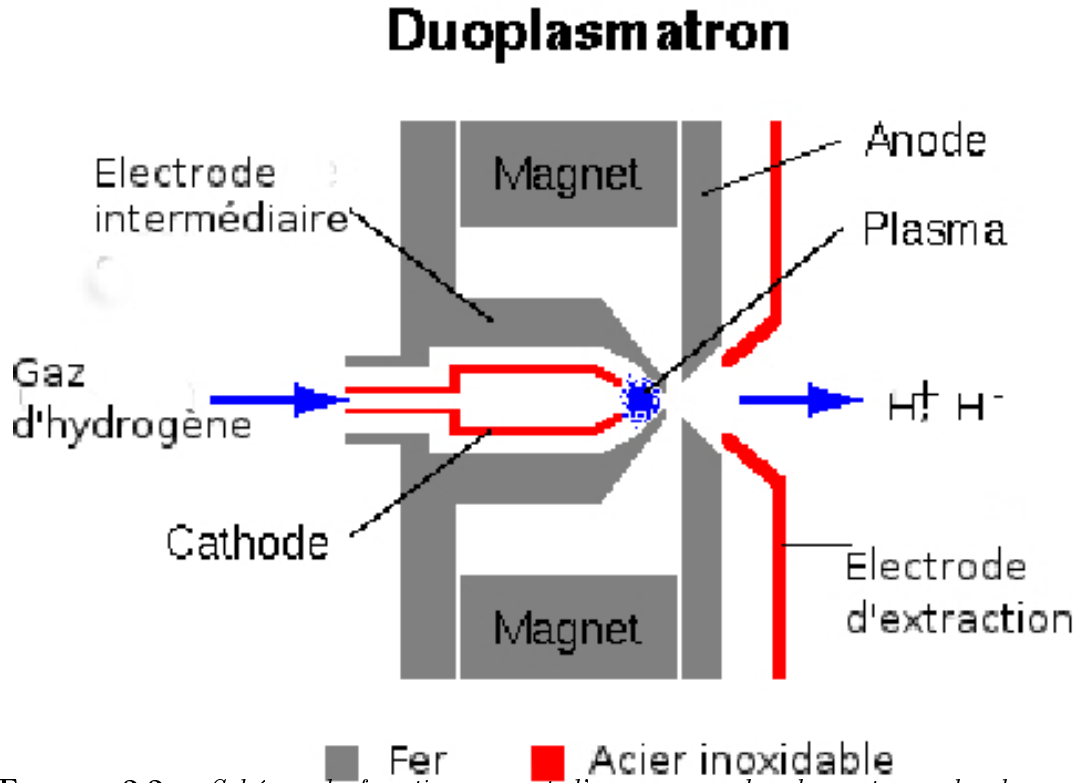


FIGURE 2.2 – Schéma de fonctionnement d'une source duoplasmatron : le plasma est comprimé une première fois dans la région intermédiaire située entre la cathode et l'électrode, puis comprimé une seconde fois entre l'électrode et l'anode par l'application d'un champ magnétique axial (voir texte).

injectés dans une enceinte sous un vide élevé et aux extrémités de laquelle est appliquée une haute tension ΔV . Ainsi les ions de charge q sont accélérés vers l'autre extrémité, où ils constituent un faisceau que l'on dirige vers la zone expérimentale avec une énergie E donnée comme suit :

$$E = q\Delta V + E_{inj} \quad (2.1)$$

où E_{inj} représente l'énergie des ions à l'entrée de l'accélérateur (énergie d'injection des ions dans l'accélérateur). En 1931, Van De Graaff obtenait des protons de 100 keV [29]. Depuis lors, des progrès ont été effectués dans la réalisation des hautes tensions, et les accélérateurs de type Van De Graaff fournissent plus de 10 MV.

Une avancée majeure dans le développement de ce type d'accélérateur a permis la réalisation d'accélérateurs à double étage, qui sont en quelque sorte deux machines Van De Graaff en série. Une variante actuellement en service dans le domaine de la physique nucléaire est le Tandem [30] dont un exemple de schéma est montré sur la Figure 2.3. Grâce à des chaînes isolantes en rotation, la partie centrale du Tandem est portée à un

potentiel positif de plusieurs millions de volts, qui dans le cas de Munich et d'Orsay est de 15 MV. De cette façon, le centre positif accélère les ions chargés négativement une fois entrés dans le Tandem. Une fois arrivés au milieu, ces ions traversent un éplucheur (mince couche de carbone ou de gaz) qui leur arrache des électrons et les transforme en ions positifs de charge z ; de ce fait ils subissent une nouvelle accélération vers la sortie de la machine et l'énergie totale transférée aux particules est donnée par l'équation suivante :

$$E = (z + 1)\Delta V + E_{inj} \quad (2.2)$$

Ce type de machines est un véritable outil de précision :

- La résolution en énergie du faisceau délivré est de l'ordre de 1 pour 10000.
- Il peut accélérer des ions lourds jusqu'à l'or.
- Les particules qu'il délivre arrivent de façon homogène dans le temps (faisceau continu), même si un système de pulsation peut être installé.

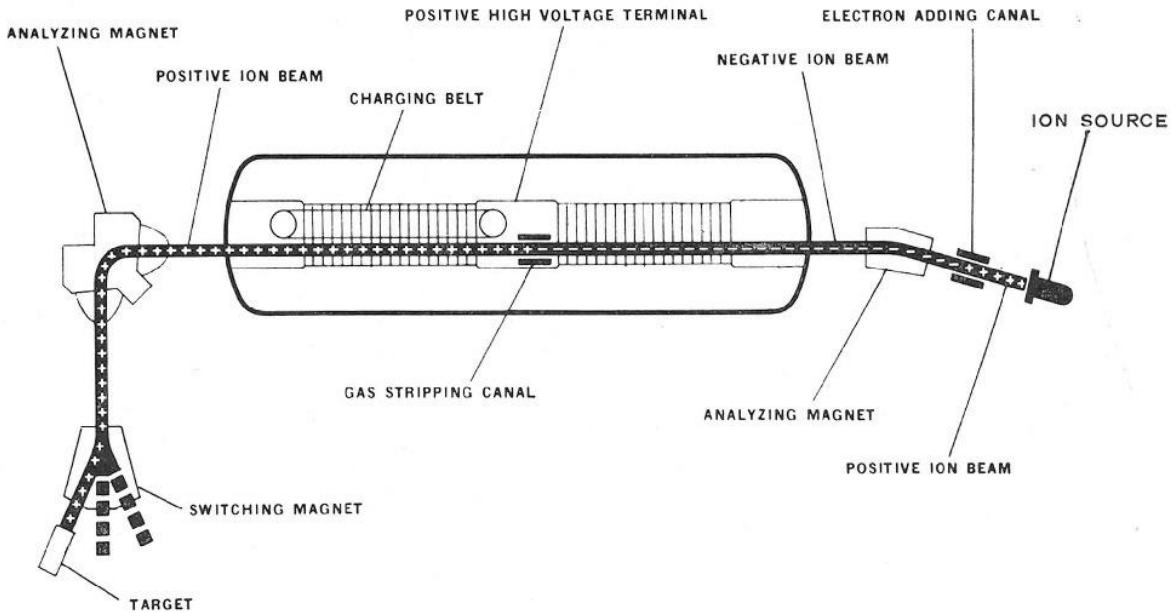


FIGURE 2.3 – Schéma d'accélérateur électrostatique type Tandem : les ions produits par la source sont sélectionnés à l'aide d'un aimant d'analyse avant d'entrer dans l'accélérateur. On note qu'à Orsay seul un quadropôle électrostatique conduit les ions de la source vers l'entrée du Tandem. Les ions sont ensuite accélérés vers le centre positif et traversent un éplucheur qui leur arrache des électrons et les transforme en ions positifs. Ils sont alors accélérés vers la sortie du Tandem par la répulsion du centre positif. Le schéma a été adapté à partir de l'article de Skorka [30].

2.2.3 Transport faisceau

Dans le cas des deux expériences que nous avons menées, les énergies des faisceaux de protons utilisés sont : 18 MeV pour l'expérience à Orsay et 20 MeV pour l'expérience de Munich. Le faisceau de protons obtenu à la sortie du Tandem, parcourt sous un vide typique de 10^{-6} mbar, une distance de plusieurs dizaines de mètres et change deux fois de direction. Une première fois lors de son passage dans l'aimant d'analyse à 90° dont le rôle est de sélectionner l'énergie du faisceau. Une seconde fois lors de son passage dans l'aimant d'aiguillage distribuant le faisceau dans les différentes lignes expérimentales. Dans le cas d'Orsay, l'aimant dévie le faisceau d'un angle de 28° pour le diriger vers la salle où se trouve le spectromètre Split-Pole. Un ou deux doublets de quadrupôles magnétiques conduisent ensuite le faisceau sur la cible.

La très bonne résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E} = 2.10^{-4}$ de ce type de faisceau est obtenue grâce à un système de lèvres de stabilisation placées à la sortie de l'aimant d'analyse. Un dispositif électronique sensible à la différence de courant mesurée sur chacune des lèvres permet d'agir sur le potentiel au terminal de la machine.

2.3 Dispositif expérimental à Orsay et à Munich

Bien que les deux accélérateurs d'Orsay et de Munich soient similaires ; les cibles, les spectromètres ainsi que les dispositifs de détections utilisés sont différents. Dans cette partie ces différents éléments seront décrits.

2.3.1 Les cibles

Les cibles à Orsay Au cours de l'expérience réalisée à Orsay, nous avons utilisé trois cibles : une cible d' ^{27}Al , une cible de carbone naturel, et une cible de mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$). Les cibles de carbone et de mylar sont utilisées pour identifier les pics de contamination pouvant être observés sur les spectres obtenus avec la cible d' ^{27}Al .

Comme nous cherchons à déterminer la positions des niveaux avec la meilleure précision possible, il est important de bien maîtriser l'ensemble des paramètres expérimentaux et notamment de déterminer avec précision les épaisseurs de cibles. En effet le plan focal du spectromètre Split-Pole est calibré à l'aide de protons de haute énergie (~ 15 MeV), alors que les protons associés aux niveaux d'intérêt n'ont environ que 4 ou 5 MeV. Du aux différences de pouvoir d'arrêt entre ces deux énergies, une erreur sur l'épaisseur de la cible introduit une erreur sur la détermination des énergies d'excitation.

La méthode de détermination de l'épaisseur de la cible consiste à effectuer une mesure de la perte d'énergie des particules α dans la cible en question. Le dispositif est composé

d'une source α d' ^{241}Am ($E_\alpha=5.486$ MeV), des trois cibles dont on veut mesurer l'épaisseur et d'une diode au silicium détectant les particules α . Dans un premier temps on relève la position en canal du pic d' ^{241}Am sans la cible et c'est la position de référence. Dans un deuxième temps, on intercale chaque cible entre la source α et la diode, et on mesure la position du pic. La différence de position entre le pic obtenu et le pic de référence, permet d'accéder à l'énergie perdue par la particule α lorsqu'elle traverse la cible (voir Figure 2.4). En utilisant les tables de pertes d'énergie de Ziegler [31], il est alors possible de déduire l'épaisseur de la cible.

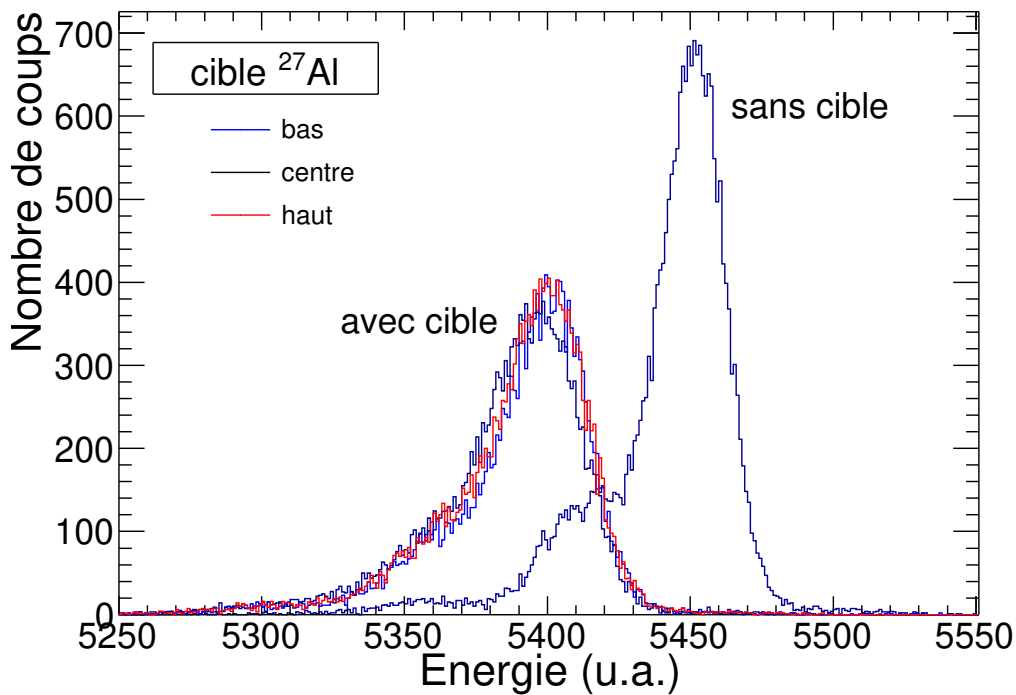


FIGURE 2.4 – Détermination de l'épaisseur d'une cible d' ^{27}Al à l'aide d'une source d' ^{241}Am . La différence de position entre la mesure sans et avec cible permet de déterminer l'épaisseur de cible. Alors que les pics rouge et bleu correspondant à des mesures en haut et en bas de la cible se superposent, le troisième pic noir correspondant à une mesure au centre de la cible est légèrement décalé. On observe une dégradation en résolution dans le cas avec cible dû au straggling en énergie des α dans celle-ci.

Dans le cas de la cible d' ^{27}Al et afin d'avoir une idée de l'homogénéité de la cible, trois mesures ont été faites : au point d'impact du faisceau (centre) ainsi qu'au dessus et en dessous. D'après les tables de perte d'énergie de Ziegler les particules α d'énergie 5.486 MeV perdent en moyenne 0.57 keV ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$) dans la cible d' ^{27}Al . Au centre de cette cible, les particules alpha perdent une énergie de 55.9 ± 0.23 keV, ce qui correspond donc à une épaisseur de cible de 97.7 ± 4.98 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les mesures de l'épaisseur de la cible d' ^{27}Al sont présentées dans le Tableau 2.1. La barre d'erreur associée à l'épaisseur

de cible vient d'une part de l'erreur sur la détermination expérimentale de la position des pics ($\leq 1\%$) et d'autre part de l'erreur sur les pertes d'énergies (environ 5%). On note que l'épaisseur déterminée au centre de la cible est plus importante qu'en haut et en bas, ce qui est probablement lié à un dépôt de carbone (tâche noire observée) accumulé au cours de l'expérience à l'endroit de l'impact du faisceau.

	Haut	Centre	Bas
ΔE_α (keV)	50.6 ± 0.24	55.9 ± 0.23	51.4 ± 0.25
Épaisseur ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	88.5 ± 4.4	97.7 ± 4.9	89.9 ± 4.51

TABLE 2.1 – *Épaisseurs de la cible d' ^{27}Al déterminées en haut, au centre, et en bas à l'aide d'une source α .*

La même méthode a été utilisée pour mesurer l'épaisseur des cibles de carbone et de mylar, pour lesquelles nous mesurons respectivement $80.0 \pm 4.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $203.3 \pm 12.4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Les cibles à Munich Pour l'expérience de Munich, nous avons utilisé une cible d' ^{27}Al d'une épaisseur de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le choix d'une cible de faible épaisseur permet de réduire les pertes d'énergie des protons lorsqu'ils traversent la cible et de réduire les effets du straggling en énergie qui dégradent la résolution. Nous avons aussi utilisé des cibles de carbone naturel et de ^{28}Si , d'épaisseur $\approx 9 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $\approx 25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les spectres obtenus avec la cible de carbone seront utilisés pour la soustraction du fond, et ceux obtenus avec la cible de ^{28}Si seront utilisés pour la calibration en position du plan focal du spectromètre. Pour cette expérience, et au contraire de l'expérience d'Orsay, nous n'avons pas utilisé de cible de mylar. En effet les résultats de l'expérience d'Orsay ont montré l'absence de contamination en oxygène dans la zone d'énergie d'excitation d'intérêt. Nous n'avons pas mesuré expérimentalement l'épaisseur des cibles, et nous avons utilisé les valeurs précises à 10 % données par le fabricant. En effet, et contrairement au cas du Split-Pole, le plan focal du spectromètre est calibré à l'aide de protons ayant la même énergie que ceux provenant de la réaction d'intérêt. Une éventuelle erreur sur la mesure de l'épaisseur de la cible n'aura donc pas d'effet sur l'extraction des positions des niveaux d'énergie.

2.3.2 Spectromètre magnétique

Un spectromètre magnétique est un filtre de rigidité magnétique. Pour un champ magnétique B donné, le produit de ce champ par le rayon de courbure ρ de la trajectoire

de la particule analysée est appelé rigidité magnétique. Celle-ci est égale au quotient de la quantité de mouvement mv de cette particule par sa charge q :

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (2.3)$$

2.3.2.1 Spectromètre Split-Pole d'Orsay

Le spectromètre Split-Pole installé à Orsay, est constitué de quatre pièces polaires séparées formant deux dipôles (voir Figure 2.5). Cette disposition permet une focalisation dans le plan axial (vertical) et une réduction des aberrations dans le plan radial.

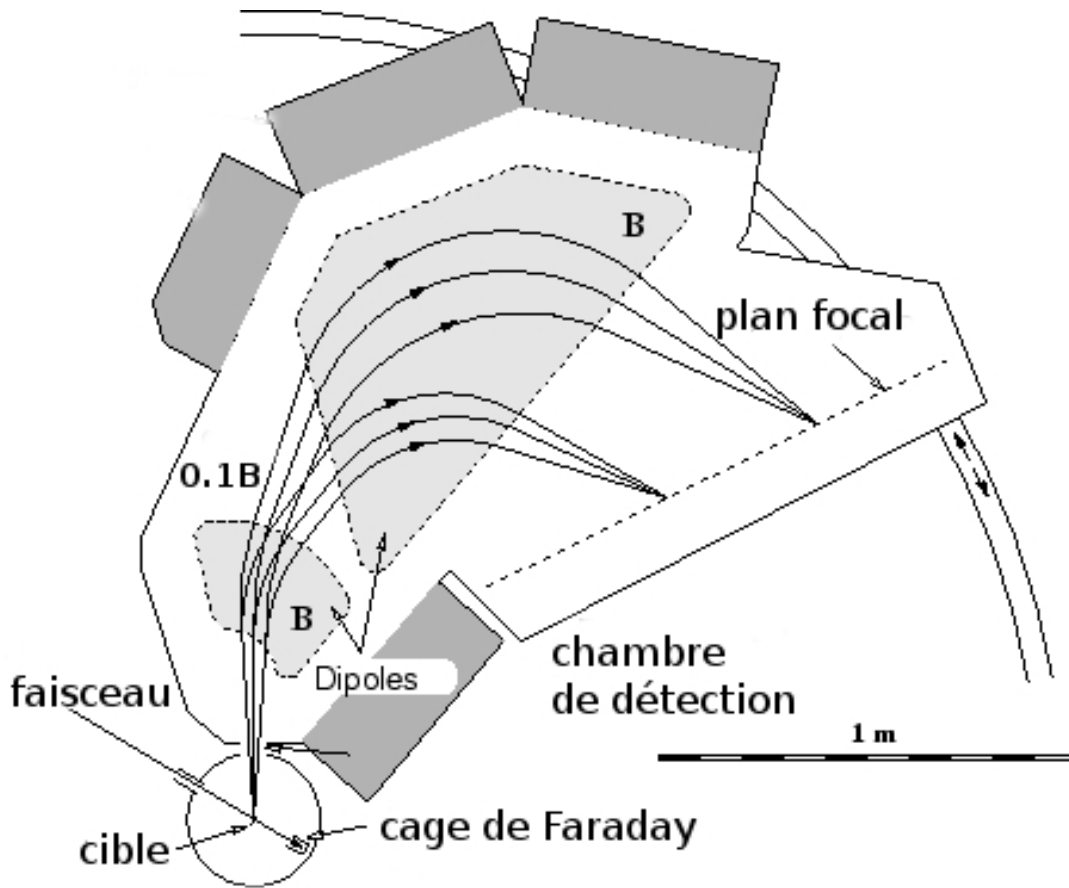


FIGURE 2.5 – Schéma du spectromètre *Split-Pole* constitué de deux dipôles magnétiques. Ces deux dipôles assurent respectivement une bonne focalisation axiale et une réduction des aberrations dans le plan radial. Ce schéma est adapté de Spencer et al. [32].

Les principales caractéristiques du spectromètre Split-Pole sont présentées dans la liste suivante :

- La résolution en énergie $E/\Delta E$ est de l'ordre de 2500.

- Le rapport entre le rayon de la trajectoire maximum ρ_{max} et minimum ρ_{min} est d'environ 2.8. D'où une plage en énergie analysée sur l'ensemble du plan focal $E_{max}/E_{min} = 8$.
- Un angle solide maximum de 4 msr est possible, mais afin de limiter les aberrations pour travailler avec la meilleure résolution possible, l'angle solide utilisé est de 1.7 msr. Pour travailler à la résolution maximale et l'angle solide maximum, il serait nécessaire de mesurer précisément la direction des particules dans le plan focal, afin de reconstituer les trajectoires de celles-ci. L'ouverture angulaire dans la direction verticale est limitée par la dimension de l'entrefer à environ 2° . Dans la direction horizontale, cette ouverture est limitée par les aberrations à environ 3° .
- La rigidité magnétique maximum est de 1.65 Tm.
- La surface image est voisine d'une surface plane inclinée de 45° par rapport à la direction moyenne des trajectoires.
- La dispersion est telle que pour une variation $\Delta\rho$ du rayon de courbure des trajectoires, la position du point image se déplace dans le plan focal d'une quantité ΔS , donnée comme suit :

$$\Delta S = 2.5\Delta\rho \quad \text{avec} \quad 2.5 = \frac{D}{\cos(42^\circ)}. \quad (2.4)$$

où $D = 1.9$ est la dispersion.

$$\Delta S = 1.25\rho \frac{\Delta E}{E} \quad (2.5)$$

- À cause de l'inclinaison du plan focal sur les trajectoires des particules, on a $\frac{\Delta S}{S} = 1/2$.
- Le grandissement horizontal est voisin de $1/3$, donc le grandissement angulaire est voisin de 3. Le grandissement vertical est indépendant de l'énergie dans la plage analysée et il est voisin de 2.6.

2.3.2.2 Spectromètre Q3D de Munich

Le spectromètre magnétique Q3D est constitué de quatre éléments polaires, un quadripôle (Q) et de trois dipôles (DI, DII et DIII) placés en série. Ce spectromètre a été fabriqué par SCANDITRONIX à Stockholm et son schéma est représenté sur la Figure 2.6. Le schéma montre que les deux premiers éléments, le quadripôle Q et le dipôle DI sont suivis d'un élément dit correctif. Cet élément correctif permet de produire dif-

férents gradients de champ (quadripôlares, hexapôlares, octupôlares, et décupôlares) perpendiculairement au faisceau pour compenser les effets cinématiques.

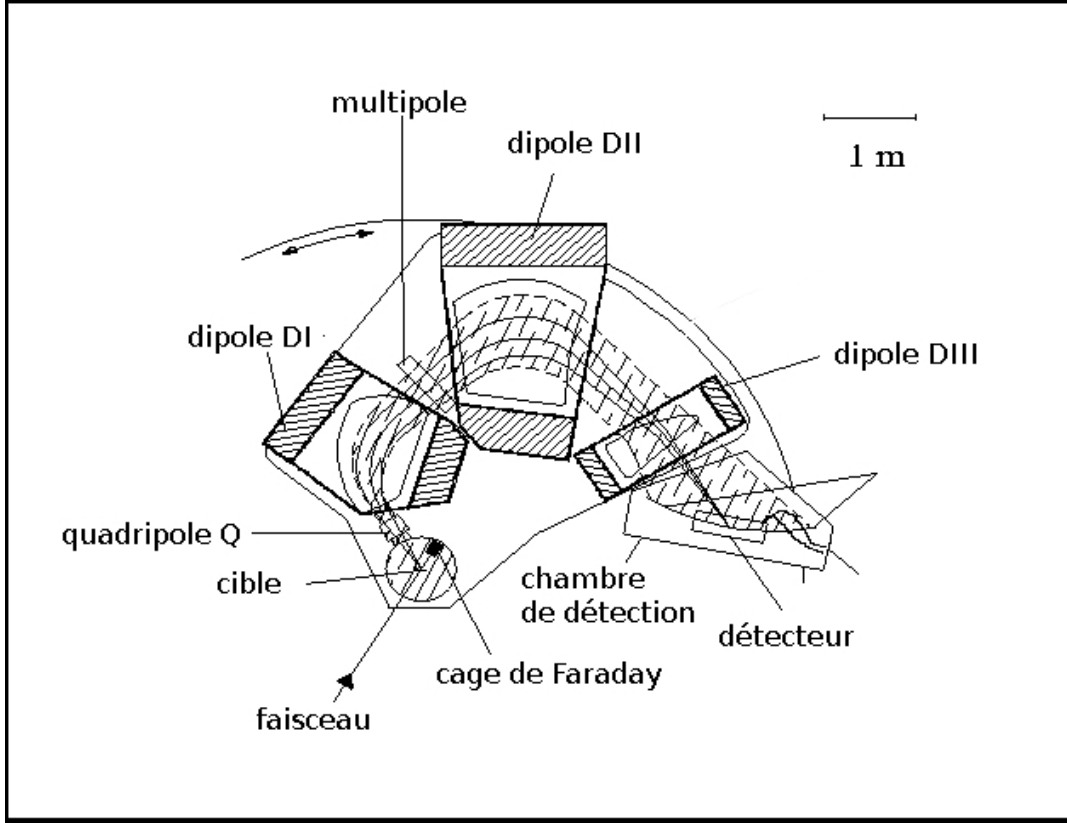


FIGURE 2.6 – Schéma du spectromètre Q3D constitué d'un quadripôle magnétique et de trois dipôles magnétiques placés en série avec un multipôle intercalé entre le premier et le second dipôle. Ce schéma est adapté de Hans et al. [33].

Le spectromètre Q3D possède à la fois une très haute résolution en énergie et un grand angle solide. Ses principales caractéristiques sont :

- Une résolution en énergie de $E/\Delta E = 5000$.
- Le rapport entre le rayon de la trajectoire maximum ρ_{max} et minimum ρ_{min} est d'environ 1.22. D'où une plage en énergie analysée sur l'ensemble du plan focal $E_{max}/E_{min} = 1.5$.
- Un angle solide de 14.7 msr.
- La dispersion d'énergie le long du plan focal est de 10.2.

L'avantage principal du spectromètre Q3D par rapport au Split-Pole est d'avoir une meilleure résolution en énergie, une plus grande dispersion (d'un facteur 5), et de pouvoir fonctionner avec une acceptance angulaire plus grande tout en minimisant les aberrations.

2.3.3 Dispositif de détection

Pour détecter et caractériser une particule, l'expérimentateur dispose d'un arsenal de détecteurs dont le choix et l'assemblage dépendent de l'expérience envisagée. À la sortie du spectromètre, dans la région du plan focal, est placé un ensemble de détection dont la fonction est de déterminer la nature des produits de réactions (protons, deutons, tritons,...), de mesurer les abscisses de leurs points d'impact dans le plan image, et de compter le nombre de particules de chaque type.

2.3.3.1 Plan focal à Orsay

La détection dans le plan focal du Split-Pole est composée de plusieurs éléments [34]. Un premier détecteur appelé détecteur position, mesure l'abscisse S . Cette information permet d'obtenir la rigidité magnétique $B\rho$ de la particule et donc une valeur précise de son énergie. Un second détecteur séparé du premier par une mince feuille de mylar, mesure la perte d'énergie ΔE . Enfin un scintillateur plastique mesure l'énergie résiduelle des particules. L'ensemble de ces trois détecteurs permet l'identification du type de particules.

Détecteur position Le détecteur position est un compteur proportionnel, dont la cathode est constituée de bandes inclinées à 45° afin que celles-ci soient parallèles aux trajectoires des particules. Bien que les bandes de collecte du capteur utilisé sont espacées de 2,54 mm, il est néanmoins possible de localiser avec une haute résolution le signal induit par la charge [34]. Chacune de ces bandes est connectée à un point différent d'une ligne à retard ($2\ \mu\text{s}$ pour 50 cm) et la localisation est déterminée par la différence entre les temps d'arrivée de la charge aux deux extrémités de la ligne. Borkowski et Kopp [35, 36] ont indiqué que dans le cas du Split-Pole, la résolution en position peut être estimée à environ 0,2 % de la longueur du détecteur pour des particules incidentes à 45° , ce qui correspond à une résolution d'environ 1 mm pour la longueur active du détecteur de 50 cm.

Le détecteur ΔE Le détecteur ΔE est un compteur proportionnel classique placé juste après le détecteur position, duquel il n'est séparé que par une mince feuille de mylar. Ces deux détecteurs forment un ensemble modulaire fonctionnant sous une pression de 340 mbars de propane. Ainsi les particules qui pénètrent par le détecteur position sortent par le détecteur ΔE .

Détecteur E Le détecteur E est un scintillateur plastique de modèle NE110 fait de matière organique. Il est caractérisé par une longueur de 50 cm, une hauteur de 40 mm, et d'une épaisseur d'environ 5 mm. Il possède un guide de lumière ainsi qu'un photo-multiplicateur à chaque extrémité. Lorsqu'une particule chargée s'arrête dans un scintillateur, l'énergie déposée par cette particule va se retrouver sous forme d'un certain nombre de photons de luminescence proportionnelle à l'énergie déposée.

2.3.3.2 Plan focal à Munich

Le Spectromètre Q3D de Munich utilise trois détecteurs dans son plan focal, deux compteurs proportionnels multi-fils (MWPCs) et un scintillateur [37]. Le scintillateur utilisé est du modèle NE104 dont la section transversal est de $7 \times 14 \text{ mm}^2$; ce détecteur est caractérisé par un temps de décroissance de 1.8 ns, ce qui lui permet de faire des mesures à des taux élevés. La disposition des détecteurs du plan focal est représentée sur la Figure 2.7.

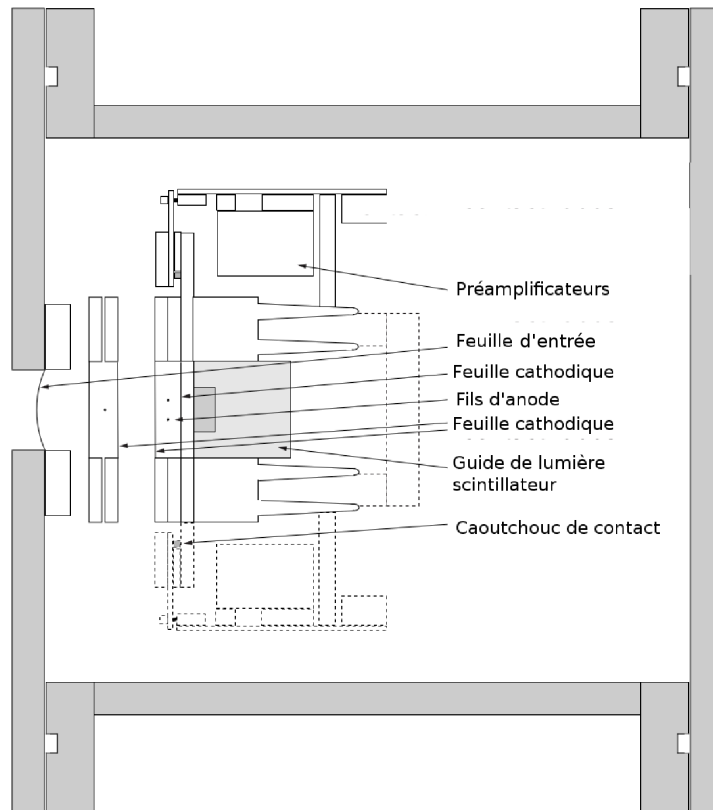


FIGURE 2.7 – Schéma montrant le dispositif de détection dans le plan focal du spectromètre Q3D de Munich. Les particules pénètrent par le côté gauche et traversent successivement les deux compteurs proportionnels et le scintillateur plastique. Schéma adapté de Wirth et al. [37].

Dans le premier compteur proportionnel, une tension est appliquée entre l'anode et

la cathode. Les particules chargées traversent l'enceinte du compteur et ionisent le gaz. Les électrons produits sont accélérés vers l'anode, et entraînent sur leurs parcours des ionisations supplémentaires augmentant ainsi l'amplitude du signal. Les charges collectées sur l'anode donnent alors une mesure de l'énergie déposée. Le second compteur proportionnel du Q3D est constitué de deux fils d'anode, et d'une cathode segmentée. Cette cathode est utilisée pour mesurer la position dans le plan focal. L'avalanche des électrons autour de l'anode induit un signal cathodique répartis sur un certain nombre de bandes. En ajustant par une gaussienne l'amplitude des charges collectées, la position sur le plan focal peut être déterminée avec une précision supérieure à la largeur de la bande (voir Figure 2.8).

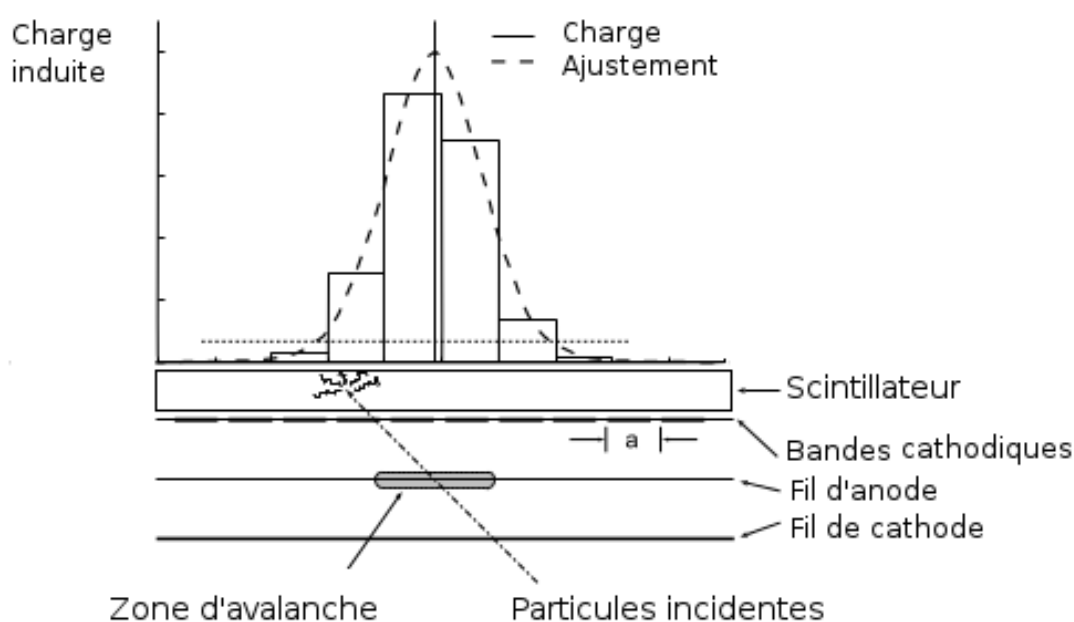


FIGURE 2.8 — Schéma montrant la façon dont le deuxième compteur proportionnel du plan focal du spectromètre Q3D de Munich permet de déterminer la position des produits de la réaction dans le plan focal. Schéma adapté de Wirth et al. [37].

2.3.4 Électronique et acquisition des données

Le rôle de la chaîne d'électronique et de l'acquisition est de convertir les signaux analogiques de sortie associés à chaque détecteur en signaux numériques écrits sur le disque dur dans un certain format de données.

2.3.4.1 Électronique et acquisition des données à Orsay

Les signaux des détecteurs du plan focal sont préamplifiés dans la salle d'expérience avant d'être envoyés dans la salle de contrôle où se trouve le système d'acquisition. Les signaux ΔE , du plastique, et des fils d'anode du détecteur position sont amplifiés puis envoyés vers les codeurs. Les signaux gauche et droite du détecteur position sont amplifiés à l'aide d'un TFA (*Timing Filter Amplifier*) dont la sortie alimente un discriminateur à fraction constante (CFD). Un des deux signaux est ensuite retardé. Les deux signaux logiques générés par le CFD passent par un TAC (*Time to Amplitude Converter*) produisant un signal dont l'amplitude est proportionnelle à la différence de temps d'arrivée des signaux en entrée. Ce dernier signal est ensuite envoyé vers le codeur. La carte de contrôle attribue un temps absolu aux événements traités par les codeurs appelés cartes COMET (COdage Marqué En Temps) [38]. Avec ce système, l'acquisition n'utilise pas de trigger : chaque détecteur est considéré comme une source indépendante pour laquelle le signal physique (amplitude) est associé à un code de temps absolu.

Tous les événements qui tombent dans une fenêtre de temps de $16\mu s$ constituent un seul et un même événement physique. La reconstruction des événements physiques oblige d'avoir un ensemble de données en ordre chronologique. Mais le flux de données issu du chassis COMET n'est pas chronologiquement ordonné. En effet, à la sortie de chaque carte, c'est l'événement le plus rapidement traité sur l'ensemble des six voies qui est envoyé en premier. Et cela indépendamment du temps absolu établi au moment de la réception de l'événement à l'entrée de la voie, ce qui génère un désordre chronologique dans le flux sortant. Afin de classer les données enregistrés dans un ordre chronologique, il faut les réordonner avant d'utiliser un algorithme de reconstruction. Un programme de conversion des données [39], permet de convertir et de sauvegarder les données au format ROOT [40] qui offre un accès rapide aux informations stockées.

2.3.4.2 Électronique et acquisition des données à Munich

L'acquisition est déclenchée lorsque les signaux des deux compteurs proportionnels et du scintillateur sont présents. Les charges collectées dans l'anode du compteur proportionnel, dans le scintillateur et dans chaque segment de la cathode du second compteur proportionnel, sont enregistrées pour chaque événement. À la fin de chaque run, deux mesures d'échelle de comptage sont obtenues "scaler1" et "scaler3". Ces deux échelles servent à mesurer la charge totale accumulée et le temps mort. L'échelle "scaler1" est directement reliée à la cage de Faraday dans laquelle s'arrête le faisceau et enregistre une impulsion tous les $2\mu C$. Lorsque l'acquisition est déclenchée, les impulsions provenant de la cage de Faraday sont aussi introduites dans l'échelle "scaler3".

Après le déclenchement de l'acquisition, le signal de la cathode doit être lu et évalué pour déterminer si l'événement est valide. Si ce signal est au dessus du seuil de déclenchement, un signal est envoyé au module de lecture. Ce module balaie ensuite les bandes adjacentes pour trouver des signaux au dessus du seuil de déclenchement. Si entre la troisième et la septième bande, des signaux au-dessus de ce seuil sont observés, alors le signal est considéré comme valide. L'information sur la position est ajoutée par le module de lecture à la sortie des données. Si le module de lecture est occupé par un événement précédent, alors le module de lecture ne donne pas l'information sur la position et retourne la valeur 0. Cela permet aussi de déterminer le temps mort à partir du nombre de coups dans le plan focal et le nombre de 0 retournés sur les positions non déterminées.

2.3.5 Comparaison des deux dispositifs expérimentaux

Une comparaison de quelques propriétés des deux installations d'Orsay et de Munich est faite dans le Tableau 2.2.

Propriétés	Orsay	Munich
Intensité du faisceau	~ 100 nA	~ 1 μ A
Résolution en énergie du spectromètre	2500	5000
ρ_{max}/ρ_{min}	2.8	1.22
Angle solide maximal	4 msr	14.7 msr
Rigidité magnétique maximale	1.65 Tm	
Dispersion d'énergie sur le plan focal	1.9	10.2
Épaisseur des cibles	~ 100 μ g/cm ²	~ 10 μ g/cm ²

TABLE 2.2 – *Comparaison de quelques propriétés types entre les dispositifs expérimentaux d'Orsay et de Munich.*

Bien que les accélérateurs de particules des deux laboratoires d'Orsay et de Munich sont similaires, les spectromètres offrent des propriétés différentes. Le spectromètre Split-Pole possède une plus grande acceptance en moment et une moins bonne résolution en énergie (facteur 2) que le spectromètre Q3D. Ces différences n'avantagent pas un spectromètre par rapport à l'autre, mais elles les rendent complémentaires. Si l'on a pour objectif d'explorer une large gamme en énergie le Split-Pole est l'instrument qui est le mieux adapté, mais si l'on s'intéresse à faire des mesures avec une plus grande résolution en se focalisant sur une région réduite en énergie d'excitation le Q3D est alors mieux adapté que le Split-Pole. À titre d'exemple, pour couvrir l'intervalle en énergie d'excitation de l'²⁷Al allant de l'état fondamental à 14 MeV, il faut utiliser quatre valeurs du champ magnétique avec le Split-Pole. Et pas moins de douze valeurs du champ magnétique sont nécessaires rien que pour couvrir la gamme en énergie allant

de l'état fondamental au seuil neutron avec le Q3D.

Les cibles utilisées pour l'expérience de Munich sont plus minces que celles qui sont utilisées à Orsay, ceci pour ne pas dégrader la résolution expérimentale. En effet, pour un spectromètre avec la résolution du Q3D, les effets d'élargissement des pics dûs au straggling en énergie dans la cible ainsi qu'aux différences de pertes d'énergie avant et après interaction du faisceau doivent être minimisés. L'utilisation de cibles minces entraîne inévitablement une diminution du nombre de coups, mais ceci est compensé à la fois par un angle solide plus important (14.7 msr), et par une intensité du faisceau plus grande de l'ordre du μA . Pour l'expérience d'Orsay, les cibles sont plus épaisses que celles utilisées à Munich, puisque la résolution en énergie du spectromètre Split-Pole est moins bonne que celle du spectromètre Q3D. Ceci permet d'avoir un nombre de coups plus élevé malgré une ouverture angulaire (4 msr) plus faible que celle du Q3D, sans pour autant dégrader la résolution expérimentale.

Traitement des données de l'expérience réalisée à Orsay

Nous présentons dans ce chapitre l'ensemble des étapes de l'analyse des données concernant la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ réalisée à Orsay à l'aide du spectromètre Split-Pole.

3.1 Sélection des données

Lors de l'interaction d'un faisceau avec une cible, plusieurs types de réactions ont lieu produisant ainsi des particules de nature différente. La première étape de l'analyse des données est d'identifier les particules émises associées à la réaction d'intérêt. Dans notre cas, il est nécessaire d'identifier les protons issus de la diffusion élastique et inélastique des deutons et tritons issus des réactions de transfert $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$ et $^{27}\text{Al}(p,t)^{25}\text{Al}$. Ces deux réactions sont énergétiquement possibles, mais seule la première produit des particules susceptibles d'être détectées dans les conditions de l'expérience (énergie faisceau, angle de détection et les valeurs du champ magnétique choisies).

Afin d'identifier et sélectionner les protons correspondant aux diffusions élastiques et inélastiques, nous représentons sur la Figure 3.1 les spectres bidimensionnels suivants : (i) mesure de la position dans le plan focal (Pos) en fonction de la perte d'énergie (ΔE) dans le compteur proportionnel et (ii) perte d'énergie (ΔE) en fonction du signal du fil d'anode (Fil) du détecteur position. On observe sur chacun des spectres, deux régions associées à deux types de particules. Lorsque des particules chargées traversent un milieu matériel, celles-ci perdent de l'énergie principalement par collision avec les électrons du

milieu. Ces pertes d'énergies sont données par la formule de Bethe-Bloch [41] :

$$-\frac{dE}{dx} = k \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

où $k=0.3070 \text{ MeV/g.cm}^2$, z est la charge des particules incidentes, Z et A sont respectivement le numéro atomique et le nombre de masse du matériau, $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, m_e est la masse de l'électron, δ est un paramètre d'écrantage et I est la constante d'ionisation qui dépend du matériau.

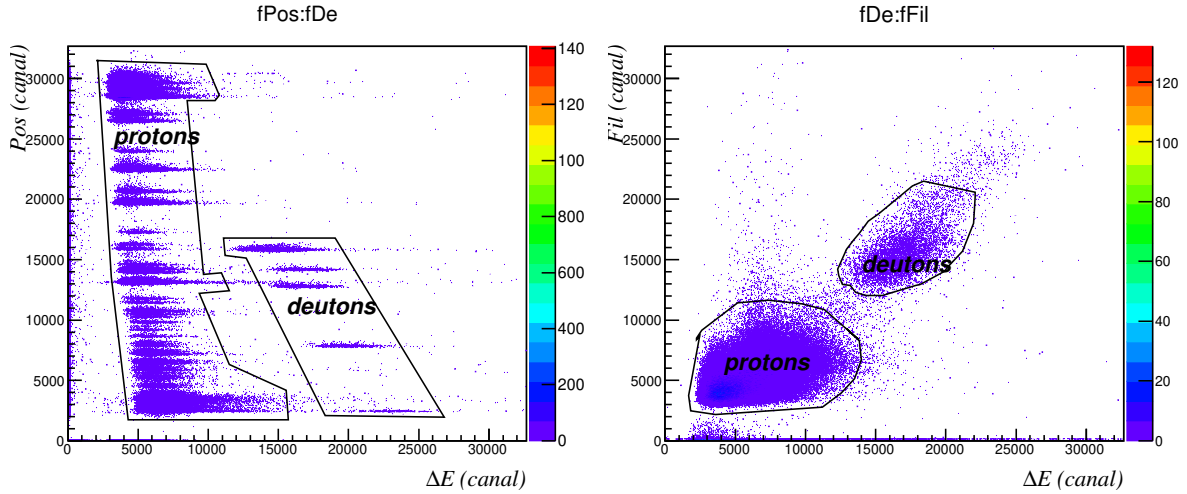


FIGURE 3.1 – Spectres d'identification dans le plan focal obtenus à 40° et pour un champ magnétique de 0.7443T . Les spectres à gauche et à droite représentent, la mesure de la position (Pos) en fonction de la perte d'énergie (ΔE) dans le compteur proportionnel et la perte d'énergie (ΔE) en fonction du signal du fil (Fil). Les événements liés aux protons et aux deutons sont indiqués.

Considérons le spectre position versus ΔE (Figure 3.1 à gauche). Deux types de particules différentes ayant une même position dans le plan focal ont la même rigidité magnétique ($B\rho = mv/q$). Ainsi, pour la même charge, la particule la plus légère a une vitesse plus grande. Comme la perte d'énergie dépend du terme $\frac{z^2}{\beta^2}$, celle-ci est plus petite pour la particule la plus légère. On peut donc associer les protons au locus de gauche. Les protons peuvent aussi être identifiés à partir du spectre bidimensionnel des pertes d'énergie ΔE en fonction du signal fil (Figure 3.1 à droite). Dans la pratique, les deux sélections sont appliquées simultanément.

3.2 Calibration du plan focal

Pour extraire les énergies des niveaux peuplés au dessus du seuil neutron de l' ^{27}Al , il est nécessaire de calibrer le détecteur position du plan focal afin d'obtenir une relation entre le rayon de courbure ρ et la position en canal.

3.2.1 Énergie du faisceau et angle de détection

Pour réaliser une bonne calibration du détecteur position du plan focal, il est important de connaître précisément l'énergie faisceau (E_p) et l'angle de détection (θ_{sp}).

3.2.1.1 Méthode

Ces deux paramètres ont été déterminés par un processus itératif utilisant les réactions de diffusion inélastique $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$, et $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$, ainsi que la réaction de transfert $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$. En effet, le repérage précis en $B\rho$ et en angle permet de déterminer l'énergie incidente et le zéro angulaire avec la précision requise. La méthode est d'autant plus précise que des cinématiques différentes sont utilisées.

Dans un premier temps, onze états excités de l' ^{27}Al (843.76 (9), 1014.56 (9), 2212.01 (10), 2734.9 (7), 4410.2 (4), 4510.3 (4), 4580.0 (8), 5155.6 (8), 5248.0 (6), 5960.3 (7), et 6651.3 (7) keV) pris sur l'ensemble du plan focal ont été utilisés pour obtenir une relation entre le rayon de courbure ρ et la position dans le plan focal (Figure 3.2). La relation obtenue est ensuite ajustée par un polynôme du premier ordre pour obtenir un étalonnage.

Dans un deuxième temps, l'étalonnage est appliqué et les rigidités magnétiques des protons associés aux premiers états excités du ^{12}C et de l' ^{16}O ainsi que le niveau fondamental et les trois premiers états excités de l' ^{26}Al sont déterminés. Les valeurs ainsi obtenues sont comparées aux rigidités magnétiques associées aux énergies d'excitation connues en calculant le carré de la différence entre les valeurs mesurées et tabulées divisé par le carré de l'erreur associée à la valeur mesurée.

Cette procédure a été répétée pour plusieurs couples de valeur (E_p , θ_{sp}). L'énergie incidente est variée sur l'intervalle en énergie compris entre 17.985 MeV et 18.005 MeV par pas de 2 keV. L'angle du spectromètre est quant à lui varié de 39.4° à 41.5° par pas de 0.1° .

3.2.1.2 Cas de la réaction $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$

Les résultats de la procédure précédemment décrite sont représentés sur la Figure 3.3 pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$. Les couleurs sur cette Figure sont un indice du décalage

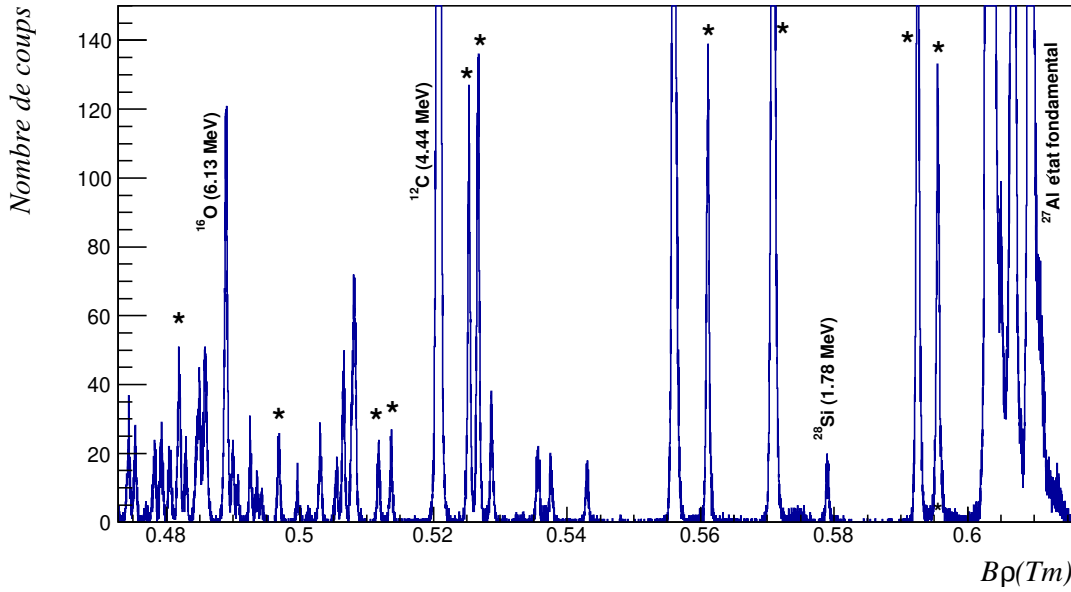


FIGURE 3.2 – Spectre en rigidité magnétique des protons utilisé pour la calibration du plan focal. Ce spectre couvre une gamme d'énergie d'excitation de l' ^{27}Al allant de l'état fondamental à 7 MeV. Les pics indexés par des astérisques sont utilisés pour la calibration du plan focal (voir texte). Les pics provenant de réactions parasites sont aussi indiqués.

obtenu pour les quatre états : l'état fondamental et les trois états excités à 0.228 MeV, 0.416 MeV et 1.057 MeV de l' ^{26}Al . L'ensemble des couples (E_p, θ_{sp}) minimisant la procédure décrit une droite dans le plan précédant et il n'est donc pas possible de déterminer à la fois l'énergie du faisceau et l'angle de détection avec l'unique réaction $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$.

3.2.1.3 Cas des réactions $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$

Pour restreindre la valeur du couple (E_p, θ_{sp}) , nous avons appliqué la même procédure en utilisant cette fois-ci les pics associés aux états à 4.44 MeV du ^{12}C et 6.13 MeV de l' ^{16}O . Les résultats sont présentés sur la Figure 3.4. On observe des structures en bandes horizontales pour chaque réaction qui indiquent une faible sensibilité à une variation raisonnable de l'énergie du faisceau. Cependant, elles permettent de déterminer l'angle de détection du dispositif expérimental. Celui-ci est estimé avec une faible erreur entre 40.5° et 40.9° dans le cas de la réaction $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$. Dans le cas de la réaction $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$, un angle compris entre 40.6° et 40.8° est obtenu. En combinant ces deux déterminations angulaires, nous obtenons un angle de détection de $40.7^\circ \pm 0.27^\circ$.

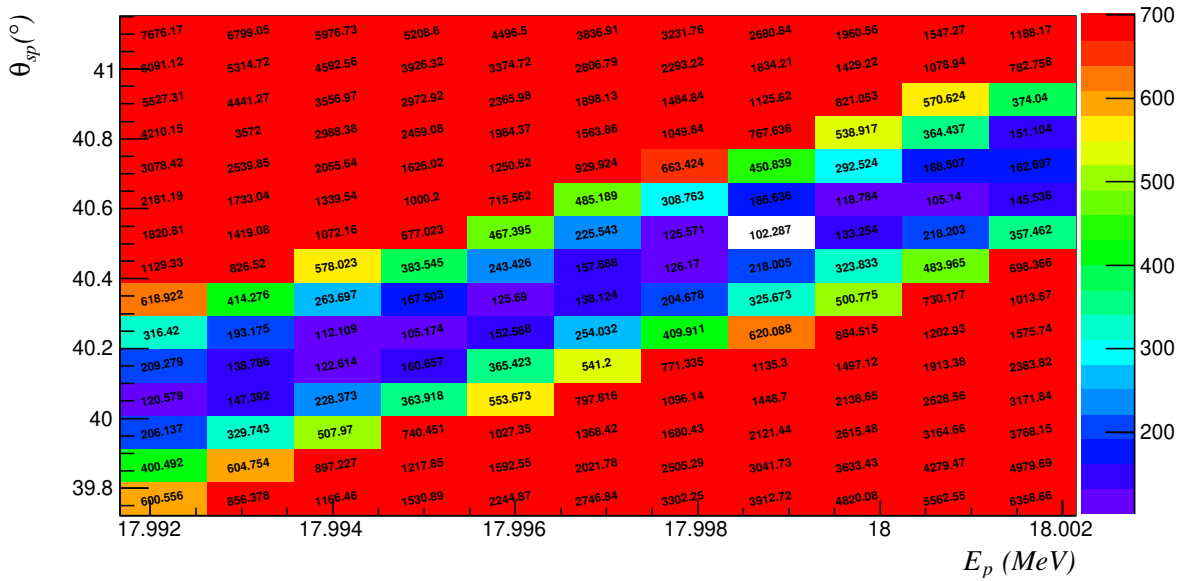


FIGURE 3.3 – Différence quadratique relative entre les rigidités magnétiques mesurées et calculées pour l'état fondamental et les trois premiers états excités de ^{26}Al . Cette différence est calculée pour chaque couple (E_p, θ_{sp}) .

3.2.1.4 Résultats

L'analyse des réactions $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O}(p,p')^{16}\text{O}$ nous a permis de déterminer l'angle de détection des particules : $40.7^{\circ} \pm 0.27^{\circ}$. Afin de connaître l'angle auquel était positionné le Split-Pole, il est nécessaire de prendre en compte le positionnement des fentes d'entrée du spectromètre. En effet, celles-ci ne sont pas ouvertes de manière symétrique (fente gauche = +7 mm et fente droite = +3 mm) par rapport à la trajectoire centrale. Compte tenu du fait que la distance entre les fentes et la cible est de 262.2 mm, une correction angulaire égale à -0.437° doit être appliquée. Ainsi la valeur de l'angle auquel était positionné le spectromètre Split-Pole est de 40.25° . Cet angle est en très bon accord avec le système de positionnement mécanique du spectromètre Split-Pole qui a été placé à un angle de 40° .

En utilisant le positionnement angulaire du Split-Pole calculé précédemment et les résultats de la réaction $^{27}\text{Al}(p,d)^{26}\text{Al}$, nous déduisons pour valeur de l'énergie du faisceau $18.001 \text{ MeV} \pm 3 \text{ keV}$. Cette énergie est en très bon accord avec ce que donne l'aimant d'analyse de l'installation Tandem pour lequel le champ magnétique correspond à une énergie de 18.000 MeV.

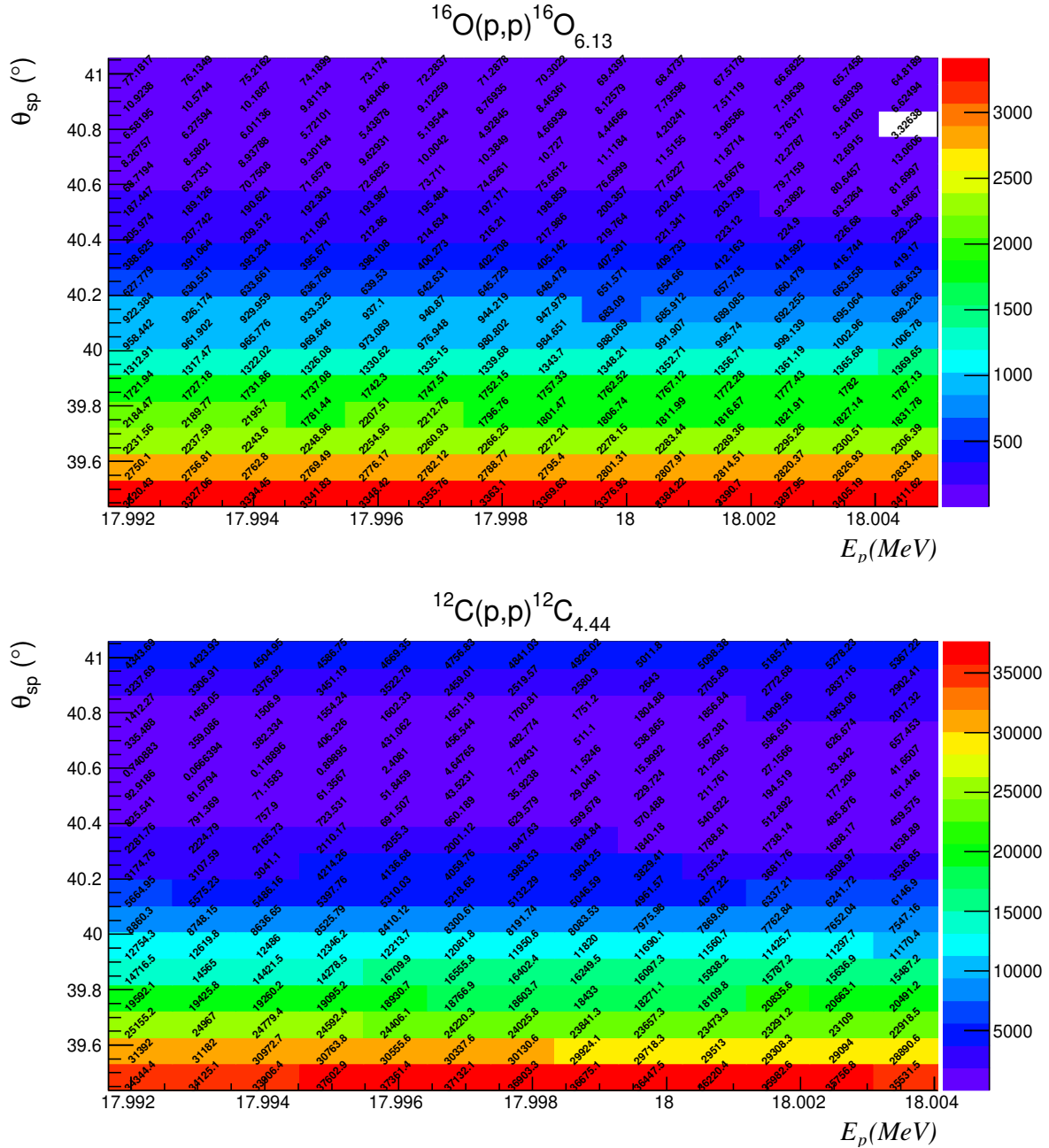


FIGURE 3.4 – Différences quadratiques relatives entre les positions des deux pics associés respectivement aux états 6.13 MeV de $l^{16}\text{O}$ (haut) et 4.44 MeV du ^{12}C (bas).

3.2.2 Calibration

La position des pics protons détectés dans le plan focal du Split-Pole est exprimée en numéros de canaux. Pour exploiter ces données, les positions des pics doivent être exprimées non pas en canaux mais en grandeurs physiques comme le rayon de courbure ρ ou la rigidité magnétique $B\rho$. Maintenant que l'énergie du faisceau et l'angle de détec-

tion sont déterminés précisément, il est possible d'effectuer la calibration du détecteur position du plan focal. Un étalonnage de celui-ci a été soigneusement réalisé en utilisant les données du spectre aux basses énergies d'excitations (voir Figure 3.2) où les onze états de l' ^{27}Al utilisés sont bien isolés et fortement peuplés. Nous avons supposé que les réactions avaient lieu au milieu de la cible d' ^{27}Al et pris en compte en conséquence les pertes d'énergie des protons incidents et diffusés dans celle-ci.

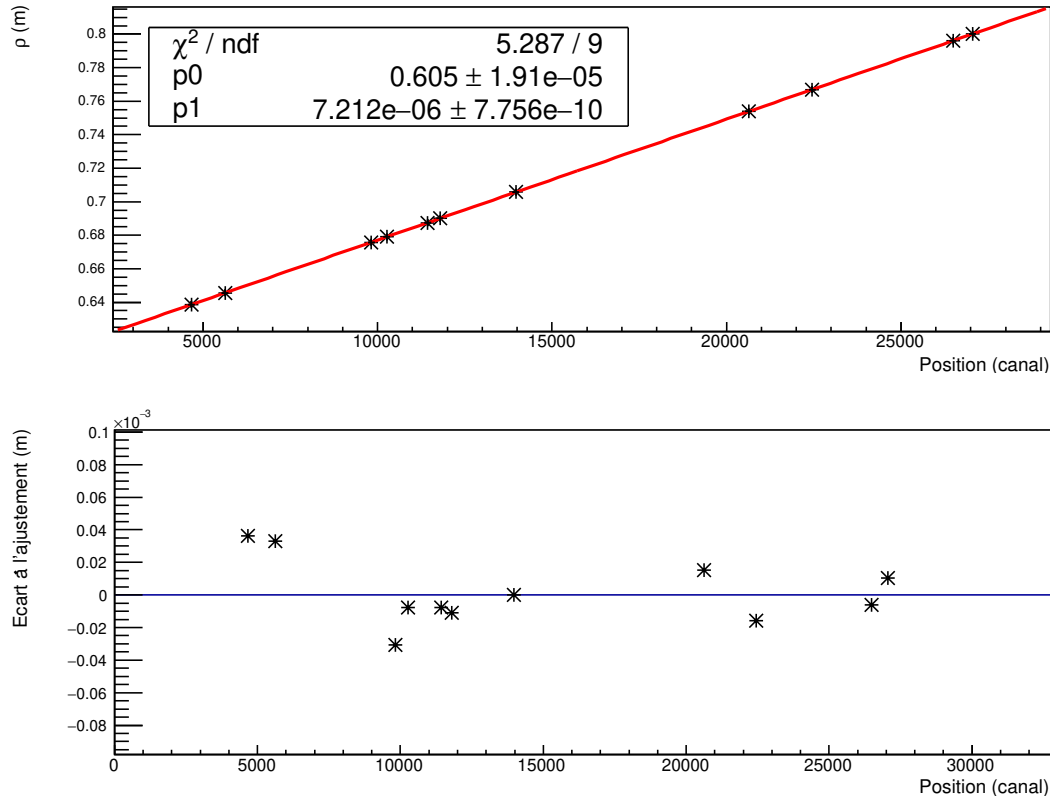


FIGURE 3.5 – *Haut : Le rayon de courbure $\rho(m)$ en fonction de la position en canal des pics utilisés pour la calibration, ainsi qu'un ajustement linéaire des données sont représentés. Bas : Les résidus par rapport à l'ajustement linéaire sont représentés.*

Comme le montre la Figure 3.5 (haut), la relation entre le rayon de courbure ρ et la position en canal est bien décrite par une droite dont la paramétrisation est la suivante :

$$\rho(m) = 7.2118 \times 10^{-6} \times \text{canal} + 0.6050 \quad (3.2)$$

Les résidus par rapport à l'ajustement linéaire sont inférieurs à $\Delta\rho = 4 \times 10^{-5}$ m et l'erreur associée à la rigidité magnétique est $\Delta B\rho = B \times \Delta\rho$. À titre d'exemple, l'erreur sur la détermination expérimentale de l'énergie du pic associé au niveau à 4.812 MeV ($B\rho = 0.520794$ Tm) est de 1.8 keV. Lorsqu'on applique la calibration sur des données

prises avec un champ magnétique dont la valeur B_2 est différente de celle de la calibration B_1 , l'erreur sur la détermination de la rigidité magnétique engendrée est donnée par la relation $\Delta B\rho_2 = B_1/B_2 \times \Delta B\rho_1$. Dans le cas des états d'intérêt astrophysique étudiés avec un champ magnétique de 0.42 T on obtient une erreur systématique typique de 1 keV.

3.3 Corrections liées aux changements de conditions expérimentales

La calibration précédente peut en principe être utilisée pour l'ensemble des runs de l'expérience puisqu'elle met en relation le rayon de courbure ρ et la position en canal indépendamment de la valeur du champ magnétique appliqué. Cependant cela n'a pas été possible à cause du changement des conditions expérimentales liées à la rupture du filament de la source d'ions.

3.3.1 Observation des changements de conditions

L'ensemble du spectre en énergie d'excitation de l' ^{27}Al a été couvert à l'aide de quatre expositions en champ magnétique (0.74434 T, 0.61508 T, 0.51027 T et 0.4227 T) de telle sorte qu'il y ait un recouvrement d'environ un tiers du plan focal à chaque changement de champ. Un exemple est représenté sur la Figure 3.6, où la zone de recouvrement entre les données mesurées à $B = 0.7443$ T et $B = 0.61514$ T est montrée. Un décalage extrêmement faible de $7.32 \cdot 10^{-6}$ Tm correspondant à ≈ 0.3 keV est observé.

Lors de la mesure au champ magnétique $B = 0.6151$ T, le filament de la source d'ions s'est cassé. Après la réparation de la source, nous avons accumulé des données sans changer la valeur du champ magnétique afin de vérifier la stabilité des conditions expérimentales. La comparaison des spectres obtenus avant et après est représentée sur la Figure 3.7. Si l'on considère les pics associés à des niveaux de l' ^{27}Al (pics étroits), le décalage moyen en rigidité magnétique est d'environ -4.9×10^{-4} Tm. De plus, nous observons une structure large qui s'étend sur l'intervalle en rigidité magnétique compris entre 0.456 Tm et 0.472 Tm, dont l'origine physique est la diffusion des protons sur l'hydrogène contenu dans la cible probablement sous forme d'eau. La position du détecteur position est ajustée pour compenser le facteur cinématique de la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$. Ce dernier étant très différent de celui de la réaction $^1\text{H}(p,p)^1\text{H}$, cela se traduit par un fort élargissement de la raie de diffusion élastique sur l'hydrogène de la cible. Le décalage en rigidité magnétique de la structure large est quant à lui de -1.8×10^{-3} Tm.

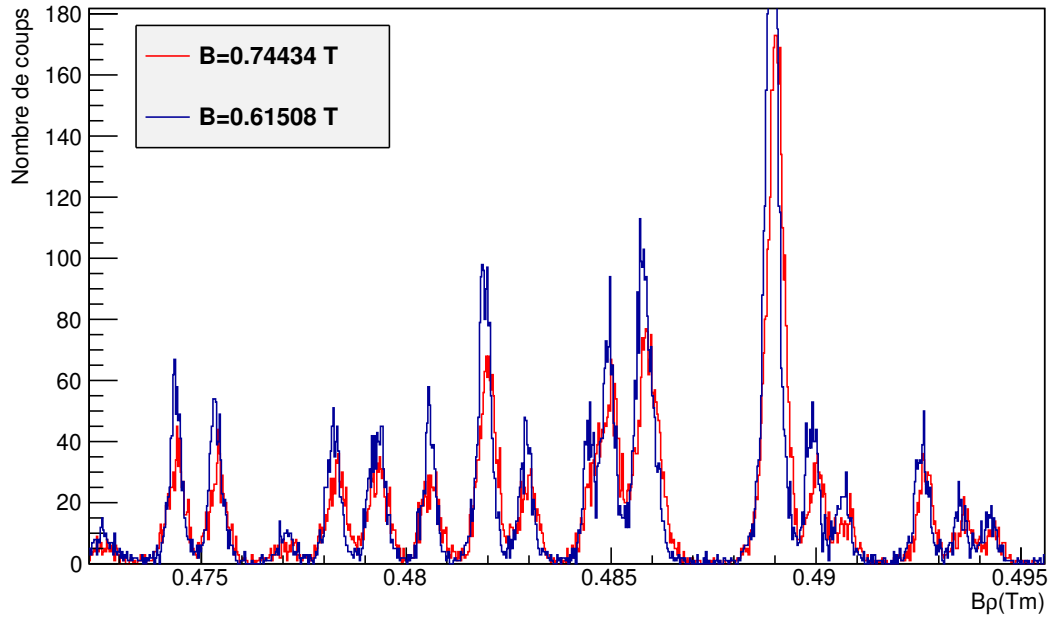


FIGURE 3.6 – Recouvrement des spectres en rigidité magnétique obtenus avec la cible $d^{27}\text{Al}$ pour les champs magnétiques de 0.7443 T (rouge) et de 0.6151 T (bleu).

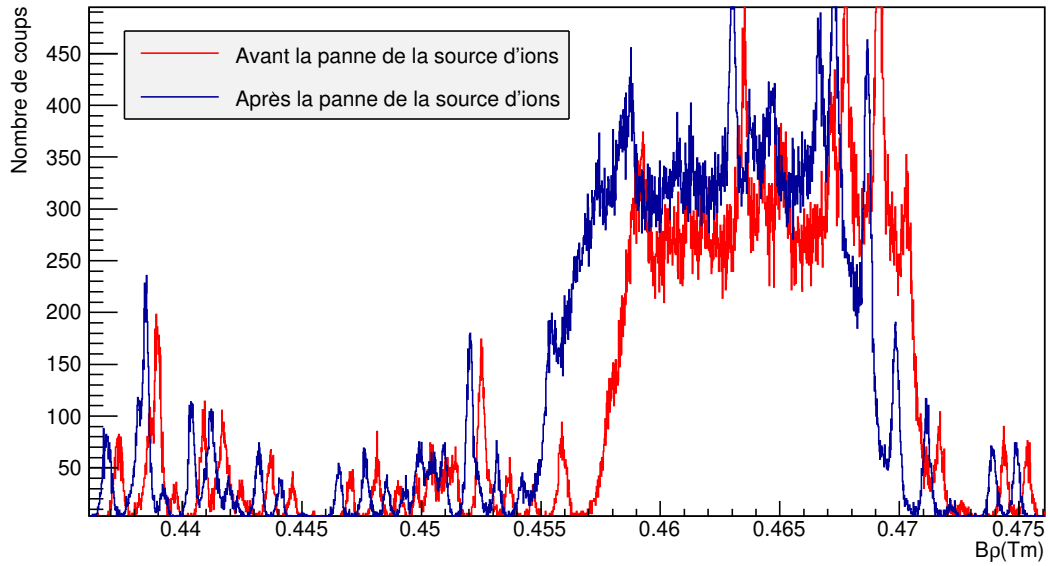


FIGURE 3.7 – Spectres en rigidité magnétique obtenus avant et après la rupture du filament de la source d'ions pour un même champ magnétique du spectromètre.

3.3.2 Interprétation des changements de conditions

Les observations précédentes mettent en évidence un changement des conditions expérimentales après la réparation du filament de la source. En effet alors que les valeurs

du champ magnétique de l'aimant d'analyse avant et après la reprise du faisceau sont les mêmes, celles de l'aiguilleur ont changé. Cette faisceauologie différente peut se traduire par une énergie faisceau différente et/ou un angle d'incidence différent.

3.3.2.1 Effets cinématiques

Les réactions de diffusion des protons sur l'hydrogène $^1\text{H}(p,p)^1\text{H}$ et des protons sur l'aluminium $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ n'ont pas la même sensibilité si l'angle de détection ou l'énergie du faisceau changent. Après la reprise du faisceau, le spectre de l' ^{27}Al s'est décalé de $\Delta B\rho = -4.9 \times 10^{-4}$ Tm. Cela implique que, soit l'énergie du faisceau a diminué, soit l'angle de détection a augmenté, soit les deux à la fois. Pour vérifier ces hypothèses, et pour chacune des réactions de diffusion citées plus haut, nous avons en premier lieu fait diminuer l'énergie faisceau par pas de 2 keV, et nous avons calculé pour chaque valeur de la rigidité magnétique $B\rho$ le décalage $\Delta B\rho$ induit par cette diminution par rapport à l'énergie de référence (18.001 MeV). En deuxième lieu, nous avons fait le même travail en augmentant l'angle de détection à partir de la valeur de référence (40.25°) par pas de 0.05° . Les effets cinématiques d'un changement de l'énergie du faisceau, et de l'angle de détection pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ sont montrés sur la Figure 3.8.

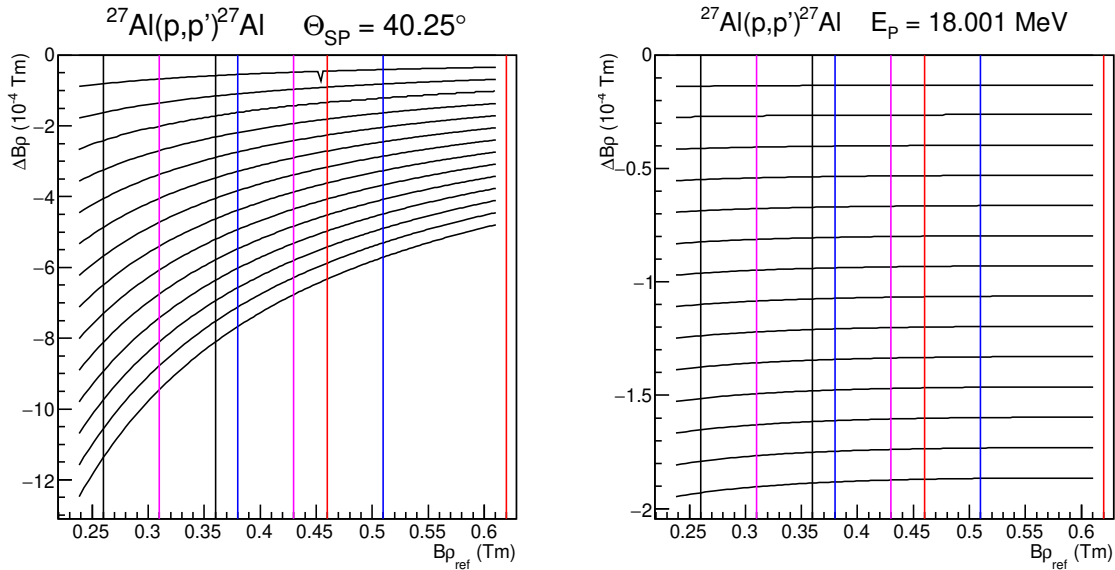


FIGURE 3.8 – Effets cinématiques pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$. Gauche : pour un angle de détection de 40.25° , et une énergie du faisceau qui varie par pas de -2 keV. Droite : pour une énergie du faisceau de 18.001 MeV et un angle de détection qui varie par pas de $+0.05^\circ$. Les lignes verticales de couleurs rouge, bleu, rose, et noire délimitent les parties du spectre associées respectivement aux champs magnétiques 0.7448 T, 0.61478 T, 0.51027 T, et 0.4227 T.

La même étude cinématique a été effectuée pour la réaction sur l'hydrogène de la cible. Contrairement au cas de l' ^{27}Al , l'hydrogène ne possède pas d'états excités et cela n'a donc

pas de sens d'explorer la sensibilité cinématique en fonction de la rigidité magnétique. Celle-ci a par contre été calculée pour l'état fondamental de l'hydrogène et les relations algébriques suivantes sont obtenues :

$$\Delta B\rho(Tm) = -0.007108 \times \Delta\theta(^{\circ}) + 8.07463 \times 10^{-6} \quad (3.3)$$

$$\Delta B\rho(Tm) = 1.29113 \times 10^{-5} \times \Delta E_P(keV) + 2.47687 \times 10^{-5} \quad (3.4)$$

où ΔE et $\Delta\theta$ représentent la variation de l'énergie incidente et de l'angle de détection.

3.3.2.2 Angle d'incidence

Le décalage observé à mi-hauteur sur le flan droit de la structure large associée à la diffusion élastique des protons sur l'hydrogène présent dans la cible d' ^{27}Al (Figure 3.7) est de $\Delta B\rho = -1.8 \times 10^{-3}$ Tm. En comparant cette valeur aux calculs cinématiques de la partie précédente, il apparait que ce décalage ne peut être expliqué que par un changement de l'angle d'incidence du faisceau. En effet d'après l'équation 3.4, il faudrait un changement de l'énergie faisceau de plus de 140 keV pour reproduire ce décalage, ce qui n'est pas réaliste. Au contraire d'après l'Équation 3.3 un changement de l'angle d'incidence de $+ 0.25^{\circ}$ permet d'expliquer le décalage de la structure large. Cela revient à considérer un angle de détection de 40.5° .

3.3.2.3 Énergie faisceau

Les décalages expérimentaux en rigidité magnétique observés entre les runs de l' ^{27}Al avant et après la rupture du filament de la source d'ions sont représentés sur la Figure 3.9, où ils sont superposés aux calculs cinématiques précédents. On observe que dans l'intervalle compris entre 0.36 Tm et 0.52 Tm, les positions associées aux niveaux de l' ^{27}Al se décalent d'environ -5×10^{-4} Tm à -6×10^{-4} Tm. Ce qui correspond à une diminution de l'énergie incidente comprise entre 18 keV et 22 keV.

Pour déterminer la valeur précise de la nouvelle énergie du faisceau, nous avons recalibré les données obtenues après la rupture du filament en utilisant un angle de détection fixé à 40.5° et différentes valeurs de l'énergie faisceau comprises entre 17.966 MeV et 18.001 MeV. Les données recalibrées sont ensuite comparées aux données observées avant la rupture du filament, et les décalages en rigidité magnétique des pics d' ^{27}Al en fonction de l'énergie incidente sont représentés sur la Figure 3.10

On observe que le décalage en rigidité magnétique $\Delta B\rho$ varie linéairement avec l'éner-

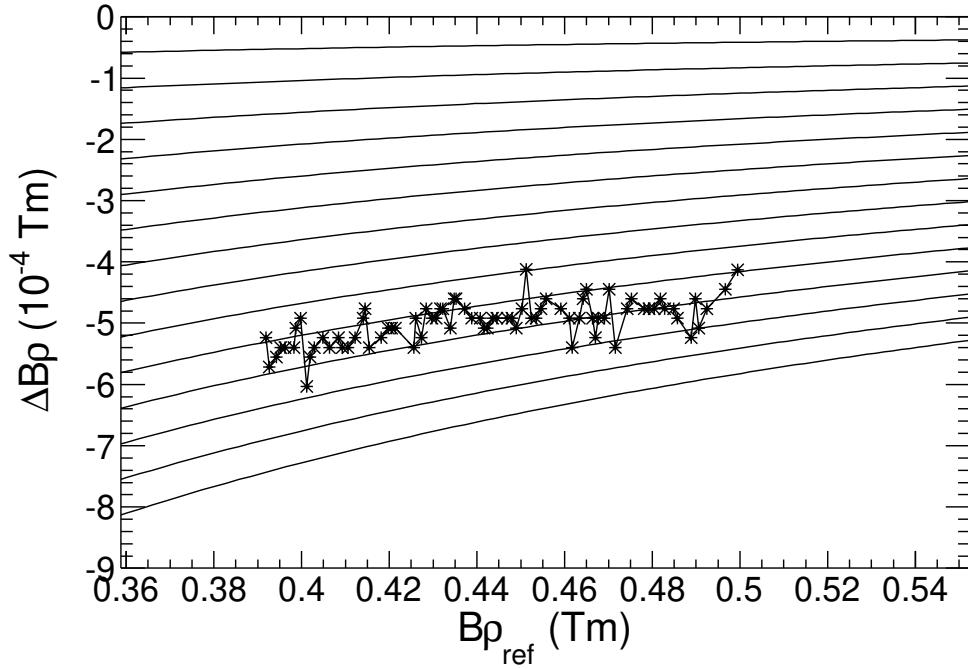


FIGURE 3.9 – Décalages expérimentaux en rigidité magnétique observés avant et après la rupture du filament de la source d'ions le long du plan focal. Les calculs cinématiques correspondant à la Figure 3.8 gauche sont représentés pour comparaison.

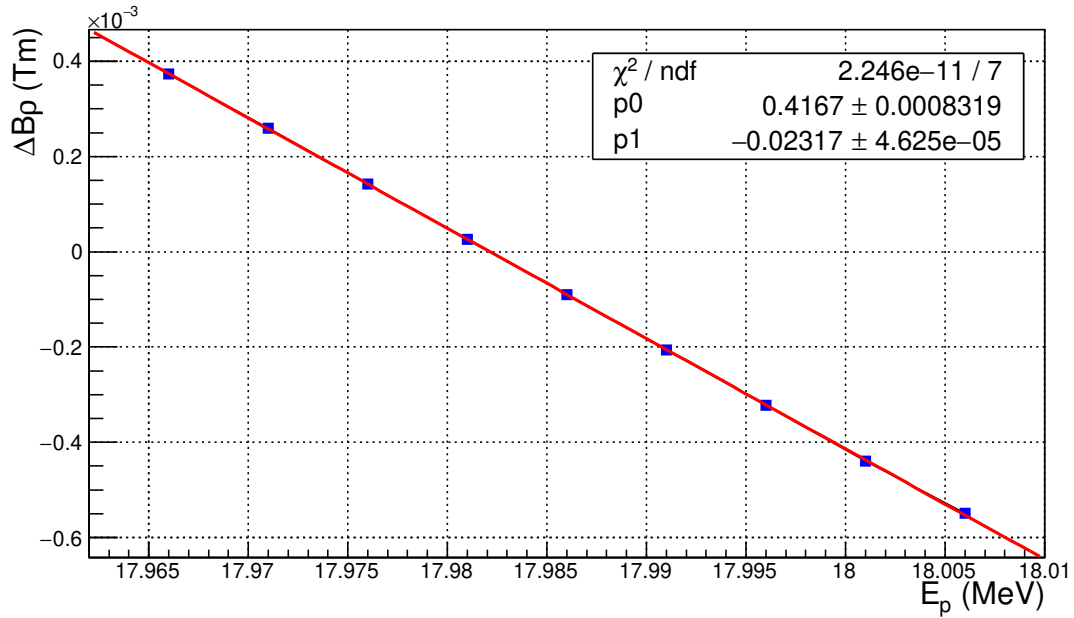


FIGURE 3.10 – Différence moyenne de la position des pics d' ^{27}Al pour un champ magnétique de $B = 0.61478$ T entre le spectre obtenu après la panne de la source d'ions recalibré avec différentes valeurs de l'énergie incidente et le spectre obtenu au même champ avant la panne.

gie du faisceau et s'exprime par la relation :

$$\Delta B\rho(Tm) = -0.0231714 \times E_P(MeV) + 0.416672 \quad (3.5)$$

Les spectres obtenus respectivement avant et après la rupture du filament de la source d'ions doivent se superposer sans qu'il y ait de décalage ($\Delta B\rho = 0$). C'est le cas pour la valeur de la nouvelle énergie incidente de 17.982 MeV, correspondant à une diminution de 19 keV par rapport à l'énergie incidente au début de l'expérience.

3.4 Calibration finale du plan focal

Lors de l'étude précédente, nous avons interprété quantitativement les changements de faisceau liés à la rupture du filament de la source d'ions en terme de changement d'énergie et d'angle d'incidence du faisceau. Dans les nouvelles conditions expérimentales, la valeur de l'énergie faisceau est de 17.982 MeV et la valeur de l'angle de détection est de 40.5° . Au vu de ces résultats, il est maintenant nécessaire de calibrer le plan focal avec ces nouveaux paramètres.

Deux approches sont possibles pour cette calibration. La première consiste à utiliser les données obtenues juste après le changement du filament de la source d'ions ($B = 0.6151$ T) et d'effectuer une calibration du détecteur position du plan focal avec les nouvelles valeurs d'énergie faisceau et d'angle de détection. Cette calibration est ensuite appliquée à l'ensemble des données obtenues postérieurement à ce changement. La seconde méthode consiste quant à elle à utiliser pour la calibration les données obtenues à $B = 0.7448$ T avant la panne de la source d'ions, en utilisant les valeurs initiales d'énergie du faisceau et d'angle de détection du spectromètre (voir Section 3.2.2). Une correction analytique déduite des calculs cinématiques présentés sur la Figure 3.8 (gauche) est ensuite appliquée dans la région d'intérêt ($B = 0.4227$ T).

Les deux méthodes précédentes possèdent chacune leurs avantages et inconvénients. Alors que dans la première, l'avantage est d'effectuer une calibration sur des données obtenues après la rupture du filament de la source d'ions, l'inconvénient est lié au nombre limité de pics protons bien peuplés associés à des états isolés d' ^{27}Al pouvant être utilisés pour la procédure de calibration. Ce dernier point n'est pas un problème dans le cas de la deuxième méthode, mais la difficulté réside dans l'utilisation d'une correction cinématique appliquée au champ magnétique d'intérêt loin de celui où sont déterminés les changements de conditions expérimentales. Les deux approches ont été implémentées et un très bon accord est obtenu dans la région d'intérêt astrophysique.

Dans la suite nous ne présentons que la première approche, plus facile à mettre en

œuvre. La Figure 3.11 représente le spectre obtenu après les changements de conditions expérimentales pour un champ magnétique de 0.6149 T. Les pics de contamination en oxygène (^{16}O) et en carbone (^{12}C) observés sur ce spectre sont respectivement identifiés par les lignes verticales de couleurs bleu et rouge. Quant aux états de l' ^{27}Al sélectionnés pour la calibration, ils sont indexés par des astérisques de couleur verte et correspondent à des états isolés et bien peuplés.

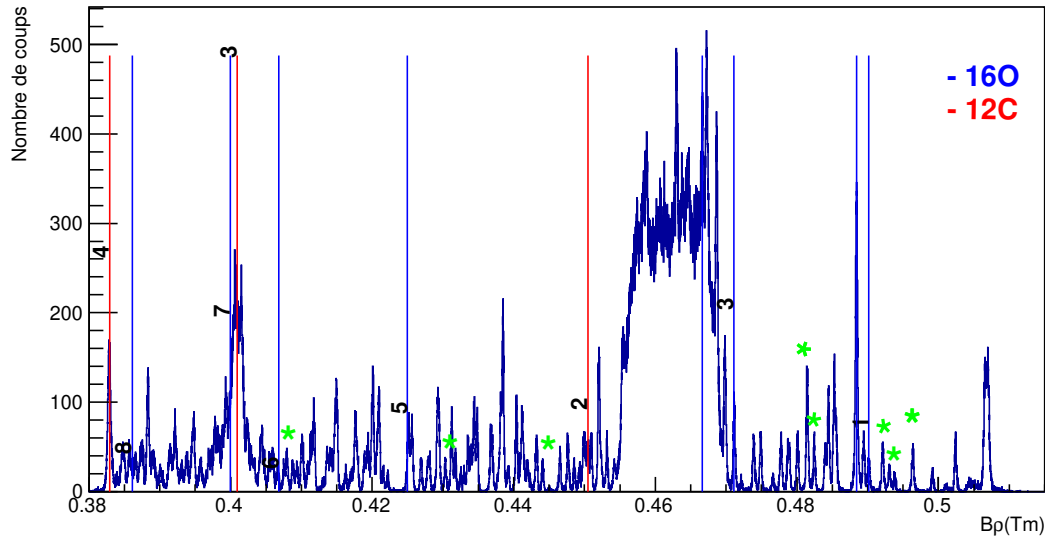


FIGURE 3.11 – Spectre de l' ^{27}Al obtenu avec un champ magnétique de 0.6148 T. Les pics indexés par des astérisques de couleur verte ont été sélectionnés pour réaliser une nouvelle calibration.

Le principe de la calibration est le même que celui présenté précédemment (voir Section 3.2.2). Pour chaque état d' ^{27}Al sélectionné pour la calibration, un calcul cinématique est effectué en prenant en compte les effets de perte d'énergie dans la cible. Le rayon de courbure ρ est alors obtenu et représenté en fonction du canal comme sur la Figure 3.12 (haut). Après ajustement par un polynôme de premier ordre, on obtient la relation linéaire suivante :

$$\rho(m) = 7.2129 \times 10^{-6} \times \text{canal} + 0.60518 \quad (3.6)$$

C'est cette calibration finale avec laquelle nous avons analysé nos données comme nous le verrons dans le chapitre suivant.

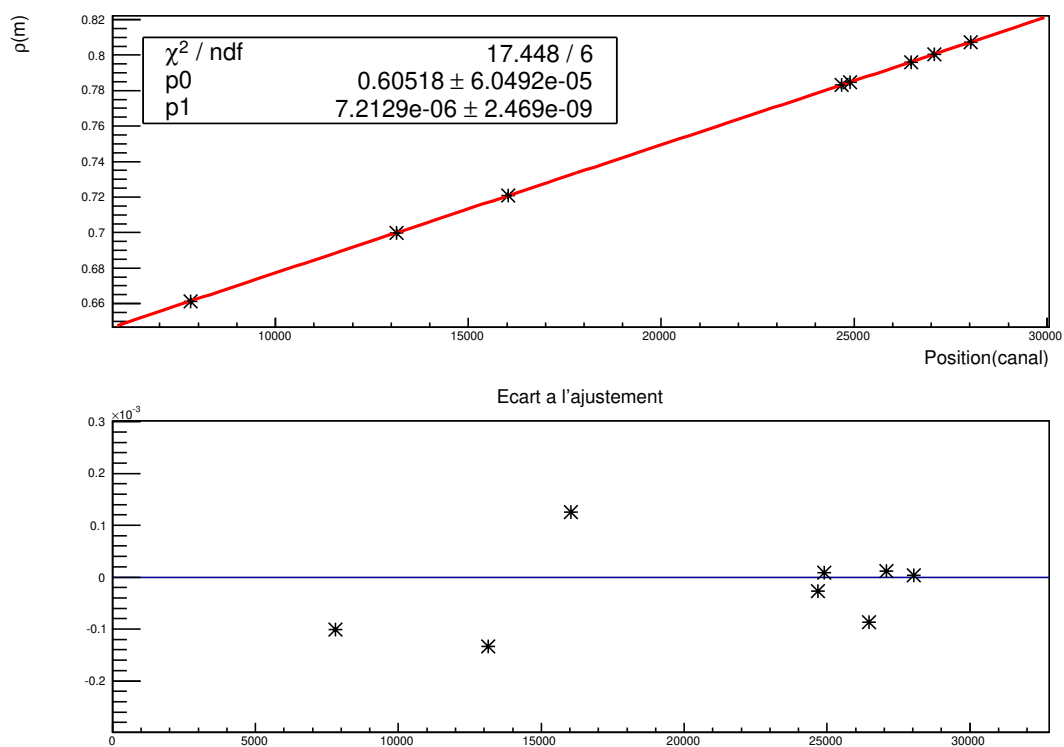


FIGURE 3.12 – Calibration du plan focal avec les nouvelles conditions expérimentales à partir des données à $B = 0.6148$ T.

CHAPITRE 4

Résultats de l'expérience réalisée à Orsay

La calibration du plan focal étant établie, il est maintenant possible de l'appliquer sur l'ensemble des données. Sur les spectres à basses énergies d'excitation de l' ^{27}Al , les pics de protons sont isolés et les états excités auxquels ils sont associés sont identifiés sans difficulté. La situation se complique pour des énergies d'excitation plus grandes ($E_X \geq 10$ MeV), car la densité d'états augmente et le fond devient plus important. Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats concernant les états excités associés à l' ^{27}Al jusqu'au seuil d'émission alpha, puis de ce seuil jusqu'au seuil d'émission neutron, et enfin au dessus de ce dernier.

4.1 Niveaux en dessous du seuil d'émission alpha de l' ^{27}Al

Compte tenu des conditions expérimentales et au vu des propriétés du spectromètre Split-Pole, trois mesures à des champs magnétiques différents ont été nécessaires pour couvrir la gamme en énergies d'excitation jusqu'au seuil d'émission alpha de l' ^{27}Al ($S_\alpha = 10091.8$ (1) keV [27]). Ces données sont représentées sur la Figure 4.1. Tous les états isolés connus au dessous du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ sont observés dans cette expérience. Même dans le cas de niveaux qui ne peuvent pas être résolus expérimentalement, des pics protons sont toujours observés dans les données. Ces résultats corroborent les mesures existantes de diffusions inélastiques de protons sur l' ^{27}Al [26, 42], où la plupart des niveaux excités jusqu'au seuil d'émission alpha sont observés. De plus ces données confirment que la

réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ est très peu sélective. En effet, les sept états connus de spin supérieurs à $7/2$ (4510.3(5), 5667.3(12), 6512.2(11), 6713(1), 6947.9(19), 7997(1), 8952(1)) sont peuplés de manière similaire aux états de spins inférieurs.

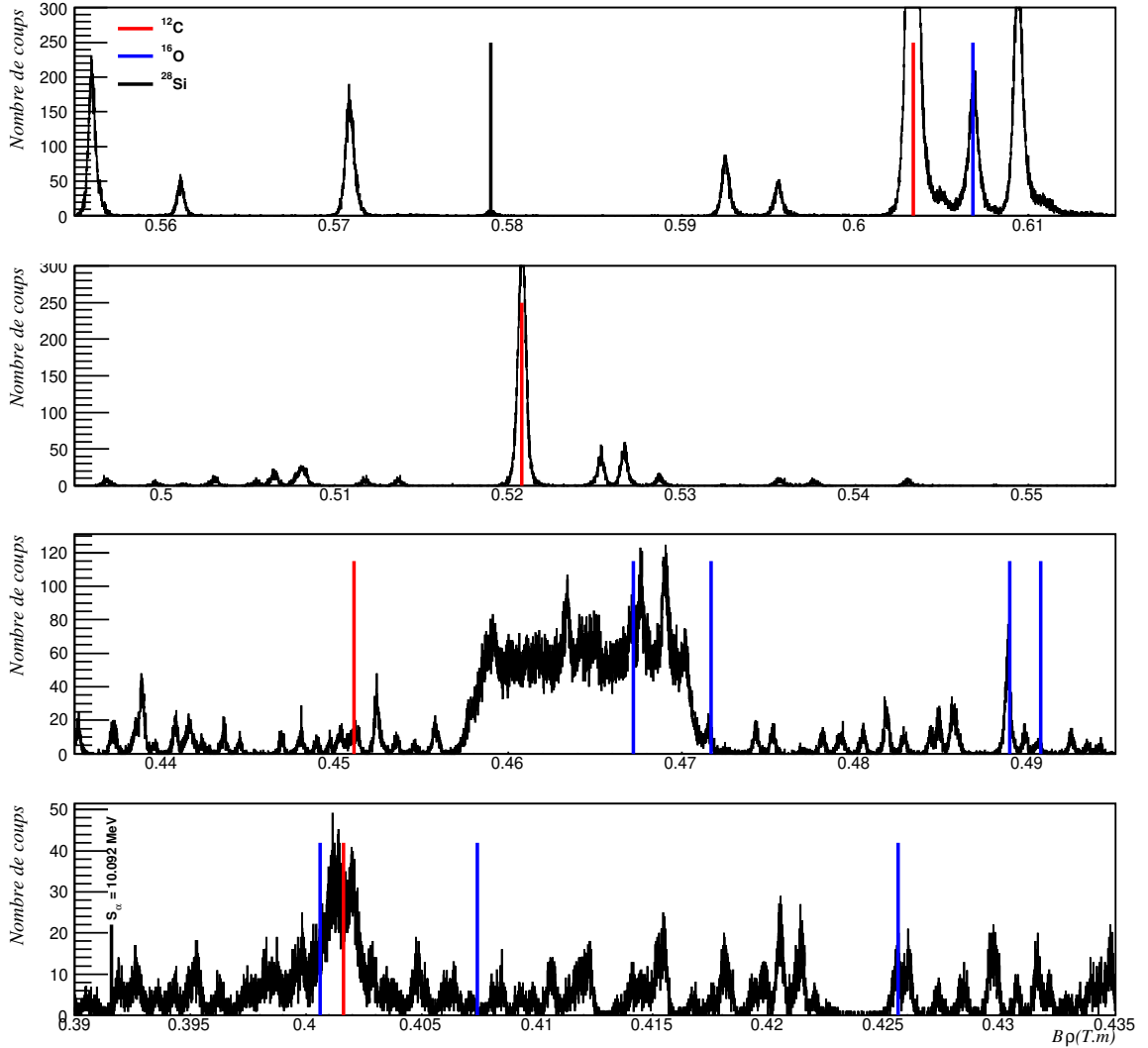


FIGURE 4.1 — Spectres en rigidité magnétique des protons couvrant une gamme en énergie d'excitation de l' ^{27}Al allant de l'état fondamental jusqu'au seuil d'émission alpha. Les pics issus des réactions sur les contaminants oxygène (^{16}O), carbone (^{12}C), et silicium (^{28}Si) sont identifiés par les lignes verticales de couleurs respectives bleu, rouge, et noire.

À part les niveaux d'énergie qui sont associés aux états excités de l' ^{27}Al , nous observons des pics protons associés à des réactions sur des contaminants (^{12}C , ^{16}O , et ^{28}Si) présents dans la cible. Cette présence est facilement mise en évidence par l'observation des pics élastiques associés aux réactions sur le ^{12}C et l' ^{16}O . Ceci est de plus confirmé par l'observation des pics associés aux états excités à 6.0494, 6.1299, 6.9171, 7.1169, 8.8719, 9.585, et 9.8445 MeV de l' ^{16}O , et des pics associés aux états excités à 4.4389, 7.6542,

et 9.641 MeV du ^{12}C . Une faible contamination en ^{28}Si est aussi observée, puisque son premier état excité à 1.7796 MeV est peuplé.

4.2 Niveaux au dessus du seuil d'émission alpha de ^{27}Al

Pour les énergies d'excitation comprises entre le seuil d'émission alpha et le seuil d'émission neutron ($S_\alpha \leq E_X \leq S_n$, $S_n = 13058.95(12)$ keV [27]), la densité d'états augmente aussi bien pour ^{27}Al que pour les contaminants présents dans la cible. Afin d'être sûr de l'origine des pics protons observés, nous avons utilisé les spectres obtenus à l'aide des cibles de carbone et de mylar pour identifier les pics de contamination présents dans cette région d'énergie.

4.2.1 Contamination

La Figure 4.2 montre les spectres obtenus avec la cible de carbone (haut) et celle de mylar (bas). En ce qui concerne le carbone, seuls quatre états à 10.36, 10.844, 11.160, et 11.828 MeV sont reportés dans la littérature. Ces états ayant de grandes largeurs naturelles ($\Gamma \geq 315$ keV), ils ne produisent pas de raies fines de contamination dans les spectres obtenus avec la cible d' ^{27}Al . Notons que certains pics protons observés avec la cible de carbone ne correspondent pas à des états du ^{12}C mais à de l'oxygène présent dans la cible sous forme d'eau (voir Figure 4.2 bas pour comparaison). Dans le cas de la cible de mylar riche en oxygène, onze états sont reportés dans la littérature dans la zone d'intérêt. Cependant nous n'observons que les pics protons associés aux états à 10.36, 10.96, 11.08, 11.10, 12.05, et 12.53 MeV de ^{16}O , ainsi qu'un pic large ($\Gamma = 71$ keV) associé à l'état à 11.52 MeV de ^{16}O .

4.2.2 Résultats

Les spectres en rigidité magnétique de protons obtenus avec une cible d' ^{27}Al et un angle de détection de 40.5° sont représentés sur la Figure 4.3. Celle-ci a été obtenue à partir des données des champs magnétiques à 0.51027 T et 0.4227 T. Ces spectres couvrent des énergies d'excitations comprises entre le seuil d'émission alpha et le seuil d'émission neutron.

Dans cette région, de nombreux niveaux existent et sont reportés dans la compilation ENSDF [27] pour des énergies d'excitation inférieures à 11.188 MeV. Ces niveaux sont superposés aux spectres expérimentaux et représentés par des lignes verticales sur la

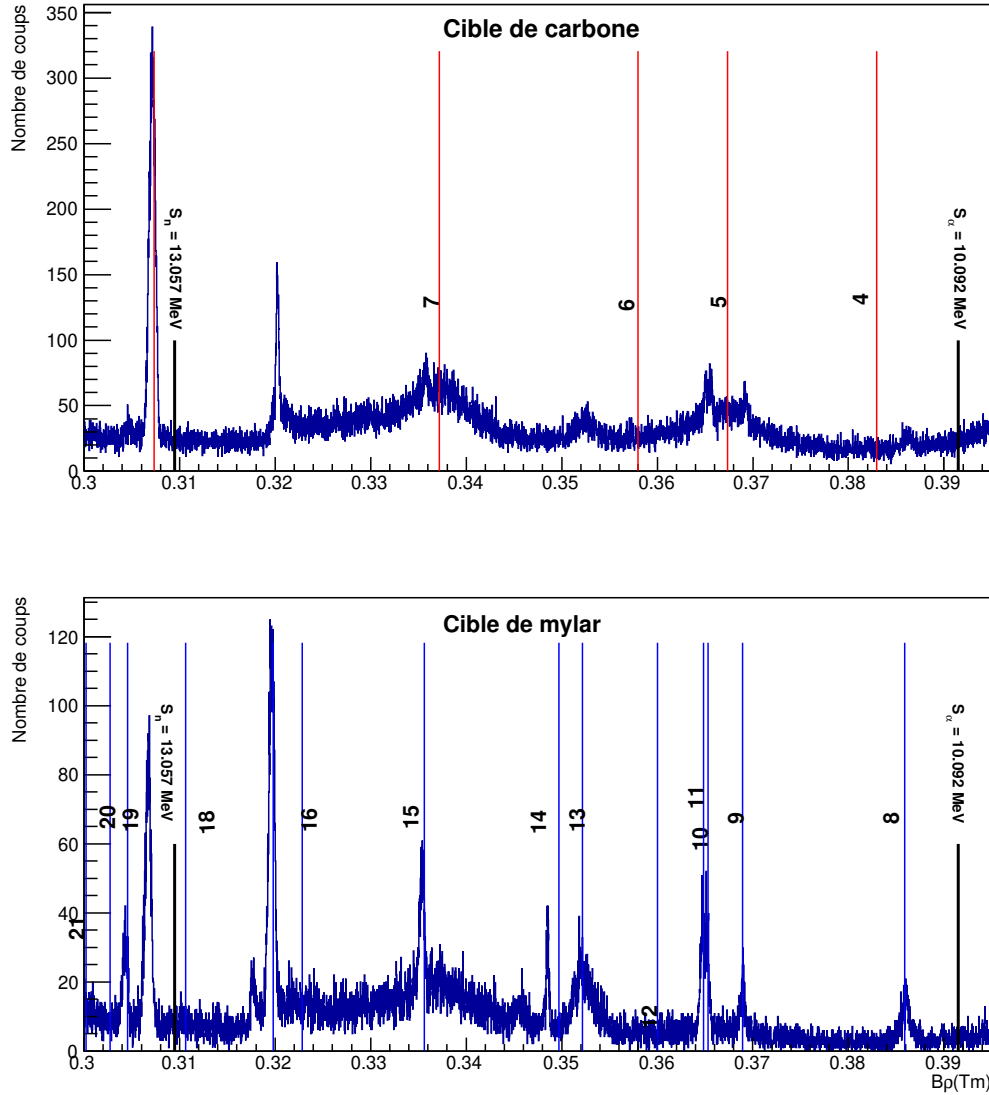


FIGURE 4.2 – Spectres en rigidité magnétique des protons obtenus avec la cible de carbone (haut) et celle de mylar (bas). Les lignes verticales rouges et bleus représentent respectivement les pics de contamination en ^{12}C et en ^{16}O . Ces niveaux sont indexés par le numéro des états où 0 correspond à l'état fondamental.

Figure 4.3. Tous les états connus ont pu être associés à des pics de protons dans nos données.

Les pics protons observés entre les états 231 et 232 d'une part, et 236 et 237 d'autre part le sont pour la première fois. En effet, ces derniers ne coïncident pas avec la position attendue des pics de contamination issus des réactions sur le carbone et l'oxygène. Ils correspondent à des états d'énergie de 10.962 (21) MeV, 11.049 (26) MeV et 11.108 (27) MeV.

Au-dessus des énergies d'excitation de 11.188 MeV, les états de l' ^{27}Al ont été peuplés dans le passé par l'intermédiaire des réactions $^{26}\text{Mg} + p$ [43] et $^{23}\text{Na} + \alpha$ [44, 45, 46]. Dans leur travail, Isagawa et al. [43] ont rapporté 54 niveaux jusqu'à une énergie d'excitation de 12.118 MeV. La position de ces états est superposée aux données de la Figure 4.3 (milieu), et ils sont en très bon accord avec nos données.

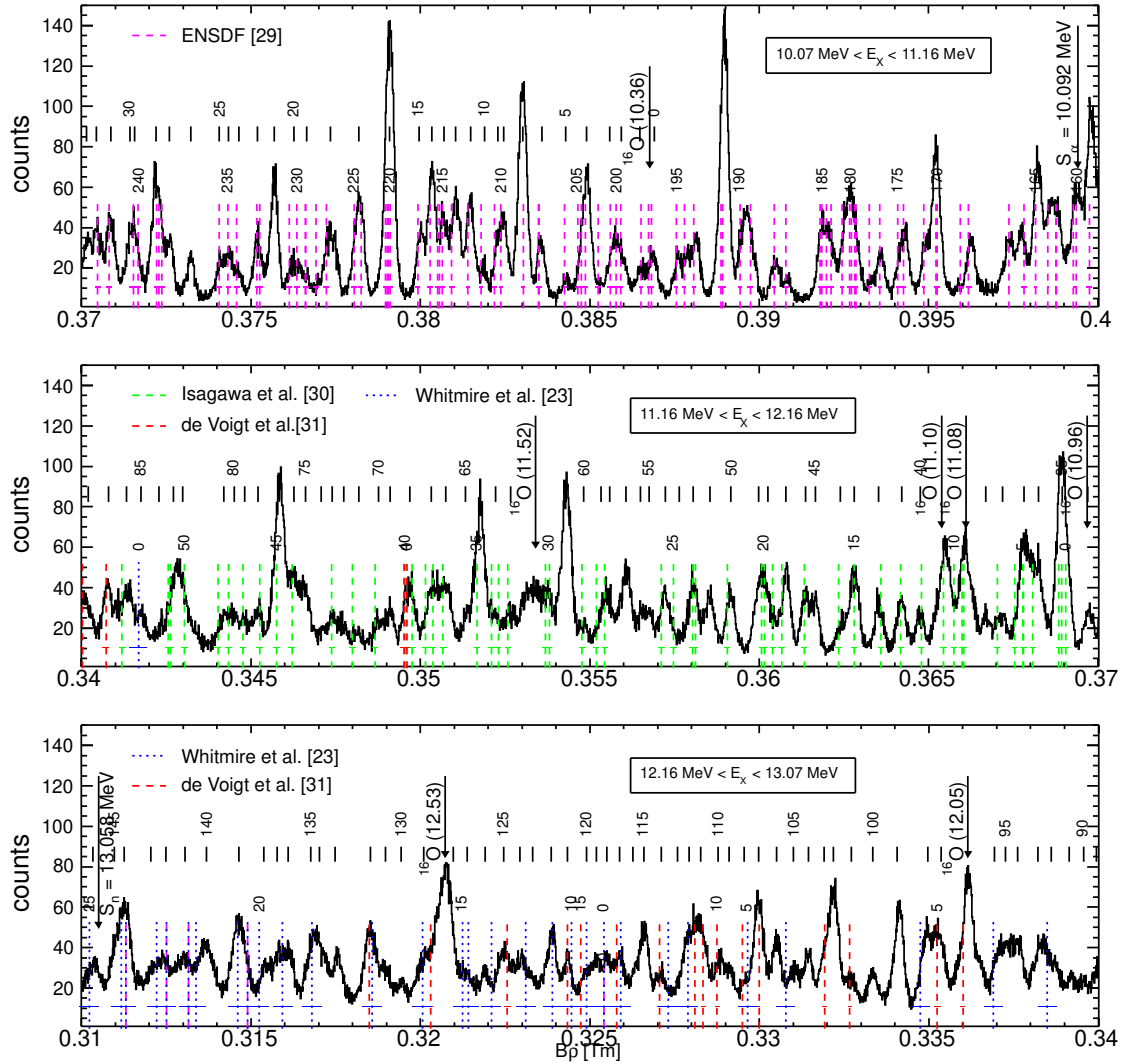


FIGURE 4.3 – Spectres de ^{27}Al au dessus du seuil alpha. l'intervalle en énergie d'excitation couvert par ces spectres s'étend de 10.07 MeV à 13.07 MeV. Les états connus sont superposés aux spectres sous forme de lignes verticales indexées par des numéros correspondant au numéro du niveau.

À plus grande énergie d'excitation (spectre en bas de la Figure 4.3), tandis que tous les états peuplés par la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha, \gamma)^{27}\text{Al}$ [46] peuvent être superposés sur nos données avec un bon accord, les états peuplés par la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha, p)^{26}\text{Mg}$ [44] ne sont pas en bon accord avec nos données et ils sont difficiles à identifier. Il n'a pas été possible

d'obtenir un meilleur accord entre nos données et celles de Whitmire même après avoir décalé l'ensemble des énergies des niveaux par des valeurs compatibles avec la grande incertitude (10 keV) associée à leur mesure.

N	E _X	N	E _X	N	E _X	N	E _X	N	E _X	N	E _X
0	10556	25	11020	50	11530	75	11946	100	12372 ^b	125	12707
	10571		11049 ^b		11551		11957		12392		12724
	10591		11072		11568		11971		12409		12740
	10603		11085		11582		11992		12417		12752
	10628		11108 ^{a,b}		11595		12005		12432		12778 ^b
5	10650	30	11112 ^a	55	11611 ^{a,b}	80	12014	105	12445	130	12798 ^b
	10676		11132		11620 ^{a,b}		12024		12461 ^b		12812
	10696		11147		11634 ^b		12064 ^a		12477		12825
	10717		11157 ^b		11650		12073 ^a		12490		12856
	10722		11173 ^b		11659		12086		12504		12870
10	10737	35	11195	60	11676	85	12103	110	12514	135	12877
	10752		11219		11693 ^b		12117		12530		12897 ^{a,b}
	10767		11234		11747		12134		12541 ^b		12907 ^{a,b}
	10780		11256		11762		12153 ^a		12551		12918
	10793		11273 ^b		11777		12164 ^{a,b}		12556		12940 ^b
15	10810	40	11340	65	11791 ^b	90	12176 ^b	115	12582 ^b	140	12968 ^b
	10841		11359		11811		12190		12591		12986
	10874		11382		11825		12206		12603		13003
	10903		11406		11846		12219		12614		13016
	10928		11421		11865 ^b		12238 ^b		12624		13037
20	10942	45	11446 ^b	70	11876	95	12249	120	12633	145	13047 ^b
	10962 ^b		11456		11895		12260		12650		
	10980		11475		11910 ^{a,b}		12309		12665		
	11000		11493 ^a		11920 ^a		12322		12681		
	11010		11502 ^a		11931 ^{a,b}		12350 ^b		12693		

TABLE 4.1 – Énergies d'excitations de $l^{27}\text{Al}$, obtenues à partir des présentes données. Ces énergies sont déterminées avec une précision de 4 keV. Les niveaux indexés par la lettre ^a sont susceptibles d'être des doublets et les états indexés par la lettre ^b sont observés pour la première fois.

Les niveaux observés dans ce travail sont représentés par des lignes verticales de couleurs noires sur le spectres de la Figure 4.3. Les positions de ces niveaux ont été déterminées après un ajustement des données par une somme de fonctions gaussiennes ayant la même largeur. En effet, dans cette gamme d'énergie d'excitation, la plupart des niveaux reportés dans ENSDF ont une largeur naturelle beaucoup plus petite que la résolution expérimentale (qui est donnée par la largeur commune à mi hauteur des gaussiennes $\simeq 12$ keV FWHM et qui est déterminée à partir des niveaux bien isolés de $l^{27}\text{Al}$). Négliger la largeur naturelle des niveaux peut conduire à identifier plusieurs

états à la place d'un seul état naturellement large. À titre d'exemple le pic proton large à 11.551 MeV pourraient être interprété comme deux états aussi peuplés (voir Tableau 4.1).

L'ajustement s'est fait après soustraction du fond modélisé par un polynôme de degré un, et après avoir découpé le spectre en plusieurs parties. Un exemple est donné sur la Figure 4.4 et le reste des ajustements est présenté dans l'Annexe A. La déconvolution des spectres de protons a été effectuée dans cette zone, et 146 états excités de l' ^{27}Al ont été obtenus dont 30 nouveaux états jamais observés. La liste des niveaux est présentée dans le Tableau 4.1.

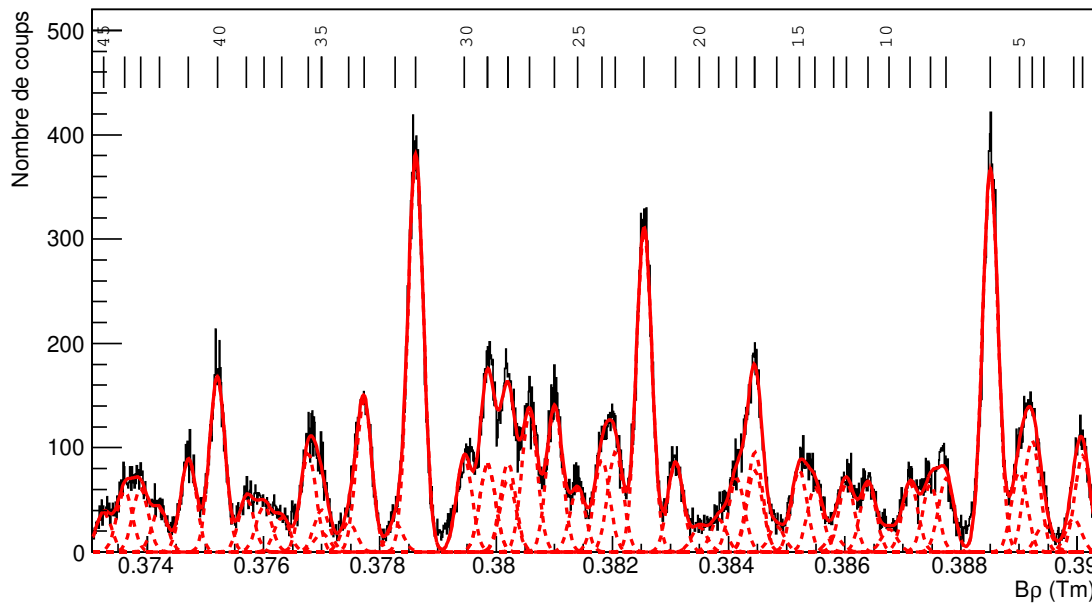


FIGURE 4.4 – Ajustement du spectre de ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ sur l'intervalle en énergie d'excitation compris entre 10.422 MeV et 11.016 MeV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus.

4.3 Niveaux au dessus du seuil d'émission neutron de ^{27}Al

Dans cette zone, où les énergies des états excités s'étendent au-delà du seuil neutron, la densité d'états est élevée et le fond est important. Ceci rend l'analyse des spectres complexe et difficile. Le fond observé croît linéairement en fonction de l'énergie d'excitation suivant une pente douce, et peut donc être modélisé par un polynôme de premier ordre. Après avoir soustrait le fond, le spectre obtenu doit être ajusté. Cette opération a été effectuée pour tous les spectres couvrant cette gamme en énergie d'excitation et pour des angles de détection de 10° , 40.5° et 45° .

4.3.1 Origine des pics observés

Pour déduire l'origine des pics protons observés sur le spectre de ^{27}Al , on mesure le déplacement moyen de ces pics en comparant les spectres obtenus aux angles de détections de 40.5° et de 45° . On effectue une recherche automatique des pics et une liste de leur position dans le plan focal est établie. En prenant comme référence la liste des rigidités magnétiques à 45° , celle de 40.5° est décalée par pas de 2 keV et le nombre de pics coïncidant dans une fenêtre de 4 keV en fonction du déplacement en rigidité magnétique est représenté sur la Figure 4.5. On observe un pic bien net autour de l'abscisse -0.0014 Tm . Ce dernier coïncide bien avec le déplacement cinématique associé à la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ pour une énergie d'excitation de 13 MeV, matérialisé par une ligne verticale rouge. Le bon accord entre le déplacement mesuré et celui prédit par le calcul cinématique indique que les pics observés sont des pics protons associés aux états excités de ^{27}Al . Le nombre limité de pics protons associés à des contaminants présents dans la cible n'affecte pas les conclusions ci-dessus.

4.3.2 Résultats

Les spectres obtenus à 10° et à 40.5° avec la cible d' ^{27}Al , ainsi que les spectres obtenus à 40.5° avec les cibles de carbone et de mylar sont représentés sur la Figure 4.6.

Sur les spectres de carbone et de mylar, nous observons la présence d'un pic proton intense associé à l'état excité à 12.71 MeV du ^{12}C . Sur le spectre de ^{27}Al à 40.5° , ce pic est observé à la position $B\rho = 0.30734 \text{ Tm}$, tandis que sur le spectre à 10° ce dernier est décalé de $+1.7 \cdot 10^{-2} \text{ Tm}$ en accord avec le déplacement cinématique attendu. Notons que la position du pic à 12.71 MeV obtenue avec la cible de carbone et de mylar diffère, ce qui a pour origine d'une part les différentes épaisseurs de cible et d'autre part

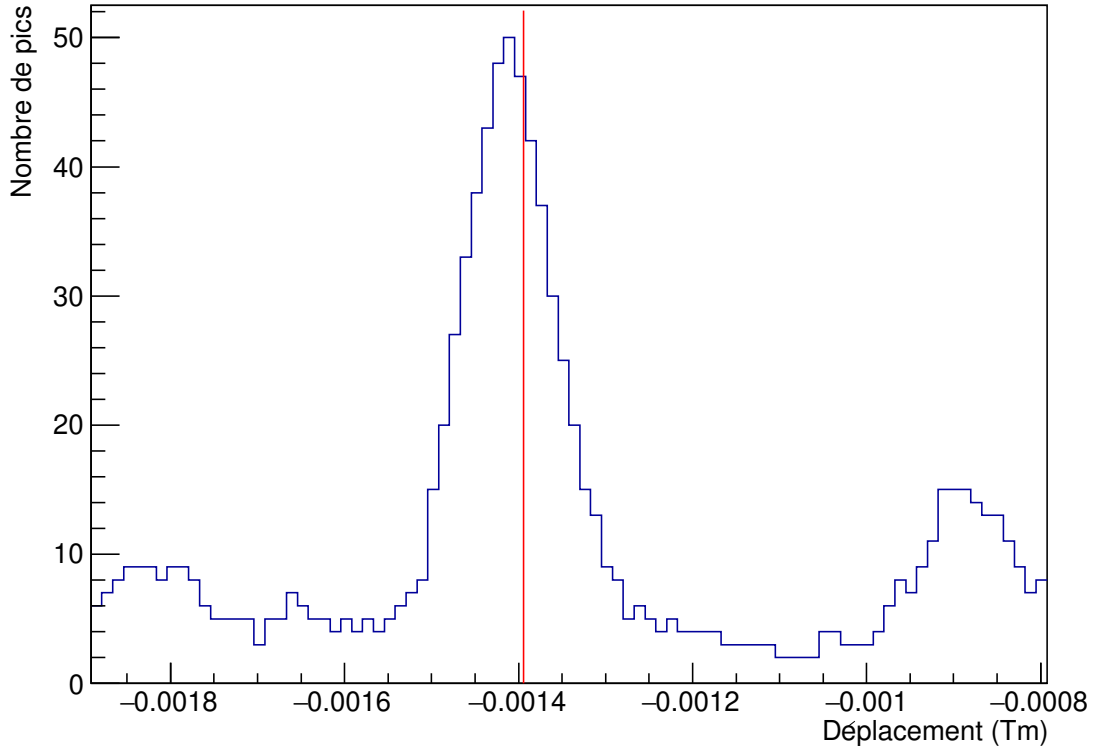


FIGURE 4.5 – Nombre de pics protons associés entre les spectres en position obtenus à 40.5° et 45° en fonction de la différence en rigidité magnétique. La ligne verticale de couleur rouge correspond au déplacement cinématique des pics du milieu du plan focal vers une énergie d'excitation de 13 MeV pour la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$.

une optique différente du faisceau pour le run à basse intensité avec la cible de mylar. Sur les données du mylar, nous observons la présence d'un pic associé à l'état excité à 12.97 MeV de ^{16}O . Cependant ce dernier n'est pas observé sur les données de ^{27}Al car il est faiblement peuplé, et de ce fait il est masqué par le fond.

Après soustraction du fond, l'ajustement des spectres d' ^{27}Al présentés dans l'Annexe B nous permet d'extraire les positions en rigidité magnétique des pics. Ensuite, nous appliquons la calibration pour obtenir les énergies d'excitation associées. Ces énergies ont été extraites avec une incertitude de 4 keV. Ces résultats restent stables en faisant varier de $\pm 20\%$ le fond soustrait, sauf pour les états faiblement peuplés. Les énergies de ces derniers sont déterminées avec une incertitude additionnelle de 1 keV. La comparaison des spectres à 10° et 40.5° montre que les deux spectres sont similaires, et que tous les pics observés avec un angle de détection de 40.5° le sont aussi sur le spectre des données à 10° (voir le premier et deuxième spectre de la Figure 4.6).

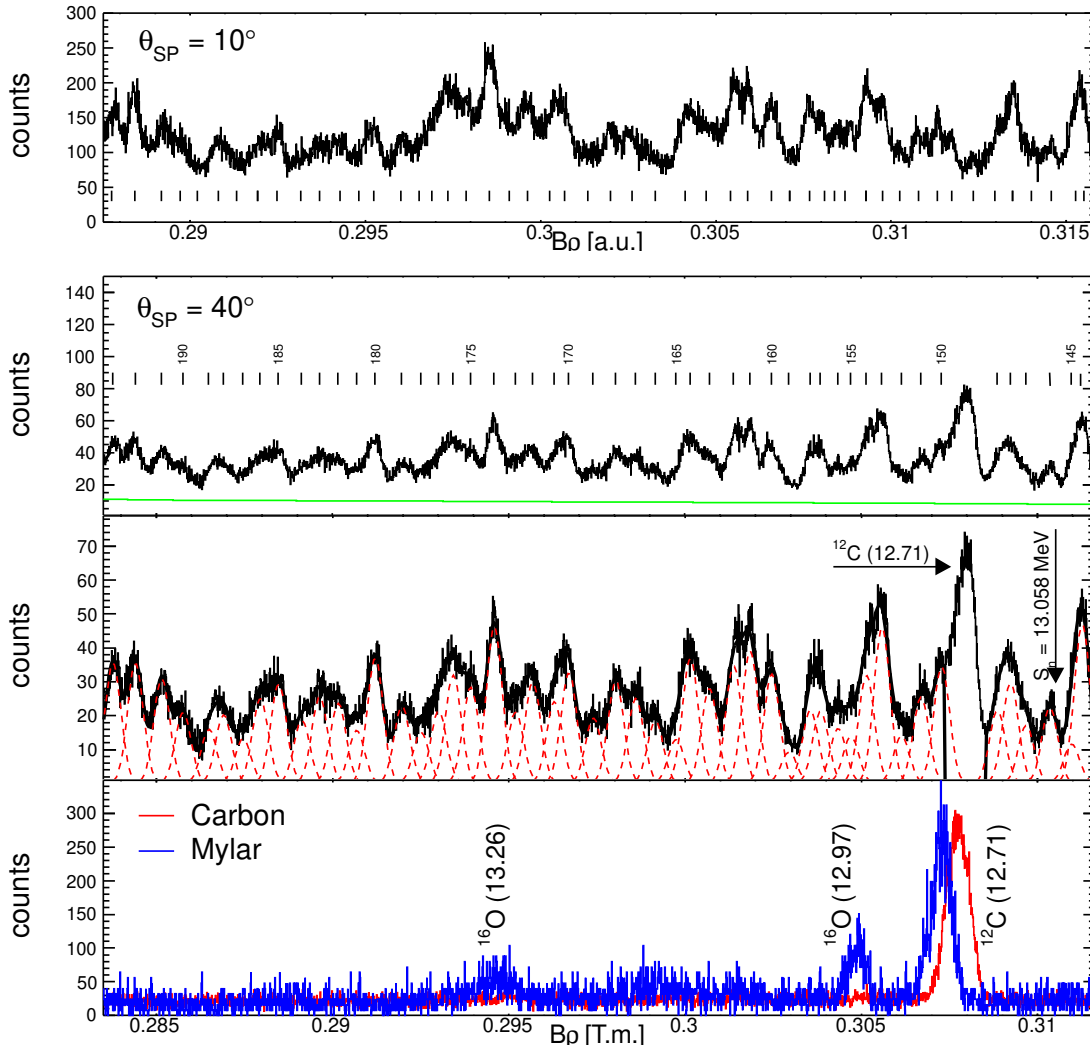


FIGURE 4.6 – Les deux premiers spectres de la partie supérieure représentent respectivement les spectres à 10° et à 40.5° . Sur le troisième spectre, on représente l'ajustement par des gaussiennes réalisé sur le spectre de dessus, et sur lequel les pics associés aux états excités de ^{27}Al sont identifiés. Les pics de contamination en ^{16}O et en ^{12}C observés sur les spectres de ^{27}Al sont identifiés sur les spectres du mylar et du ^{12}C , respectivement représentés en bleu et en rouge sur le spectres du bas.

4.3.3 Discussion

Les énergies d'excitation que nous avons déduites de ce travail sont listées et comparées aux valeurs obtenues lors de précédentes études (voir Tableau 4.2). Plus de 30 nouveaux états d'énergie de ^{27}Al au-dessus du seuil neutron sont observés. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par de Voigt et al. [46] avec la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha, \gamma)^{27}\text{Al}$. Tandis que la comparaison avec les résultats de Whitmire et al. [44] mesurés sur la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha, p_{0,1})^{26}\text{Mg}$ paraît moins évidente et plus difficile à cause des grandes incertitudes dans leurs mesures.

TABLE 4.2 – *Énergies d'excitations de $l^{27}\text{Al}$ au dessus du seuil neutron obtenues à partir de nos données. Comparaison avec celle reportées dans la littérature.*

Notre travail (p,p')	de Voigt et al. (α,γ)	E _X (keV)		de Smet et al. (n, α)
		Whitmire et al. (α,p_0)	(α,p_1)	
13063 $\pm$ 4			13063.1 $\pm$ 8.5	13064.0 $\pm$ 0.1
13082 $\pm$ 4		13077.5 $\pm$ 8.5		13080.7 $\pm$ 0.1
13093 $\pm$ 4				13094.2 $\pm$ 0.2
13106 $\pm$ 4				13100.8 $\pm$ 0.2
13153 $\pm$ 4				
13168 $\pm$ 4			13158.5 $\pm$ 8.5	13170.6 $\pm$ 1.1
13184 $\pm$ 4		13177.2 $\pm$ 8.5	13182.3 $\pm$ 8.5	
13199 $\pm$ 4	13198.5 $\pm$ 2.6	13202.8 $\pm$ 8.5		
13211 $\pm$ 4			13216.4 $\pm$ 8.5	
13224 $\pm$ 4				
13235 $\pm$ 4				
13249 $\pm$ 4				
13258 $\pm$ 4				
13277 $\pm$ 4				
13289 $\pm$ 4	13287.9 $\pm$ 2.6			
13306 $\pm$ 4	13305.0 $\pm$ 2.6			
13319 $\pm$ 4				
13336 $\pm$ 4				
13356 $\pm$ 4	13353.5 $\pm$ 2.6			
13368 $\pm$ 4				
13397 $\pm$ 4				
13412 $\pm$ 4				
13430 $\pm$ 4				
13450 $\pm$ 4				
13461 $\pm$ 4				
13478 $\pm$ 4				
13491 $\pm$ 4				
13508 $\pm$ 4				
13526 $\pm$ 4				
13539 $\pm$ 4				
13550 $\pm$ 4				

13564 $\pm$ 4
 13579 $\pm$ 4
 13600 $\pm$ 4
 13614 $\pm$ 4
 13629 $\pm$ 4
 13642 $\pm$ 4
 13656 $\pm$ 4
 13674 $\pm$ 4
 13687 $\pm$ 4
 13699 $\pm$ 4
 13716 $\pm$ 4
 13749 $\pm$ 4
 13763 $\pm$ 4
 13783 $\pm$ 4
 13799 $\pm$ 4

Récemment la réaction $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{26}\text{Mg}$ [22] a permis de peupler des résonances neutrons, confirmant les données obtenues à partir de la réaction directe $^{26}\text{Al}+n$ [20] et de la réaction inverse [18, 47]. Toutes ces résonances neutron sont observées dans nos données. Les réactions précédentes ont des sélectivités différentes, et par conséquent elles peuplent des états de spins et de parités différents. La réaction $^{26}\text{Al}+n$ [22, 20] peuple des états de haut-spins : $J^\pi=\{9/2^+, 11/2^+\}$ et $\{7/2^-, 9/2^-, 11/2^-, 13/2^-\}$ correspondant respectivement à des captures s et p . Le mécanisme de la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha,\gamma)^{27}\text{Al}$ a, quant à lui, tendance à peupler les états de spin ($J > 5/2$) [46]. En revanche, la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha,p)^{26}\text{Mg}$ peuple principalement des états de spin inférieur à $7/2$ [45]. À partir des résultats existants, seul sept états de bas spin ont été observé par la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha,\gamma)^{27}\text{Al}$ pour des énergies d'excitation comprises entre 13.2 MeV et 13.4 MeV. À plus grande énergie d'excitation aucun état n'a été observé, et les états qui sont présentés dans ce travail sont observés pour la première fois.

4.4 Densité de niveaux dans l' ^{27}Al

Compter le nombre d'états à travers toute la gamme en énergie d'excitation comprise entre l'état fondamental et 14 MeV pourrait en principe être utilisé pour déduire la densité de niveaux expérimentale de l' ^{27}Al . Le nombre de niveaux cumulés $N(E_X)$ déduit de nos données, ainsi que le nombre de niveaux cumulés obtenu à partir du fi-

chier ENSDF et celui calculé théoriquement avec le code Talys [48] sont représentés sur la Figure 4.7. Dans ce dernier cas, le nombre de niveaux cumulés a été calculé avec le modèle à température fixe de Gilbert et Cameron [49] donnée comme suit :

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (4.1)$$

où E_0 et T (température nucléaire) sont des paramètres.

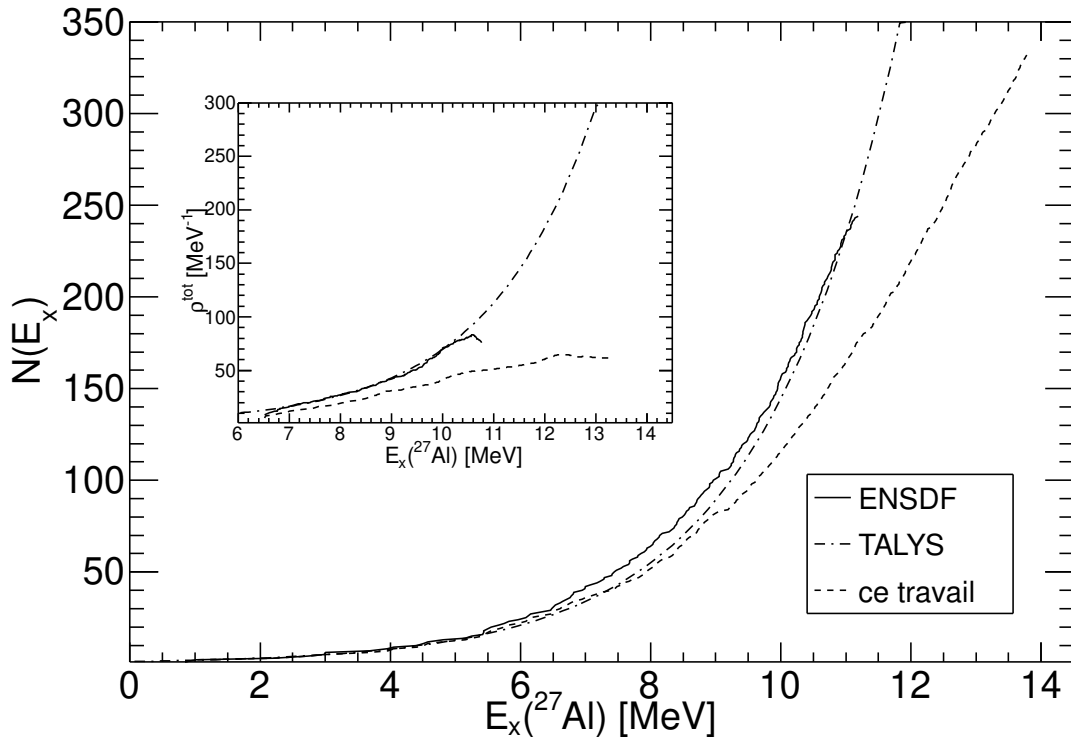


FIGURE 4.7 – Nombre de niveaux cumulés pour le noyau de ^{27}Al en fonction de l'énergie d'excitation obtenu avec les présentes données, les niveaux indiqués dans ENSDF, et avec un calcul en utilisant le modèle à température constante (TALYS). L'histogramme inséré montre la densité totale de niveaux déduite du nombre de niveaux cumulés.

La densité totale de niveaux définie par $\rho^{tot} = dN(E_X)/dE_X$ est représentée dans l'insert de la Figure 4.7 pour les trois courbes du nombre de niveaux cumulés. Avec le modèle à température constante implémenté dans le code de calcul TALYS ($T = 2.0719$ MeV et $E_0 = -0.30333$ MeV) on obtient une valeur $\rho^{tot} \approx 330$ MeV $^{-1}$ pour $E_X = 13.2$ MeV. Cette valeur est six fois plus grande que la valeur déduite de nos données ($\rho^{tot} \approx 60$ MeV $^{-1}$). Cette différence est supérieure aux incertitudes théoriques et s'explique en partie par une résolution expérimentale finie ($\simeq 12$ keV FWHM, correspondant à $\rho^{tot} \simeq 80$ MeV $^{-1}$) et par les statistiques de notre expérience.

Les pics que nous n'observons pas sont soit très faiblement peuplés, soit ils sont masqués par la présence d'un pic naturellement large. Pour des énergies d'excitation inférieure à 11 MeV, la plupart des niveaux ont une largeur naturelle beaucoup plus petite que la résolution expérimentale et les états non observés sur nos données sont principalement très proches et de ce fait ils se retrouvent sur le même pic de proton. Le fond augmente avec l'énergie d'excitation, et une fraction de celui-ci pourrait correspondre soit à des états larges, soit à des états faiblement peuplés, ce qui pourrait représenter une partie des niveaux non observés.

Analyse et résultats de l'expérience réalisée à Munich

Ce chapitre est consacré à l'analyse des données de l'expérience réalisée avec le spectromètre Q3D du Laboratoire Maier-Leibnitz (MLL) de l'Université Technique de Munich. Nous commencerons par décrire les différentes étapes de l'analyse, puis par rapporter les résultats obtenus. Enfin nous terminerons par l'interprétation de nos résultats.

5.1 Calibration du plan focal

Le système d'acquisition des données du spectromètre Q3D enregistre les données au format ROOT. Les spectres obtenus expriment le nombre de coups en fonction d'un numéro de canal. Sous cette forme les données sont inexploitable et il est donc nécessaire de calibrer le plan focal afin de relier les canaux à une grandeur physique comme le rayon de courbure ρ des ions dans le champ magnétique présent.

5.1.1 Méthodologie

Nous avons calibré le plan focal dans la zone d'intérêt pour chacun des angles 22° , 26° , 30° , 35° , 40° , 50° , 60° , 70° , et 80° pour lesquels la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ a été mesurée. Pour cela nous avons utilisé les données issues de la réaction $^{28}\text{Si}(p,p')^{28}\text{Si}$ mesurée à chacun des angles précédents. Le choix de calibrer le plan focal en utilisant une cible de ^{28}Si est justifié par deux raisons. Premièrement, le ^{28}Si est un noyau dont la masse est très proche de celle de l' ^{27}Al limitant ainsi les différences de focalisation horizontale induites par le Q3D. Deuxièmement, pour la valeur de champ magnétique correspondant

à la zone d'intérêt astrophysique dans l' ^{27}Al (jusqu'à 500 keV au dessus du seuil de séparation neutron), le spectre obtenu avec la cible de ^{28}Si présente des pics isolés et bien peuplés (voir Figure 5.1). Cette méthode permet de s'affranchir des difficultés de calibrer à basse énergie d'excitation puis de propager la calibration à plus haute énergie d'excitation comme dans le cas de l'expérience réalisée avec le spectromètre Split-Pole.

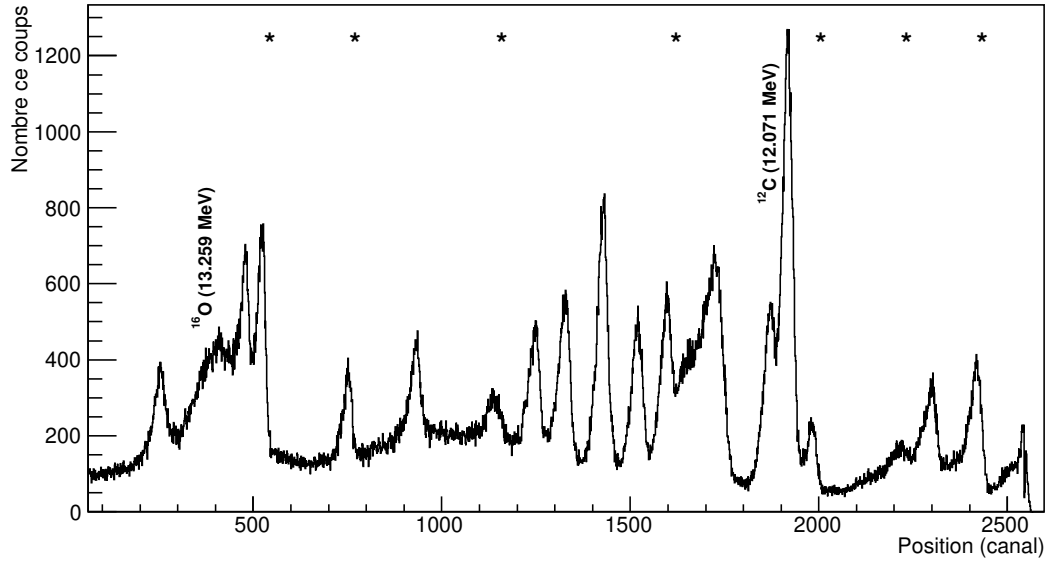


FIGURE 5.1 – Spectre en rigidité magnétique des protons associés à la réaction $^{28}\text{Si}(p,p')^{28}\text{Si}$ obtenu pour un angle de 30° . Le plan focal est centré autour d'une énergie d'excitation de 13.22 MeV et couvre la gamme comprise entre 12.917 MeV et 13.487 MeV. Les pics sélectionnés pour la calibration sont indexés par des astérisques.

5.1.2 Identification des états utiles à la calibration

La première étape de la calibration consiste à identifier les états associés à chacun des pics observés sur le spectre obtenu à l'aide de la cible de ^{28}Si . En tenant compte de la longueur et de la position du système de détection dans le plan focal, de la valeur du champ magnétique appliqué, et de l'angle de détection, il est possible de calculer la position ρ dans le plan focal d'un pic associé à une énergie d'excitation donnée (voir Figure 5.2).

Grâce aux résultats du calcul cinématique précédent, nous avons identifié les états associés aux pics observés sur le spectre de la Figure 5.1. Les pics associés aux états excités du ^{28}Si à 13014 (3), 13050.4 (2), 13094.1 (1), 13173.3 (1), 13271.6 (5), 13360.8 (5), et 13415.3 (5) keV sont bien peuplés et ont des largeurs naturelles faibles typiquement inférieures à 6 keV [27]. Ces pics dont l'énergie est connue précisément ont été sélectionnés

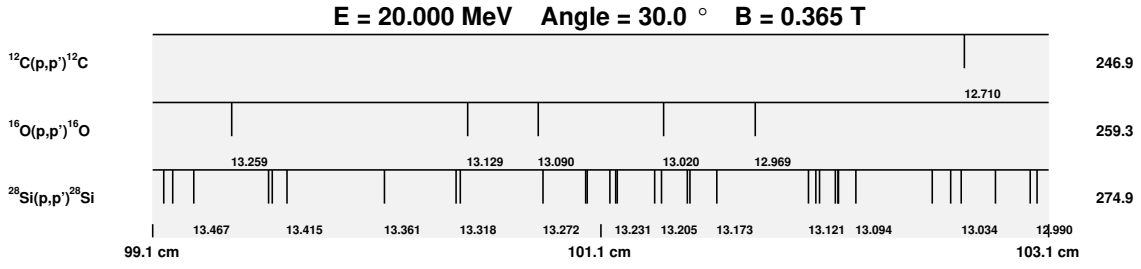


FIGURE 5.2 – Résultats du calcul cinématique donnant la position dans le plan focal des états excités du ^{12}C , ^{16}O , et du ^{28}Si . Ceux-ci sont obtenus avec un champ magnétique de 0.365 T, un angle de détection de 30° et une énergie incidente de 20 MeV.

pour calibrer le plan focal. Ils sont représentés par des astérisques sur la Figure 5.1.

5.1.3 Fonction d'ajustement des pics

La deuxième étape consiste à déterminer la position en canal de chaque pic associé à un état du ^{28}Si retenu pour la calibration. La forme des pics obtenue avec le spectromètre Q3D est différente de celle observée avec le spectromètre Split-Pole. En effet, les pics obtenus avec le Q3D présentent une forme géométrique asymétrique caractérisée par une queue de forme exponentielle à basse énergie (voir Figure 5.3).

Afin d'ajuster ces pics il faut donc trouver une fonction analytique capable de reproduire cette forme. Pour cela, nous avons effectué une série de tests sur les spectres à basse énergie d'excitation là où la densité de niveaux est faible permettant ainsi d'identifier des pics bien peuplés et isolés. Le cas d'une gaussienne et d'une gaussienne convoluée avec une fonction exponentielle sont représentés sur la Figure 5.3 dans le cas du niveau d'énergie à xxx keV de l' ^{27}Al . Si le cas de la gaussienne (à gauche) ne reproduit pas correctement le pic d' ^{27}Al considéré, l'utilisation d'une gaussienne convoluée avec une fonction exponentielle (à droite) permet de bien décrire à la fois la position du maximum de la distribution ainsi que la traîne à basse énergie.

Nous avons donc utilisé dans la suite de ce travail, aussi bien pour la calibration avec la cible de ^{28}Si que pour l'analyse des spectres d' ^{27}Al , une fonction gaussienne modifiée dont la forme analytique est :

$$f(x) = A \exp\left(\frac{x - x_0}{\lambda}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x - x_0}{\sigma} + \frac{\sigma}{2\lambda}\right) \quad (5.1)$$

où les paramètres A , x_0 , σ et λ représentent respectivement l'amplitude, la valeur nominale, l'écart-type de la composante gaussienne et le taux de décroissance de la composante exponentielle. La fonction $\operatorname{erfc}(x)$ est la fonction d'erreur complémentaire de la

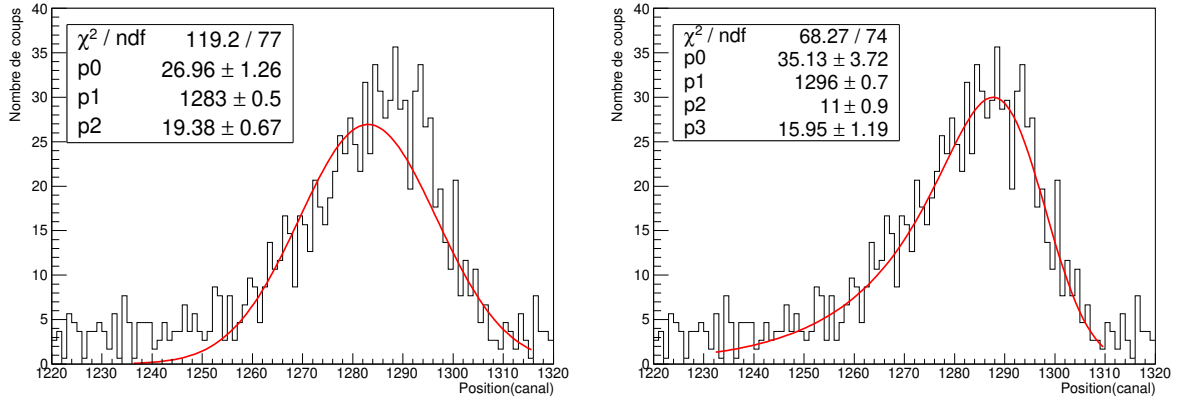


FIGURE 5.3 – *Gauche : Ajustement par une fonction gaussienne d'un pic isolé du spectre d' ^{27}Al à basse énergie d'excitation pour un angle de détection de 40° . Droite : Ajustement du même pic par une fonction gaussienne convoluée avec une exponentielle.*

gaussienne définie de la manière suivante :

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad (5.2)$$

5.1.4 Résultats

Une fois la position des pics déterminée et leur énergie d'excitation connue il est possible de mettre en relation le rayon de courbure ρ et le numéro de canal (voir Figure 5.4, haut). Le rayon de courbure correspondant à chacune des énergies d'excitation est obtenu en effectuant un calcul cinématique à deux corps prenant en compte les effets de cible, la valeur du champ magnétique et l'angle de détection. Les points obtenus ne sont pas alignés, mais ils peuvent être décrits par un polynôme d'ordre 2 comme cela est représenté par la courbe rouge. Les résidus par rapport à l'ajustement sont représentés sur la Figure 5.4 (bas). Ils sont inférieurs à 2×10^{-5} m, soit une erreur de 0.7 keV sur la détermination de l'énergie du pic associé au seuil neutron ($\rho = 0.374365$ Tm).

Nous avons réalisé une calibration pour chaque angle en suivant la même méthode et les mêmes étapes que celles que nous venons de décrire. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tableau 5.1. On observe que les coefficients de calibration sont très similaires ce à quoi l'on peut s'attendre puisque la relation $\rho = f(ch)$ est a priori indépendante de l'angle de détection.

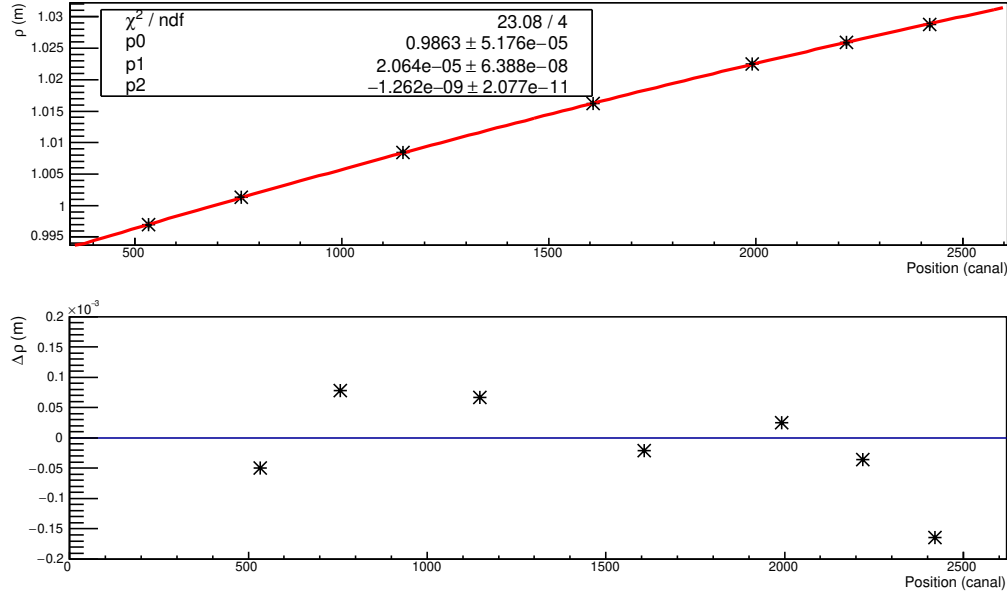


FIGURE 5.4 – *Haut : Rayon de courbure $\rho(m)$ en fonction de la position en canal des pics de ^{28}Si pour les données obtenues à 30° . Un ajustement par un polynôme d'ordre 2 est représenté. Bas : Les écarts entre les valeurs de rayon de courbure expérimentales et ajustées (résidus) sont représentés.*

Angle ($^\circ$)	$a_0(m)$	$a_1(m/ch)$	$a_2(m/ch)^2$
22	0.991043	2.13514×10^{-05}	-1.48014×10^{-09}
26	0.986254	2.11224×10^{-05}	-1.42152×10^{-09}
30	0.986344	2.06379×10^{-05}	-1.26201×10^{-09}
35	0.986628	2.07191×10^{-05}	-1.31212×10^{-09}
40	0.985874	2.13199×10^{-05}	-1.55194×10^{-09}
50	0.986551	2.12568×10^{-05}	-1.59091×10^{-09}
60	0.991945	2.08341×10^{-05}	-1.40973×10^{-09}
70	0.986875	2.04572×10^{-05}	-1.30994×10^{-09}
80	0.975410	2.05061×10^{-05}	-1.39049×10^{-09}

TABLE 5.1 – *Coefficients du polynôme d'ordre 2 obtenus par la procédure de calibration pour chaque angle de détection couvert par le Q3D. La relation de calibration est donnée par $\rho(m) = a_0 + a_1 \times ch + a_2 \times ch^2$.*

5.2 Soustraction du bruit de fond

Avant d'analyser les spectres d' ^{27}Al à chaque angle afin d'extraire l'énergie et la distribution angulaire des pics observés il est nécessaire de soustraire de manière cohérente en fonction de l'angle le fond issu des diverses sources.

5.2.1 Fond carbone

L'exemple des données à 35° est représenté sur la Figure 5.5 où l'on observe une structure large entre les canaux 1750 et 2180 (spectre bleu). Cette structure correspond au niveau d'énergie à 12.71 MeV du ^{12}C comme on peut le voir sur le spectre rouge de la même Figure obtenu avec une cible de carbone. Même si la largeur naturelle de cet état est de 18.1 eV [27], le pic proton associé couvre environ 90 keV dans le centre de masse. Cela est dû au fort pouvoir de focalisation horizontal du Q3D qui est réglé pour compenser la cinématique de la réaction $^{27}\text{Al}(p,p')^{27}\text{Al}$ et non celle de la réaction $^{12}\text{C}(p,p')^{12}\text{C}$.

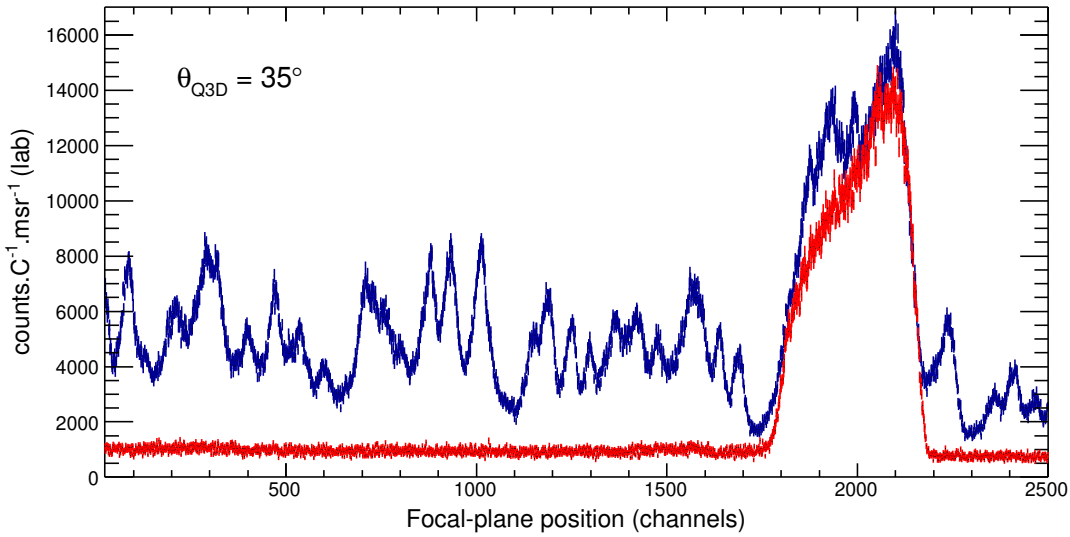


FIGURE 5.5 – *Superposition à 35° des spectres en rigidité magnétique des protons issus de réactions sur les cibles d'aluminium (bleu) et de carbone (rouge). Les spectres sont normalisés par rapport à la charge, l'angle solide de détection et la quantité de carbone dans la cible d'aluminium.*

Lorsque la structure liée à l'état à 12.71 MeV est observée dans les données obtenues avec la cible d'aluminium, comme c'est le cas à 26° , 30° , 35° , 40° , 50° et 60° , il est alors aisé de trouver un facteur d'échelle à appliquer pour la soustraction de la contribution du carbone. Cependant pour les angles restants le spectre obtenu avec la cible carbone n'exhibe qu'un fond plat dont il est difficile de connaître la quantité à soustraire. Pour cela nous avons représenté sur la Figure 5.6 le facteur de réduction par lequel il faut diviser la contribution de la cible carbone pour rendre compte de la contamination carbone dans la cible d'aluminium, en fonction de la charge accumulée sur la cible. Initialement le faisceau a tapé à la position verticale 4.02, puis 4.17 pour la fin de l'expérience. On observe bien pour chaque position une diminution du facteur de réduction correspondant à un dépôt

de carbone au cours du temps. Basé sur cette courbe nous avons déduit un facteur de réduction pour les angles à 70° et 80° pour lesquels aucun pic de contamination carbone à 12.7 MeV n'est observé mais seulement un fond continu. Il s'agit des deux points indiqués par les flèches verticales.

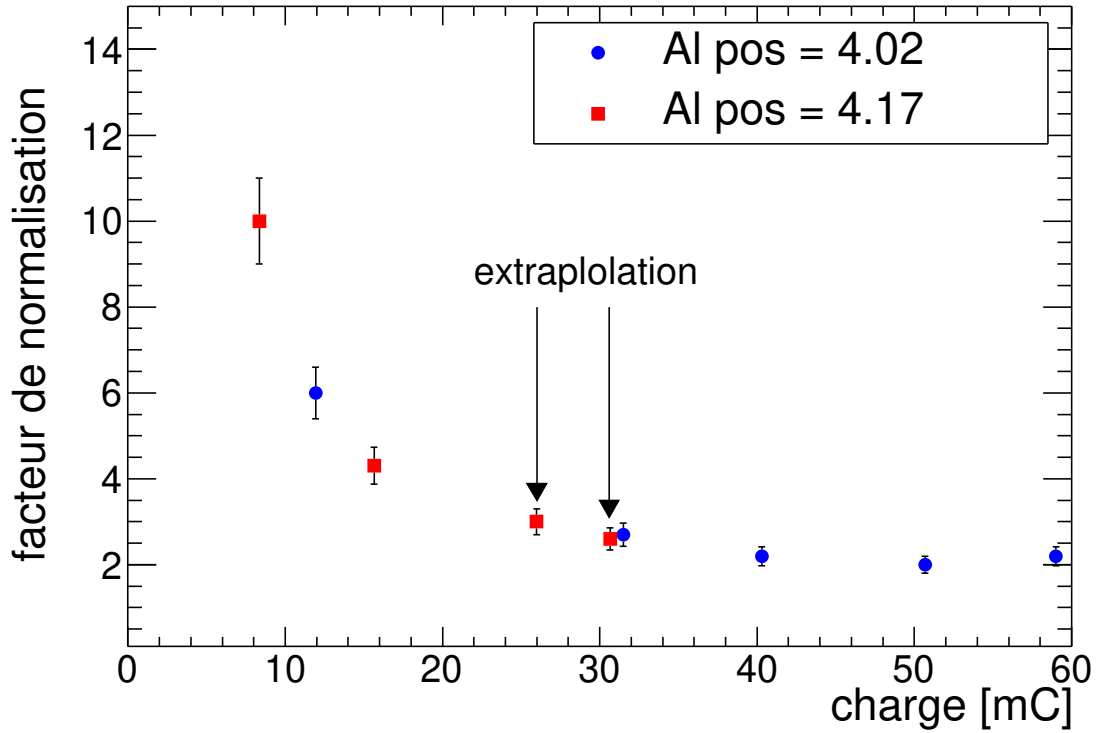


FIGURE 5.6 – Facteur de réduction à appliquer pour rendre compte de la contamination carbone dans les spectres d'aluminium en fonction de la charge accumulée. Les deux points d'impact du faisceau sur la cible sont représentés par des couleurs distinctes.

5.2.2 Fond aluminium

La soustraction du fond aluminium est plus délicate car il s'agit d'un fond continu, contrairement au cas précédent de l'état à 12.71 MeV provenant du ^{12}C . Afin d'effectuer une soustraction cohérente du fond sur l'ensemble des angles nous avons respectés les deux critères suivants. Le premier critère repose sur les données obtenues lors de la mesure faite avec le Split-Pole. Lors de cette mesure, où l'ensemble du spectre en énergie d'excitation de l' ^{27}Al a été étudié, il a été observé qu'un fond linéaire devait être soustrait dans la région d'intérêt et que celui-ci commençait à être significatif à partir de $E_X(^{27}\text{Al}) \approx 10.5$ MeV. Ainsi nous avons imposé que les deux paramètres décrivant le fond linéaire correspondent à une droite dont l'abscisse à l'origine soit égale environ

à 10.5 MeV. Le second critère est d'ordre statistique et impose que la quantité de fond soustraite à l'énergie du contenu minimum de l'histogramme soit au moins à un sigma de ce minimum, sauf exception. Un exemple de soustraction est représenté sur la Figure 5.7 dans le cas des données obtenues à 35° .

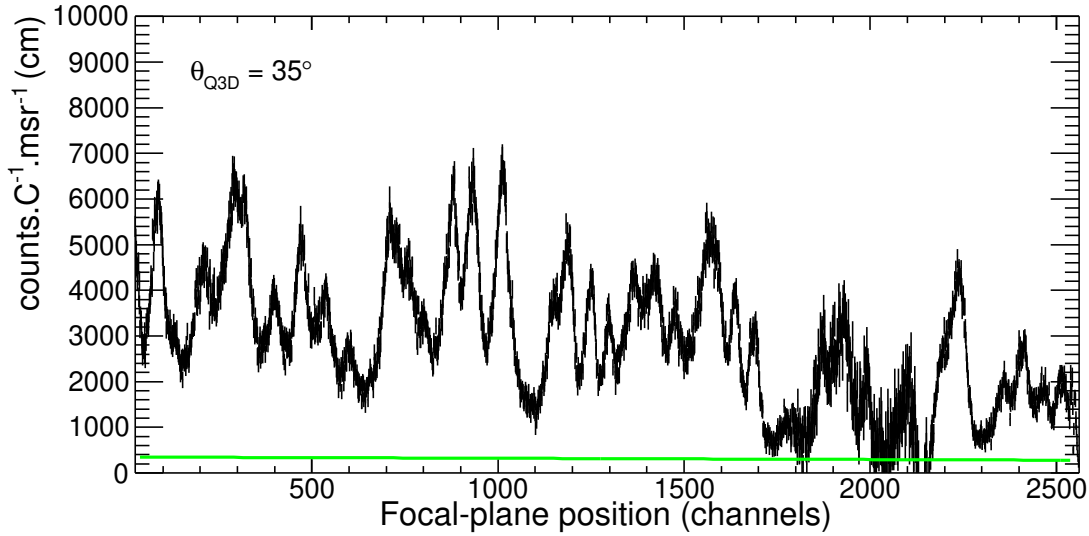


FIGURE 5.7 — Spectre en rigidité magnétique à 35° des protons issus de réactions sur la cible d'aluminium après soustraction de la contamination carbone. Le spectre est normalisé par rapport à la charge et l'angle solide. La courbe verte correspond au fond aluminium (voir texte).

Les valeurs des paramètres décrivant le fond linéaire (p_0 et p_1) ainsi que l'intégrale de ce fond sont reportées dans le Tableau 5.2 pour chaque angle de détection. L'énergie d'excitation pour laquelle s'annule le fond ainsi que l'écart minimum en pourcent et sigma entre le fond et les données sont aussi indiqués. On observe que les paramètres varient continûment en fonction de l'angle ce qui est signe d'une soustraction cohérente du fond.

5.3 Énergie des niveaux au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al

Les spectres obtenus précédemment après soustraction des différentes composantes de fond sont maintenant analysés afin d'extraire les énergies d'excitation des niveaux peuplés au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al .

Angle	p_0	p_1	intégrale	$E_X(^{27}\text{Al})$	écart (%)	écart (σ)
22°	603.45	-0.138067	1.08×10^6	12.5483	42	0.57
26°	600.99	-0.0394477	1.39×10^6	10.0972	34	2.45
30°	400.79	-0.0315582	9.13×10^5	10.6691	44	1.68
35°	350.69	-0.0276134	7.99×10^5	10.6691	38	1.33
40°	300.49	-0.0197239	6.97×10^5	10.0972	58	1.83
50°	100.20	-0.00788955	2.28×10^5	10.6691	62	1.24
60°	80.15	-0.00591716	1.84×10^5	10.4785	69	0.81
70°	100.20	-0.00788955	2.28×10^5	10.6691	74	2.72
80°	100.20	-0.00788955	2.28×10^5	10.6691	71	1.69

TABLE 5.2 – Paramètres et propriétés du fond linéaire d'aluminium déterminés pour chaque angle de détection (voir texte).

5.3.1 Effet des fentes d'entrées du Q3D

Pour les données obtenues à 30°, 50° et 60° les fentes d'entrée horizontales du Q3D étaient positionnées à ± 11.0 mm au lieu des valeurs nominales ± 21.5 mm utilisées pour les autres angles. L'effet du positionnement des fentes est illustré sur la Figure 5.8 dans le cas des mesures à 30° obtenues avec des valeurs de position de fentes différentes. Une meilleure résolution est observée lorsque les fentes sont plus fermées. Cela est vrai aussi bien pour les pics protons associés à des états excités de l' ^{27}Al que pour le pic de contamination carbone observé à droite du plan focal. Pour ce dernier, la réduction de l'acceptance angulaire en X permet d'identifier des états additionnels d' ^{27}Al . Le lien entre résolution et position des fentes s'explique par le fait que pour des fentes fermées seules les trajectoires les plus centrales et donc les moins sujettes aux aberrations optiques du spectromètre sont sélectionnées. Une meilleure résolution spectrale est ainsi obtenue pour des fentes horizontales plus fermées.

Afin d'extraire les énergies d'excitation des niveaux d'intérêt astrophysiques avec la plus grande précision possible nous utiliserons dans la suite les spectres à très haute résolution obtenus avec un positionnement des fentes horizontales à ± 11.0 mm dans le cas des données à 30° et 50°.

5.3.2 Procédure d'ajustement des spectres

La procédure d'ajustement des spectres est maintenant décrite en utilisant le spectre à très haute résolution obtenu à 30° présenté Figure 5.7. Le spectre peut être divisé en deux parties ayant des caractéristiques différentes. Sur la partie droite du spectre ($ch \geq 1100$) on observe une succession de pics étroits alors que sur la partie gauche du spectre, même si des pics étroits sont toujours présents, ceux-ci semblent être superposés

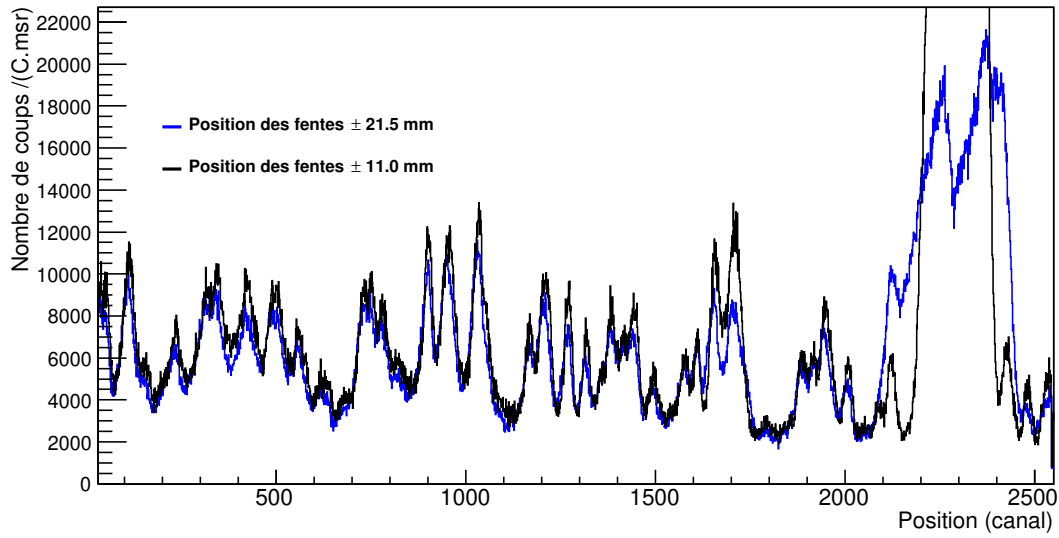


FIGURE 5.8 – Superposition des spectres à 30° obtenus avec la cible d' ^{27}Al pour des fentes en X positionnées à ± 21.5 mm (bleu) et ± 11.0 mm (noir). Les deux spectres sont normalisés par rapport à la charge et l'angle solide.

à deux structures larges centrées approximativement vers $ch \approx 400$ et $ch \approx 900$. De nombreux tests ont été effectués afin de déterminer les paramètres des pics étroits (σ et λ , voir section 5.1.3) et des deux structures larges définies par leur amplitude, centroïde et largeur. Ces tests ont mis en évidence une anti-corrélation forte entre le paramètre de décroissance exponentielle (λ) des pics étroits et la largeur des structures larges lorsque le spectre est traité dans son ensemble. En effet, la densité de niveaux étant élevée le paramètre λ est relativement moins bien contraint que σ . Une grande valeur de λ aura ainsi pour effet de rendre compte d'une partie importante du fond et donc de limiter la contribution des structures larges ce qui se traduit par une faible valeur de leur largeur.

Le traitement de chaque spectre se fait donc en deux étapes successives. La première consiste à ajuster la partie du spectre où l'influence des états larges est minimale, typiquement pour $ch \geq 1100$. Cela permet de contraindre au mieux les paramètres σ et λ puisque cette partie du spectre est dominée par des pics étroits. La deuxième étape ajuste l'ensemble du spectre en imposant les valeurs des paramètres σ et λ déterminées lors de la première étape, tout en laissant libre les paramètres des structures larges. Afin de contrôler la cohérence de cette procédure en fonction de l'angle, les valeurs des paramètres σ et λ obtenues sont comparées à celles obtenues avec la cible de ^{28}Si lors de la calibration pour l'un des pics protons (voir Figure 5.9). On observe un très bon accord entre les données obtenues avec les cibles d'aluminium et de silicium aussi bien sur l'ordre de grandeur des paramètres que sur leur dépendance angulaire. Il est à noter

que l'écart-type (σ) des pics individuels, c'est à dire la résolution, se dégrade légèrement de manière monotone lorsque l'angle croît. En ce qui concerne le paramètre λ , celui-ci a en moyenne des valeurs plus élevées que pour σ , et il y a une très forte corrélation avec l'ouverture des fentes d'entrée horizontales du Q3D. En effet la valeur de λ est divisée par deux pour un réglage de ces fentes à ± 11.0 mm comme c'est le cas à 30° , 50° et 60° , au lieu de ± 21.5 mm pour les autres angles de détection.

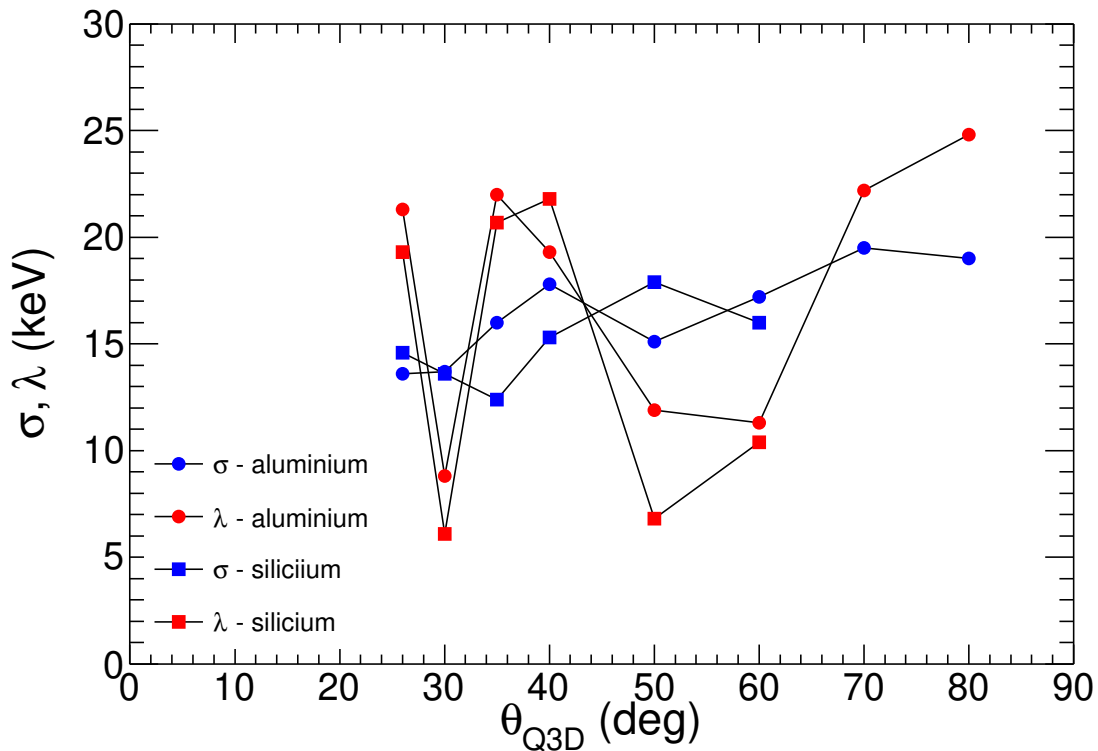


FIGURE 5.9 — Évolution des paramètres σ (bleu) et λ (rouge) des états individuels d'aluminium (cercles pleins) et de silicium (carrés pleins). Dans le cas du silicium une raie de contamination masque le pic utilisé pour cette étude à 70° et 80° . Les barres d'erreur sont dans la taille des points.

Un autre indicateur de la cohérence de la procédure est de s'assurer que les paramètres des structures larges (énergie, largeur, amplitude et distribution angulaire) aient une dépendance angulaire régulière (voir Figure 5.10). Cela est le cas à l'exception de la largeur des états qui est plus petite pour les angles 30° et 35° .

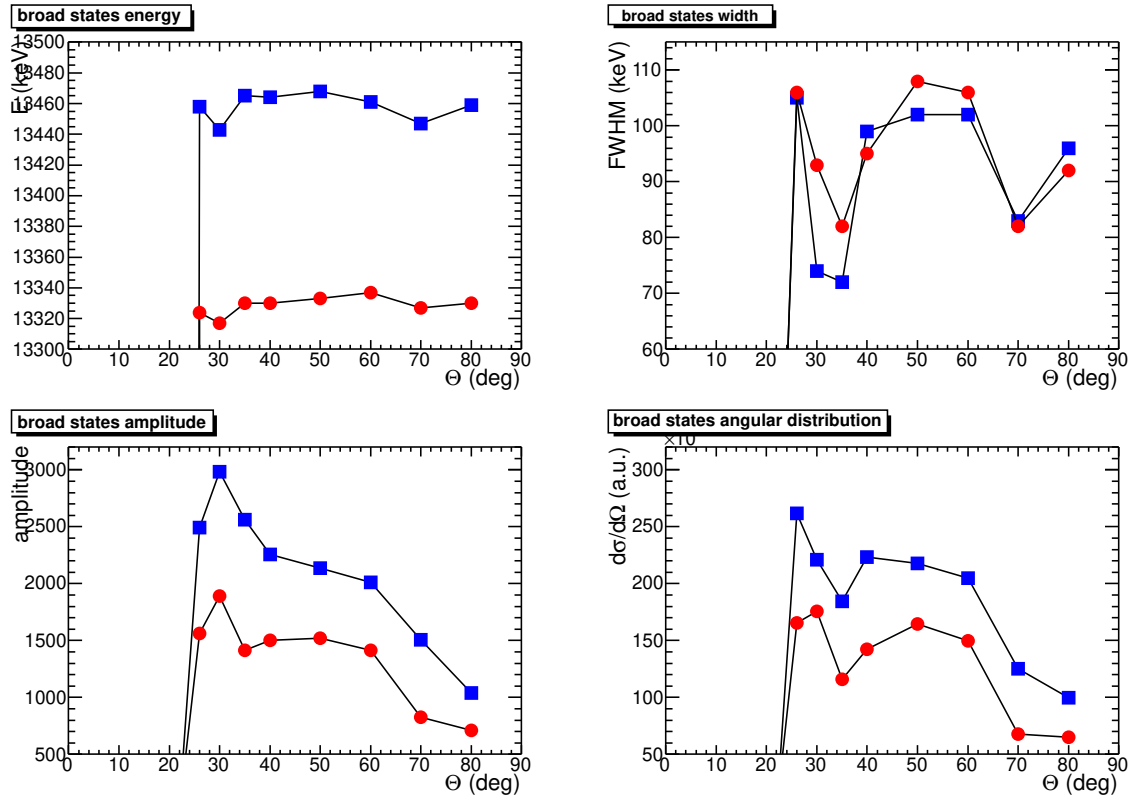


FIGURE 5.10 – Évolution de l'énergie (keV), de la largeur à mi-hauteur (keV), de l'amplitude et de la distribution angulaire des structures larges utilisées lors de l'ajustement des données.

5.3.3 Spectres à très haute résolution

5.3.3.1 Résultats à 30° et 50°

Le résultat de la procédure d'ajustement des spectres obtenus à 30° et 50° est représenté sur la Figure 5.11. Sur le spectre à 50° la zone comprise entre les canaux 965 et 1215 est exclue de l'ajustement à cause de la contamination en carbone associé à l'état à 12.71 MeV. En dehors de cette zone de contamination, les deux spectres sont très similaires aussi bien en ce qui concerne le nombre des pics étroits ou les propriétés des structures larges.

Le résultat de l'ajustement de chacun des spectres fournit une liste de canaux correspondant à la position des pics protons. La calibration est ensuite appliquée pour obtenir la rigidité magnétique associée à chaque pic, et enfin un calcul cinématique permet d'obtenir l'énergie d'excitation associée. Celles-ci sont reportées dans le Tableau 5.3 ainsi qu'avec celles obtenues avec le Split-Pole. La précision sur les énergies d'excitation est de 2 keV et provient des incertitudes sur la calibration, l'ajustement des données et la soustraction du fond. L'accord entre les énergies d'excitation est typiquement de 2 keV et n'excède pas 3 keV. La moyenne des énergies est calculée lorsque les états sont observés

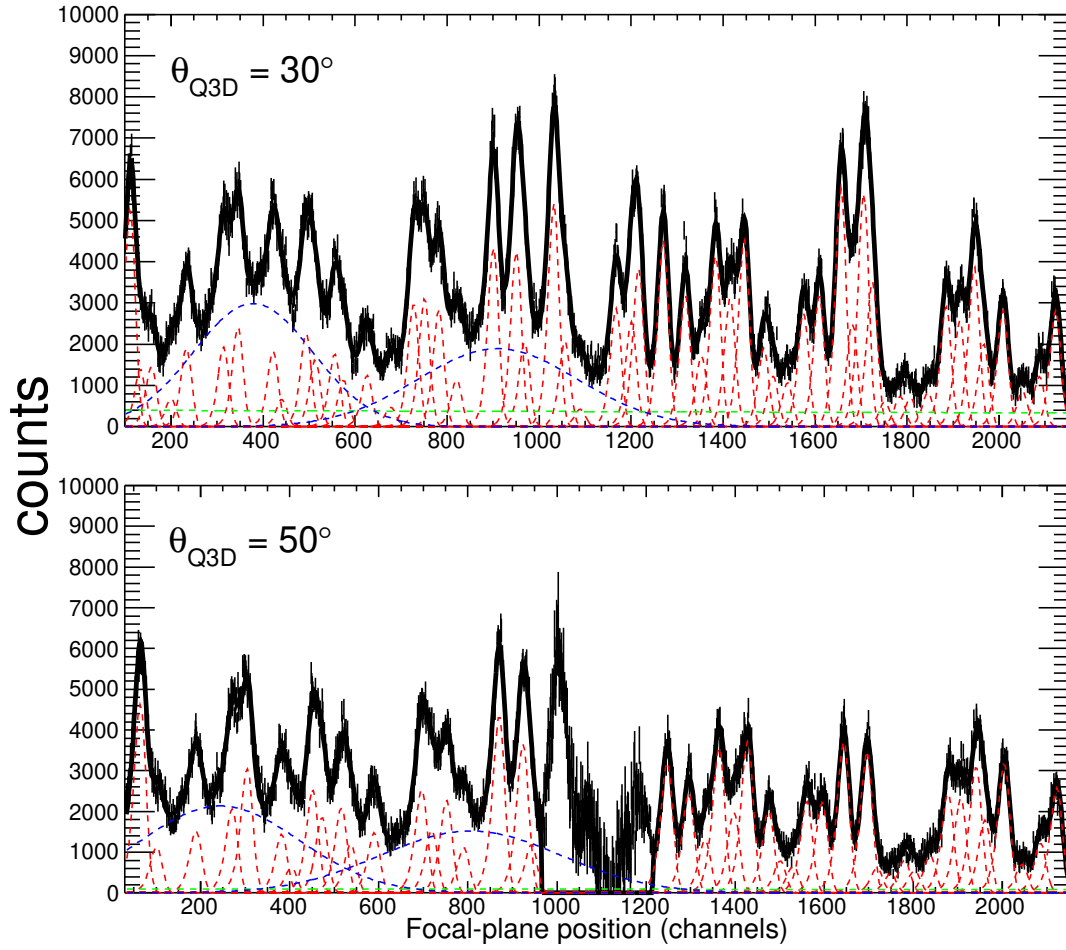


FIGURE 5.11 – Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 30° (haut) et 50° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

à 30° et 50° , sinon la valeur à 30° est utilisée. Les états entre 13235 keV et 13288 keV ne sont observés qu'à 30° puisque cette région est masquée par le pic proton lié à l'état à 12.71 MeV du ^{12}C dans les données à 50° .

Dans les 500 keV au dessus du seuil d'émission neutron 55 niveaux ont été observés avec le Q3D alors que seulement 28 l'avaient été avec le Split-Pole. Le pouvoir de résolution supérieur du Q3D a ainsi permis d'identifier 23 nouveaux états dans ^{27}Al . Étant donné la précision de 4 keV sur la détermination des énergies d'excitation obtenues avec le Split-Pole, les deux expériences réalisées à Munich et Orsay sont en bon accord et la plupart des états ont une contrepartie avec ceux observés avec le Q3D.

Énergie (keV)					Énergie (keV)				
Q3D				SP	Q3D				SP
No.	30°	50°	Moyenne	40°	No.	30°	50°	Moyenne	40°
0	13059	13060	13059	(b)	30	13250	—	13250	13249
	13065	13067	13066	13063		13258	—	13258	13258
	13073	13075	13074	(b)		13275	—	13275 ^a	13277
	13081	13082	13081	13082		13283	—	13283 ^a	(b)
5	13089	13090	13090	(b)	35	13288	—	13288	13289
	13093	13094	13094	13093		13303	13300	13301 ^a	(b)
	13100	13100	13100	(b)		13307	13305	13306	13306
	13106	13106	13106	13106		13318	13317	13317	13319
10	13114	13114	13114	(b)	40	13336	13335	13336	13336
	13122	13120	13121 ^a	(b)		13345	13344	13345	(b)
	13126	13125	13125 ^a	(b)		13353	13351	13352	(b)
	13133	13131	13132 ^a	(b)		13358	13357	13357	13356
15	13139	13137	13138 ^a	(b)	45	13370	x	13370 ^a	13368
	13142	13141	13142	(b)		13382	13382	13382	(b)
	13148	x	13147 ^a	(b)		13394	13394	13394	13397
	13153	13152	13152	13153		13399	13399	13399	(b)
20	13163	13161	13162	(b)	50	13409	13410	13409	13412
	13170	13168	13169	13.168		13414	13415	13414	(b)
	13177	13174	13176 ^a	(b)		13426	13427	13426 ^a	(b)
	13184	13180	13182 ^a	13184		13431	13432	13431	13430
25	13188	13186	13187	(b)		13449	13451	13450	13450
	13197	13195	13196	13199		13457	13459	13458	13461
	13204	13202	13203	(b)		13477	13479	13478	13478
	13210	13209	13210	13211		13489	x	13484 ^a	(b)
30	13217	13215	13216	(b)		13496	13502	13499 ^a	13491
	13225	13223	13224	13224		13502	x	13502 ^a	13508
	13235	13233	13234	13235		13507	13511	13509 ^a	13508
	13247	—	13247	13249					

TABLE 5.3 – Énergies d'excitation de $l^{27}\text{Al}$ obtenues à partir des données à 30° et à 50° dans la gamme d'énergie comprise entre le seuil neutron et le seuil neutron plus 500 keV. Les énergies d'excitation sont précises à 2 keV près sauf quand cela est indiqué par ^a où c'est alors 3 keV. Ces énergies sont comparées avec celles obtenues avec le spectromètre Split-Pole (SP).

5.3.3.2 Nature des structures larges

Il est intéressant de s'interroger sur la signification physique des deux structures larges utilisées dans l'ajustement des spectres en rigidité magnétique. L'origine de ces structures peut s'expliquer soit par des états dans $l^{27}\text{Al}$ ayant une largeur naturelle importante de l'ordre de la centaine de keV ou par la juxtaposition d'un nombre important d'états faiblement peuplés. La Figure 5.12 représente un ajustement des données obtenues à 30°

pour les deux cas précédemment décrits.

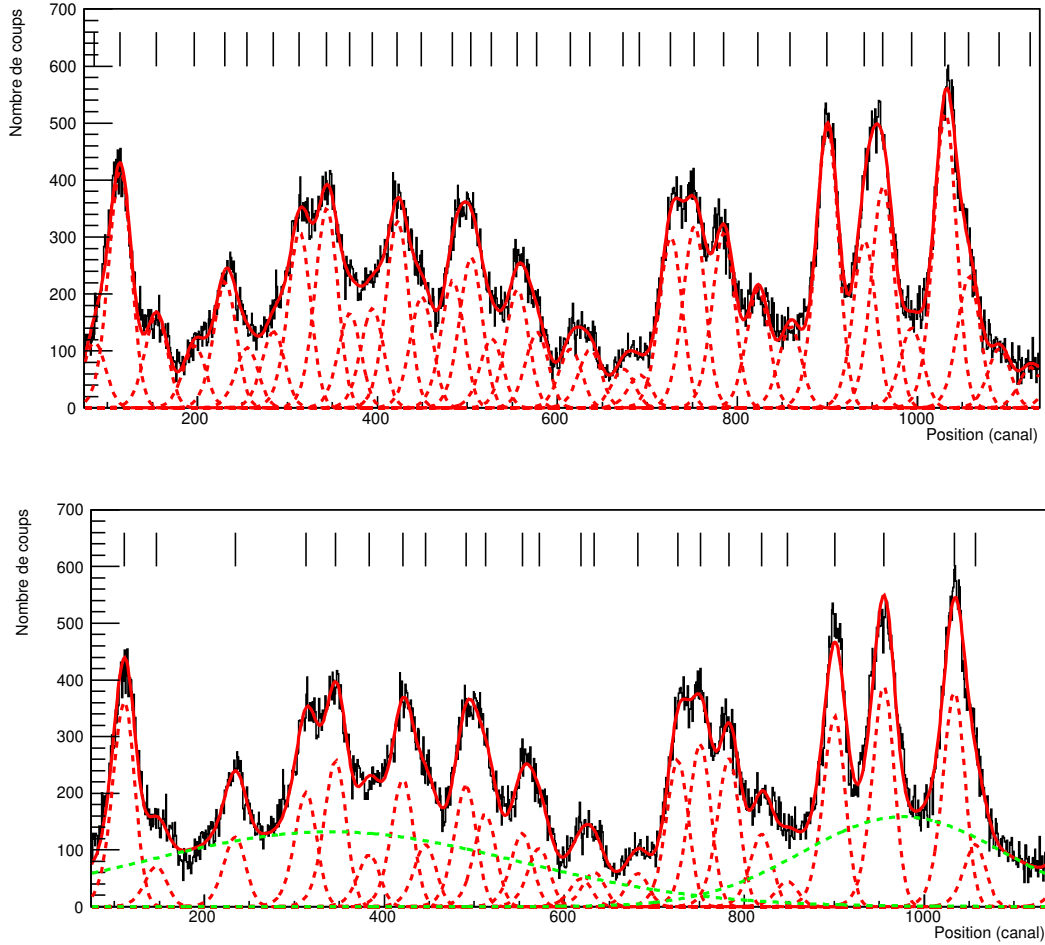


FIGURE 5.12 – Ajustement du spectre en rigidité magnétique des protons obtenu à 30° avec (bas) et sans (haut) la contribution de structures larges.

D'un point de vue statistique le χ^2 réduit est identique pour les deux ajustements ne permettant pas ainsi de choisir une des deux solutions. Dans le cas sans structure large il est nécessaire d'ajouter un nombre d'états importants qui pour la plupart ne rendent pas compte des structures étroites observées dans le spectre. En effet les états ajoutés servent plutôt à combler les minima locaux entre les structures étroites. De ce point de vue l'existence même de ces états est difficile à justifier. Dans le cas où deux structures larges sont ajoutées le nombre d'états étroits nécessaire est évidemment plus faible que dans le cas précédent. Néanmoins ceux-ci correspondent bien aux structures étroites observées. Cependant dans ce dernier cas la densité de niveaux individuels dans la gamme d'énergie d'excitation des structures larges est plus faible qu'à plus faible énergie d'excitation ce qui est paradoxal. Cela est clairement mis en évidence sur la

Figure 5.11 (haut) si l'on compare cette densité de niveaux au dessus et en dessous du canal ≈ 1100 . Le choix a été fait dans ce travail d'inclure les structures larges dans la procédure d'ajustement des données.

Les énergies d'excitation correspondant aux ajustements de la Figure 5.12 sont comparées dans le Tableau 5.4. Il est intéressant de remarquer que ces deux cas n'ont aucun effet sur les énergie des niveaux pour $E_X(^{27}\text{Al}) \leq 13.235$ MeV, ce qui est attendu puisque l'effet des structures larges est négligeable dans cette région d'énergie. Pour des énergies d'excitation plus grandes, on observe un écart d'au maximum 2 keV entre les énergies des états observés dans les deux ajustements.

Énergie d'excitation (keV)					
Sans structures larges			Avec structures larges		
13052.9	13203.9	13366.8	13052.9	13203.7	13368.8
13059.0	13210.7	13371.3	13058.7	13210.5	—
13065.9	13217.1	13379.9	13065.7	13216.9	13380.3
13073.0	13225.1	13385.1	13072.8	13224.8	13383.8
13081.3	13235.6	13393.8	13081.0	13235.3	13394.8
13089.1	13243.1	13399.0	13089.0	—	13399.3
13093.5	13247.5	13405.8	13093.3	13247.3	—
13100.0	13250.9	13411.3	13099.8	13250.7	13409.1
13106.1	13258.4	13416.3	13105.8	13257.8	13414.3
13113.6	13267.3	13424.5	13113.5	—	13425.2
13119.7	13275.1	13431.0	13119.7	—	13431.2
13124.8	13282.8	13437.7	13124.6	13282.6	—
13130.4	13288.7	13443.9	13130.4	13287.8	13440.3
13137.3	13297.2	13450.2	13137.2	—	13449.4
13141.8	13304.8	13457.5	13141.6	13305.6	13457.4
13146.9	13309.8	13464.4	13146.6	—	—
13152.9	13318.4	13471.5	13152.6	13318.1	—
13162.7	13326.6	13477.9	13162.5	—	13476.8
13169.9	13333.4	13486.3	13169.7	13330.2	—
13177.2	13338.6	13496.8	13177.1	13336.8	13498.6
13183.7	13345.7	13506.7	13183.6	13345.2	13507.5
13188.1	13353.0	13512.9	13187.8	13352.7	—
13197.4	13358.9		13197.1	13358.5	

TABLE 5.4 – *Listes des énergies d'excitation des niveaux d' ^{27}Al au dessus du seuil d'émission neutron obtenues avec les données à 30° dans les cas où deux structures larges sont considérées ou pas. Les niveaux non observés sont indiqués par des tirets horizontaux.*

5.3.4 Spectres à haute résolution.

L'analyse du reste des données obtenues aux angles de 22° , 26° , 35° , 40° , 70° , et 80° est maintenant présentée. Pour ces angles de détection les fentes horizontales du Q3D sont ouvertes au maximum (± 21.5 mm) ce qui se traduit par une résolution moins bonne qu'à 30° et 50° . C'est notamment le cas des angles les plus grands pour lesquels il n'est pas possible d'identifier tous les états observés à 30° et 50° . Pour pallier à cette situation la procédure d'ajustement des données a été légèrement adaptée. La procédure en deux étapes consistant à déterminer d'abord les paramètres σ et λ des états étroits, puis les paramètres des deux structures larges reste indentique. La différence est que l'ajustement utilise maintenant comme paramètre d'entrée la liste des niveaux déduite de l'analyse à 30° et 50° . Afin de prendre en compte d'éventuels effets systématiques liés aux calibrations du plan focal aux différents angles, l'énergie des niveaux est autorisée à varier au plus de ± 2 keV. De plus un shift en énergie commun à tous les niveaux est laissé libre. Cette nouvelle procédure permet d'obtenir une très bonne description des données à tous les angles. À titre d'exemple les ajustements des données à 40° et 70° sont présentés sur la Figure 5.13. Le reste des spectres ajustés est disponible dans l'Annexe C.

La synthèse des énergies des niveaux au dessus du seuil d'émission neutron pour chaque angle est donnée dans le Tableau 5.4. On observe que les différentes énergies associées à un même niveau sont en excellent accord ce qui indique une fois de plus la cohérence de la procédure de calibration du plan focal et de la procédure d'ajustement des données en fonction de l'angle.

No.	22°	26°	35°	40°	60°	70°	80°
0	13059	13058	—	13059	13061	13059	—
	13067	13066	—	13065	13068	13065	13064
	13075	13073	—	13073	13075	13073	13072
	13082	13081	—	13082	13083	13083	13084
	13090	13089	—	13090	13090	13091	13088
5	13094	13093	—	13094	13095	13096	13093
	13101	13099	—	13102	13101	13102	13099
	13106	13105	—	—	13107	13107	13105

10	13112	13115	—	—	13115	13115	13112
	13117	13119	—	—	13121	13124	13119
	13123	13124	—	—	13126	13128	13125
	13128	13131	—	—	13133	13136	13130
	13135	13135	—	—	13140	13142	13136
	13142	13141	—	—	13143	13143	13143
15	13149	13150	—	—	13145	13146	13146
	13152	13152	13152	—	13153	13153	13155
	13162	13161	13162	—	13163	13163	13165
	13169	13168	13168	—	13170	13170	13171
20	13175	13175	13175	—	13178	13178	13177
	13181	13182	13181	—	13185	13185	13184
	13187	13187	13187	—	13189	13187	13190
	13196	13196	13197	13195	13198	13198	13199
	13203	13202	13203	13202	13204	13204	13205
	13210	13209	13210	13210	13211	13211	13212
25	13217	13216	13217	13216	13217	13216	13218
	13224	13224	13224	13224	13225	13225	13227
	13234	13234	13235	13234	13236	13236	13238
	13245	13246	13249	13247	13248	13249	13245
	13248	13249	13248	13251	13252	13254	13251
	13256	13257	13258	13257	13258	13259	13259
30	13272	13273	13273	13271	13273	13274	13278
	13281	13281	13281	13279	13281	13282	13285
	13287	13287	13288	13287	13289	13289	13291
	13302	13302	13302	13298	13302	13300	13298
35	13306	13306	13306	13305	13307	13307	13309
	13318	13317	13318	13318	13319	13319	13321
	13336	13335	13336	13335	13336	13337	13339
	13345	13345	13345	13345	13345	13345	13348
	13353	13353	13353	13353	13353	13354	13355
	13359	13358	13358	13358	13359	13359	13361
40	13372	13372	13372	13371	13369	13375	13367
	13383	13382	13382	13382	13384	13384	13386
	13392	13394	13392	13390	—	13398	13391
	13399	13399	13398	13399	—	13397	13399
	13409	13409	13406	13409	—	13407	13407

45	13415	13415	13413	13416	—	13415	13418
	13428	13426	13426	13422	—	13431	13423
	13431	13431	13430	13432	—	13432	13435
	13451	13451	13450	13452	13450	13451	13454
	13459	13459	13458	13461	13459	13460	13462
50	13479	13478	13476	13480	13479	13478	13475
	13486	13482	13479	13487	13488	13485	13484
	13498	13498	13498	13499	13499	13498	—
	13504	13505	13504	13505	13503	13507	—
	13510	13510	13508	13512	13510	—	—

TABLE 5.5 – Même chose que pour le Tableau 5.3 mais pour les angles autres que 30° et 50° .

5.4 Distributions angulaires

Dans cette partie, nous allons décrire la méthode utilisée pour la détermination de la section efficace différentielle de chaque niveau.

5.4.1 Méthode

Lors d'une expérience avec un spectromètre magnétique, des spectres en position sont enregistrés à différents angles de détection θ . Le nombre de coups $N(\theta)$ contenus dans un des pics d'un spectre donné s'exprime en fonction de la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega(\theta)$ selon la relation donnée par l'Equation 5.3.

$$N(\theta) = I \times t \times \frac{e_{tar}}{M_{mol}} \times N_A \times \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \times \Delta\Omega \quad (5.3)$$

où I est l'intensité du faisceau, t est la durée du run, e_{tar} est l'épaisseur de la cible, M_{mol} est la masse molaire de la cible, N_A est le nombre d'Avogadro, et $\Delta\Omega$ est l'angle solide couvert par le spectromètre. Il est important d'exprimer l'angle solide et la section efficace différentielle dans le même référentiel, c'est-à-dire soit dans le centre de masse ou soit dans le laboratoire. Le produit de l'intensité du faisceau et du temps de mesure est égal à la charge Q accumulée durant le temps t . Le quotient du produit de l'épaisseur de la cible e_{tar} et du nombre d'Avogadro N_A par la masse molaire M_{mol} représente le nombre d'atomes par unité de surface dans la cible. La section efficace différentielle à un angle donné est alors obtenue par inversion de la formule précédente.

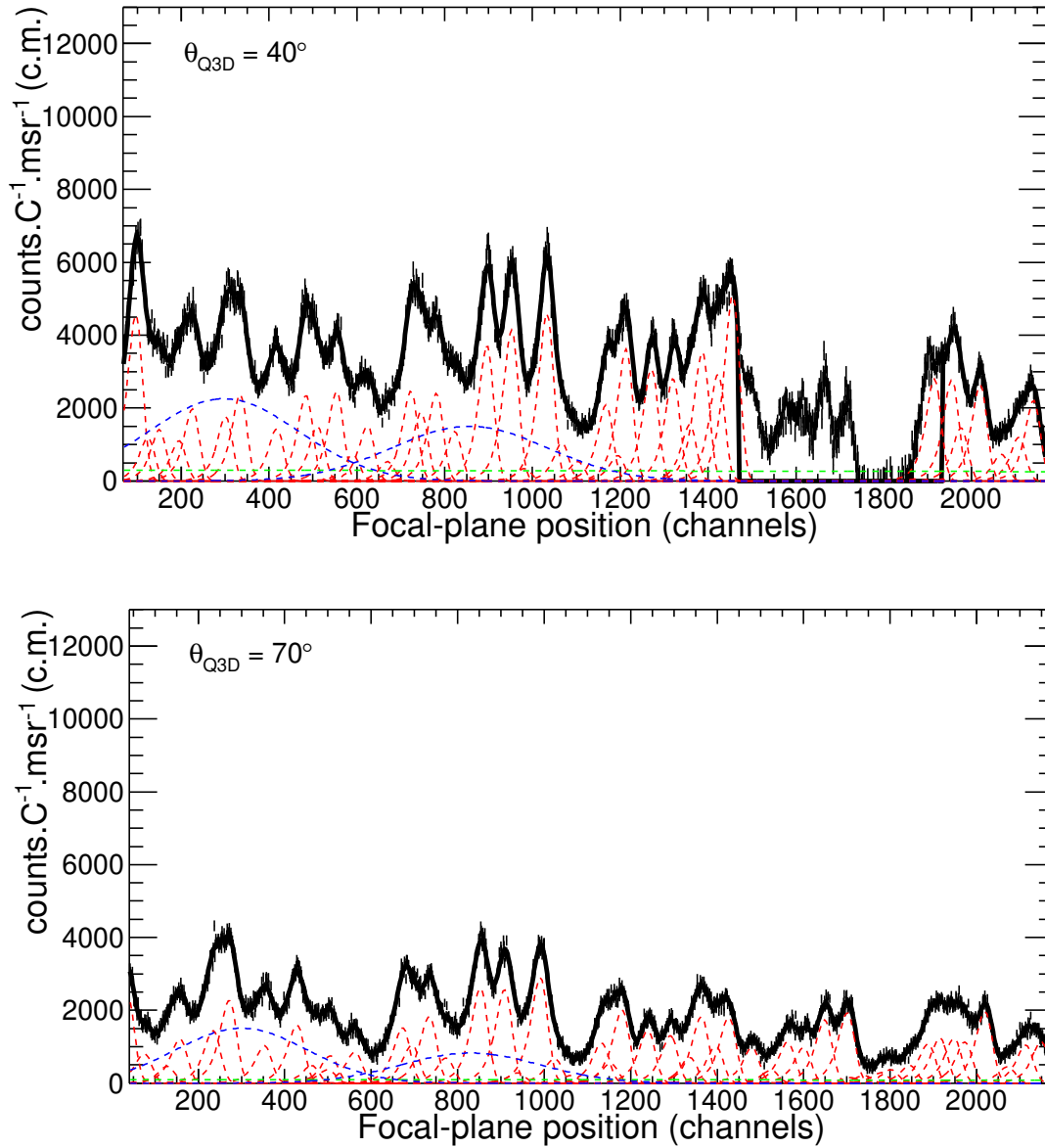


FIGURE 5.13 – Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 40° (haut) et 70° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

5.4.2 Cas de l'état à 12.71 MeV du ^{12}C

Avant d'appliquer la méthode précédente au cas des états de ^{27}Al , nous avons extrait la section efficace différentielle de l'état à 12.71 MeV du carbone qui a déjà été mesurée par Gaillard et al [50]. Nous avons analysé les données obtenues avec la cible de ^{12}C aux angles de détection à 30° , 35° , 40° , 50° , et 60° pour lesquels les spectres montrent clairement la présence de l'état à 12.71 MeV (voir par exemple Figure 5.5). Le nombre

de coups à chaque angle est déterminé par l'intégrale du pic déformé par le spectromètre Q3D. La distribution angulaire obtenue est représentée sur la Figure 5.14 ainsi qu'avec les données expérimentales de Gaillard et al [50]. On observe un très bon accord entre les deux jeux de données aussi bien d'un point de vue de la normalisation que de la forme des distributions angulaires. Cela valide ainsi la procédure utilisée pour l'extraction des distributions angulaires.

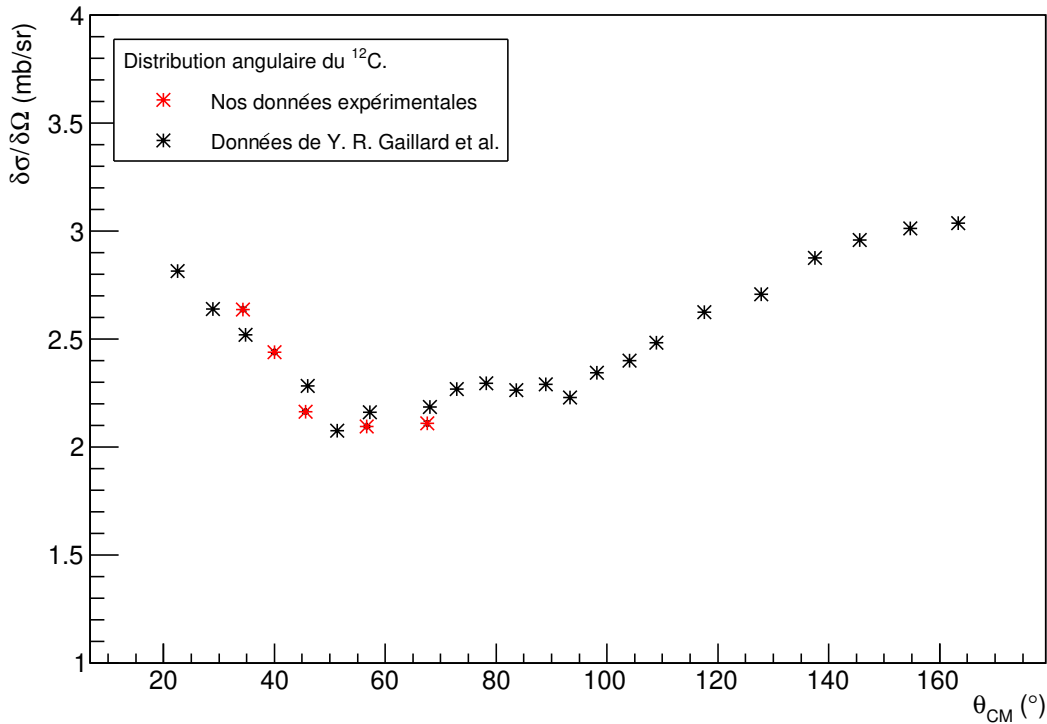


FIGURE 5.14 – *Section efficace différentielle de l'état à 12.71 MeV du carbone. Les valeurs expérimentales que nous avons mesuré sont représentées par des astérisques de couleur rouge. Les mesures de Gaillard sont représentées par des astérisques de couleur noire [50].*

5.4.3 Cas des états de l' ^{27}Al

À la différence du cas de l'état à 12.71 MeV du ^{12}C qui donne lieu à un pic isolé dans le plan focal, les spectres obtenus avec la cible d' ^{27}Al montrent un nombre important de pics dans lesquels plusieurs niveaux sont présents. Le nombre de coups à un angle donné ne peut pas dans la plupart des cas être déterminé par une simple intégration du spectre entre deux canaux. Il faut donc avoir recours à la fonction utilisée dans l'ajustement des

données (voir Equation 5.1) dont l'intégrale possède la forme analytique suivante :

$$N = 2\lambda A \exp\left(-\left(\frac{\sigma}{2\lambda}\right)^2\right) \quad (5.4)$$

L'ensemble des distributions angulaires pour les niveaux identifiés est présenté dans l'Annexe D et un exemple représentatif est montré sur la Figure 5.15. Six distributions angulaires y sont présentées correspondant à deux niveaux fortement peuplés ($E_X = 13.225$ et 13.235 MeV), deux niveaux fortement peuplés dans la région des structures larges ($E_X = 13.307$ et 13.318 MeV), ainsi que deux niveaux faiblement peuplés ($E_X = 13.114$ et 13.505 MeV). Les distributions angulaires des deux niveaux faiblement peuplés ne présentent pas de structures marquées et présentent même des anomalies comme le point à 70° dans le cas de l'état à 13.505 MeV. Il est donc extrêmement difficile, voire impossible, d'extraire des distributions angulaires fiables pour les états faiblement peuplés, typiquement $d\sigma/d\Omega \leq 20 \mu\text{b/sr}$. Pour les états bien peuplés on observe une diminution régulière de la section efficace différentielle en fonction de l'angle, même si les points à 30° semblent être systématiquement avoir des sections efficaces trop basses. Cela est probablement lié à la soustraction de fond aluminium à cet angle là.

Afin de s'assurer que le comportement observé à 30° n'est pas lié au fait que les fentes horizontales du spectromètre soient fermées à ± 11 mm, nous avons représenté sur la Figure 5.16 les distributions angulaires des pics protons correspondants aux états à 13.225 , 13.307 et 13.318 MeV lorsque le nombre de coups dans chacun de ces pics est déterminé par intégration directe du spectre entre deux bornes. Cela est justifié pour ces états puisque les structures protons associées sont bien isolées des structures voisines. On obtient un très bon accord entre les deux méthodes pour l'état à 13.235 MeV. Pour les deux autres états, on observe que les distributions angulaires déterminées par intégration directe sont plus marquées que dans l'autre cas, ce qui se comprend aisément si l'on considère que dans le cas de la Figure 5.16 la contribution des structures larges n'est pas soustraite.

D'une manière générale la forme d'une distribution angulaire renseigne sur le mécanisme de réaction sous-jacent à la population de l'état considéré. Si l'on se place dans le cadre théorique décrivant le mécanisme considéré il est alors possible d'extraire des informations spectroscopiques sur l'état peuplé. À titre d'exemple, un mécanisme de réaction directe à une étape se traduira par une chute rapide de la section efficace de l'ordre d'un ordre de grandeur au moins aux angles avant typiquement inférieurs à 40° , ce qui n'est pas le cas des distributions angulaires que nous avons obtenu. La forme des distributions angulaires que nous observons est plutôt caractéristique d'un mécanisme de noyau composé se traduisant par la formation du noyau de ^{28}Si dans un premier temps,

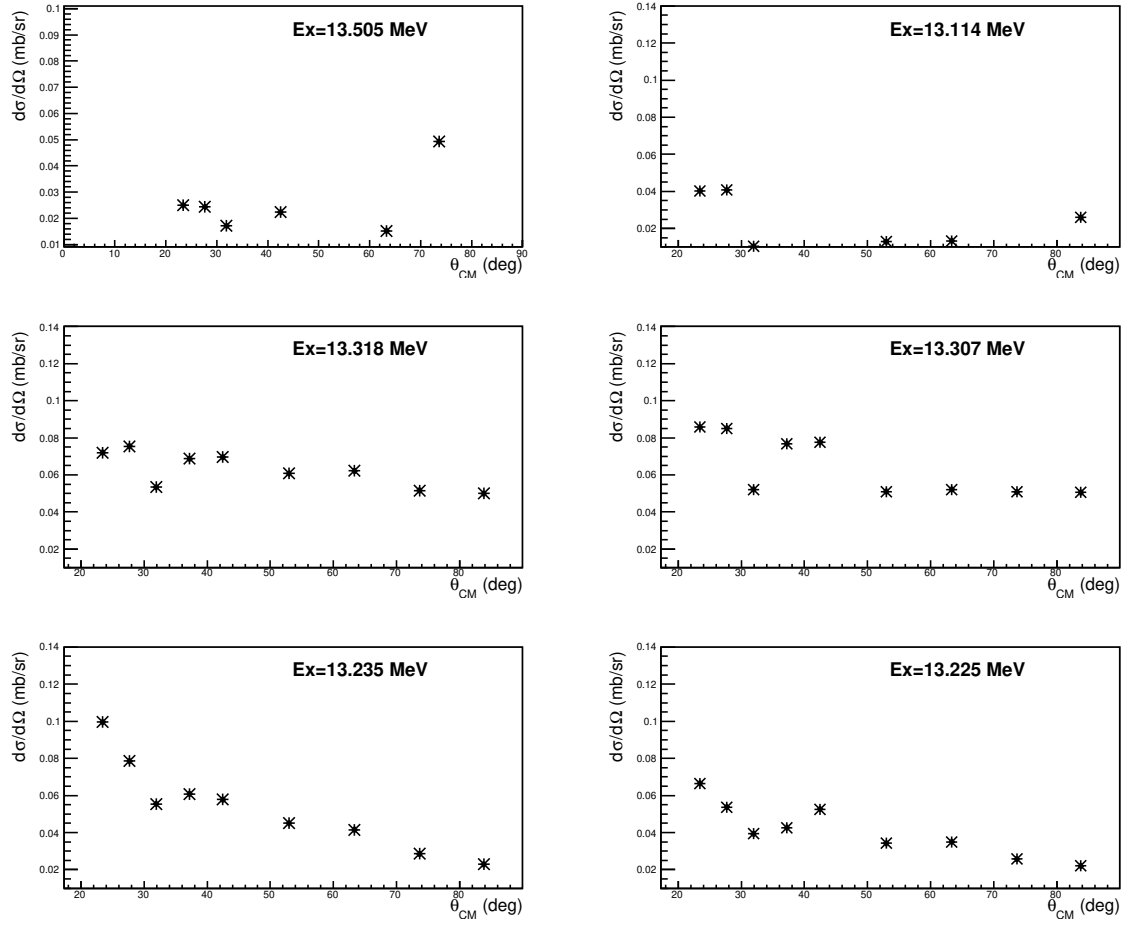


FIGURE 5.15 — Sections efficaces différentielles obtenues pour les états $d^{27}\text{Al}$ à 13.114 MeV, 13.225 MeV, 13.235 MeV, 13.307 MeV, 13.318 MeV et 13.505 MeV.

puis de l'émission d'un proton dans un deuxième temps. Malheureusement la forme des distributions angulaires n'est pas suffisamment différente d'un état à l'autre pour permettre de déterminer les spins et/ou la parité des niveaux peuplés.

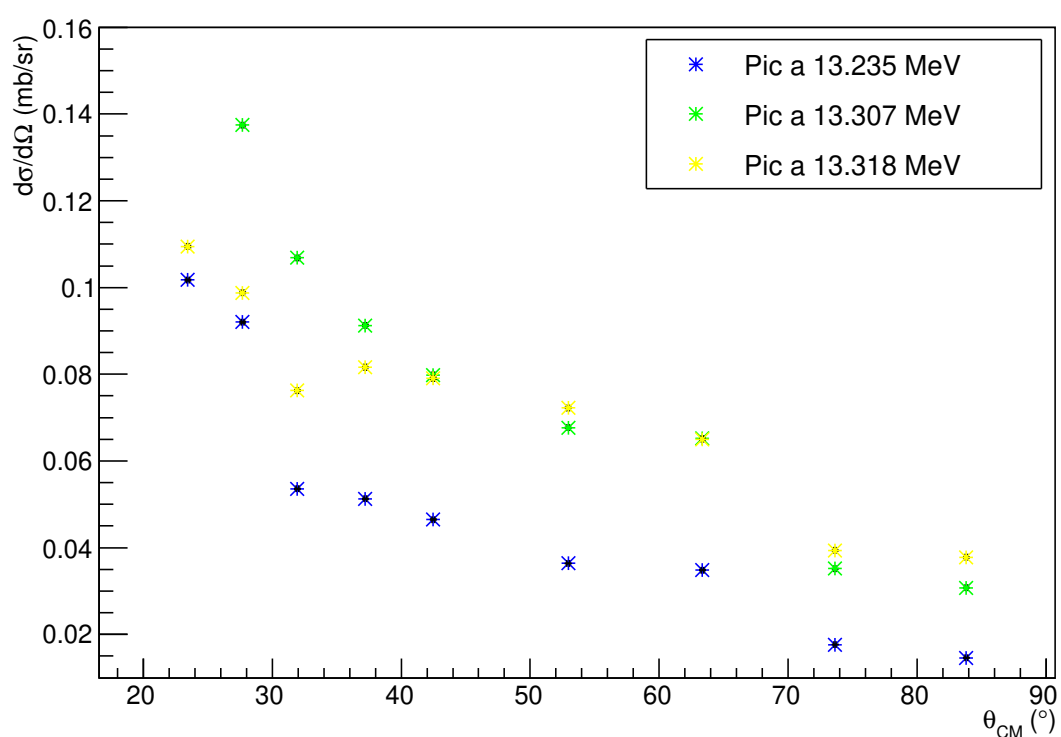


FIGURE 5.16 – Sections efficaces différentielles des états $d^{27}Al$ à 13.225 MeV, 13.307 MeV et 13.318 MeV lorsque le nombre de coups dans chaque pic est déterminé par intégration directe du spectre en rigidité magnétique (voir texte).

Conclusions et perspectives

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à l'étude des réactions $^{26}\text{Al}(\text{n,p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$, à l'origine de la destruction de l' ^{26}Al dans les étoiles massives. Ce radio-isotope a été le premier à être détecté dans notre galaxie à l'aide de satellites observant le ciel dans le domaine gamma dès le début des années 80. L' ^{26}Al est aussi détecté, par des excès de son noyau fils, dans certaines phases minérales de météorites. Les abondances de cet isotope prédites par les modèles d'étoiles massives souffrent cependant encore d'incertitudes nucléaires importantes rendant difficile l'interprétation des observations précédentes. C'est notamment le cas des réactions de destruction de l' ^{26}Al par capture de neutron $^{26}\text{Al}(\text{n,p})^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(\text{n},\alpha)^{23}\text{Na}$.

Pour la première fois nous avons peuplé les niveaux excités de l' ^{27}Al , noyau composé des réactions précédentes, au dessus du seuil d'émission neutron à 13.057 MeV. Pour cela nous avons utilisé la réaction très peu selective de diffusion inélastique de protons sur une cible d' ^{27}Al . Cette étude a été faite auprès des accélérateurs TANDEM d'Orsay et de Munich avec le but d'identifier les états existant dans la région d'intérêt et d'étudier leur propriétés spectroscopiques.

Lors de l'expérience réalisée à Orsay, les protons étaient détectés et identifiés au plan focal d'un spectromètre magnétique Split-Pole. Une détermination précise des conditions initiales comme l'énergie du faisceau incident et l'angle de détection des protons, puis du changement de ces conditions suite à une panne de la source d'ions a été nécessaire afin d'obtenir la meilleure précision possible sur la détermination des énergies des niveaux d' ^{27}Al peuplés. Nous avons observé que tous les états connus au dessous du seuil d'émission alpha ont été peuplés. Pour la gamme en énergie d'excitation comprise entre les seuils d'émission alpha et neutron, la densité d'états augmente. Cependant tous les états connus en dessous de $E_X = 11.188$ MeV ont pu être associés à des pics protons observés

dans nos données, et un excellent accord est obtenu au delà après comparaison avec les jeux de données existants. Trois nouveaux états d'énergie 10.477 MeV, 11.418 MeV, et 11.406 MeV sont reportés. Enfin, au dessus du seuil d'émission neutron les états peuplés par les travaux de De Voigt et al. sont identifiés dans nos données, ce qui est plus difficile dans le cas avec du jeu de données de Whitmire et al. À plus haute énergie, nous avons identifiés plus de 30 nouveaux états.

Lors de l'expérience réalisée à l'Université Technique de Munich, les protons étaient cette fois-ci détectés par un spectromètre magnétique de type Q3D ayant une meilleure résolution que celle du Split-Pole d'Orsay. L'objectif était de mesurer les sections efficaces différentielles des états de l' ^{27}Al dans la gamme en énergie d'excitation comprise au delà du seuil d'émission neutron. La zone d'intérêt a été couverte pour chacun des neuf angles de détection compris entre 22° et 80° . Deux de ces angles pour lesquels une mesure à très haute résolution a été réalisée ont permis d'identifier neuf états supplémentaires par rapport à la mesure d'Orsay. Afin d'extraire les distributions angulaires des états considérés un soin particulier a été apporté à la soustraction du fond provenant de la contamination en carbone présent dans la cible et de réactions sur l'aluminium lui-même. La forme des distributions angulaires obtenues est plutôt caractéristique d'un mécanisme de noyau composé se traduisant par la formation du noyau de ^{28}Si dans un premier temps, puis de l'émission d'un proton dans un deuxième temps. Malheureusement la forme des distributions angulaires n'est pas suffisamment différente d'un état à un autre pour permettre de déterminer les spins et/ou la parité des niveaux peuplés.

Maintenant que de nombreux nouveaux états au dessus du seuil d'émission neutron dans l' ^{27}Al ont été identifiés, il est nécessaire de déterminer leur propriétés spectroscopiques (spin, parité, largeur partielle, rapport de branchement) afin de pouvoir évaluer leur impact sur le taux des réactions $^{26}\text{Al}(n,p)^{26}\text{Mg}$ et $^{26}\text{Al}(n,\alpha)^{23}\text{Na}$. Des mesures de transfert plus sélectives et des mesures en coïncidence pourraient s'avérer très prometteuses à cet effet.

Ajustement des spectres de ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ de l'expérience réalisée à Orsay

Dans cette première annexe, nous présentons l'ajustement des spectres de ^{27}Al couvrant la gamme en énergie d'excitation comprise entre le seuil d'émission α et le seuil d'émission neutron de ^{27}Al .

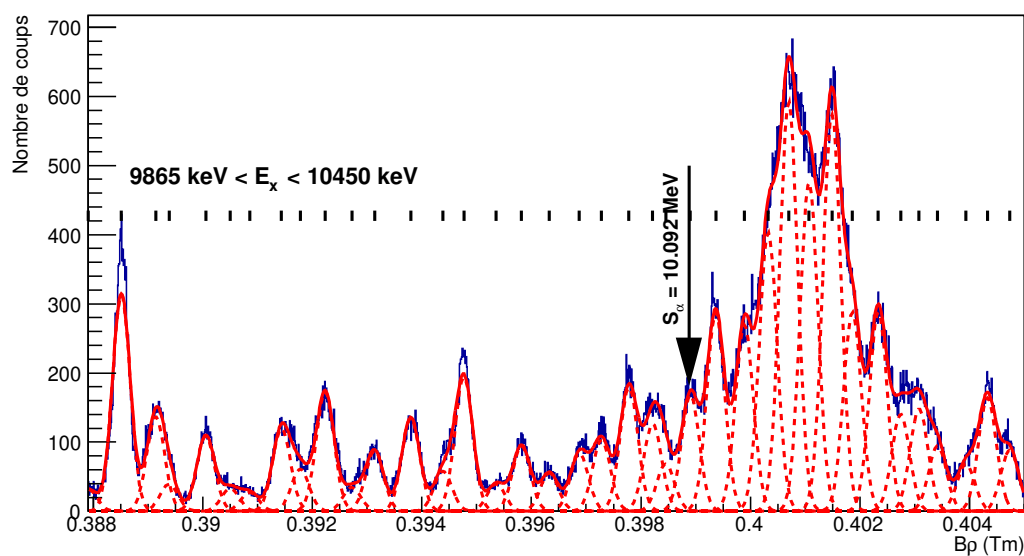


FIGURE A.1 – Ajustement du spectre de ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ pour des énergies d'excitation comprises entre 9865 keV et 10450 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

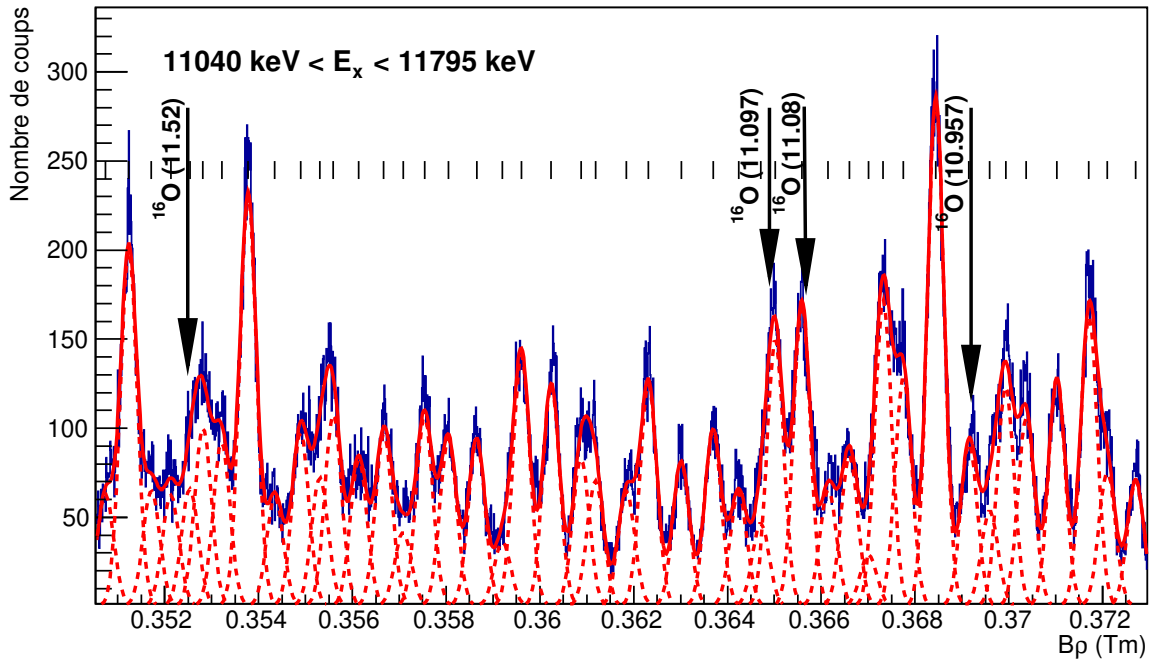
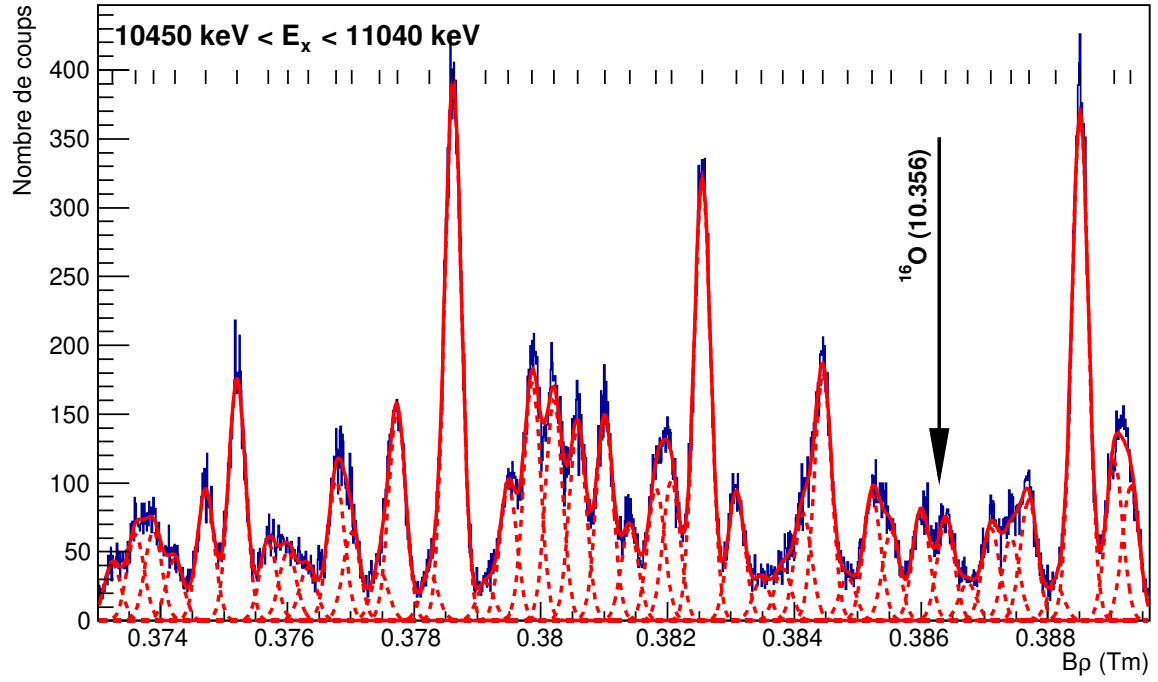


FIGURE A.2 – Ajustement du spectre de ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 10450 keV et 11040 keV pour la figure du haut et entre 11040 keV et 11795 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

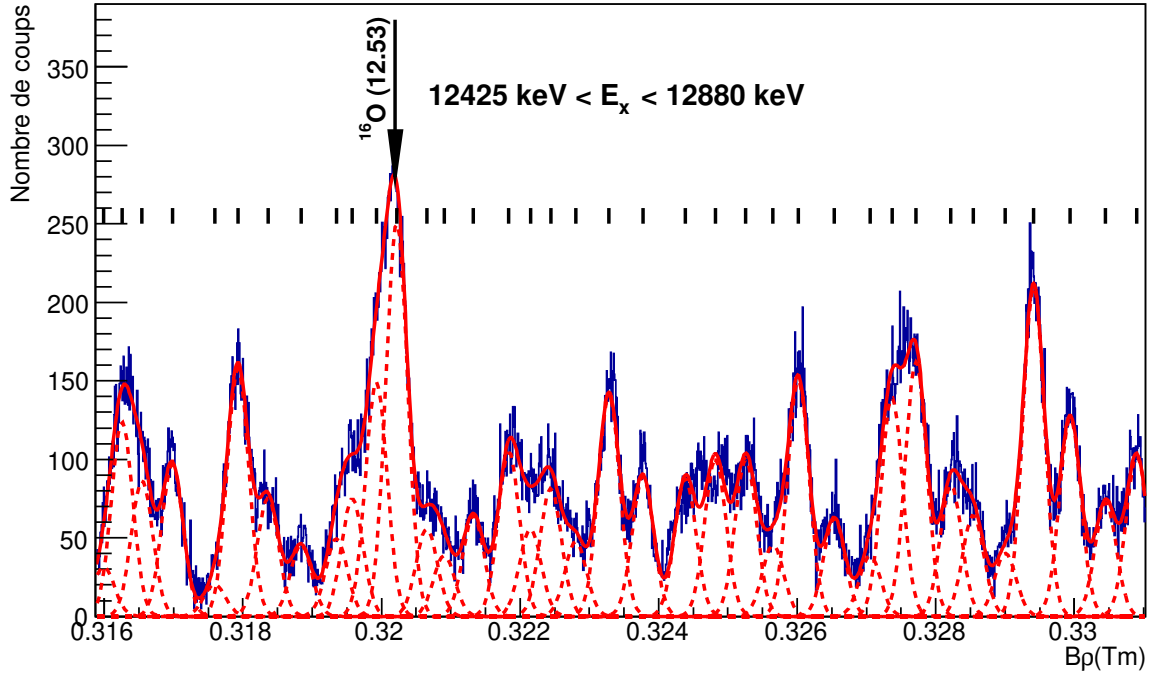
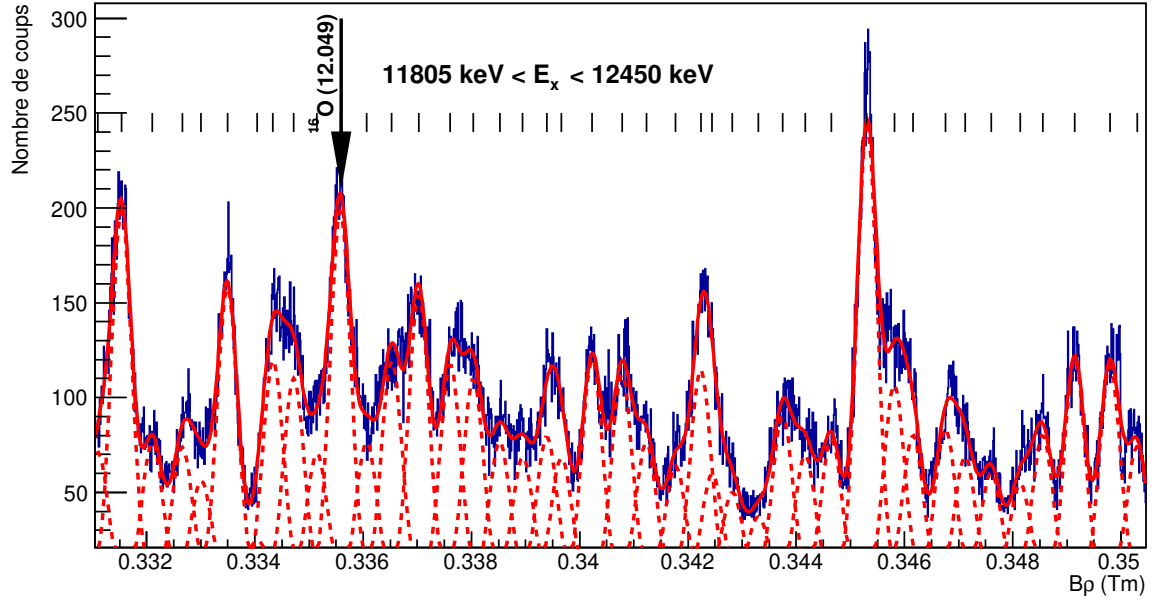


FIGURE A.3 – Ajustement du spectre de ^{27}Al au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 11805 keV et 12450 keV pour la figure du haut et entre 12425 keV et 12880 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

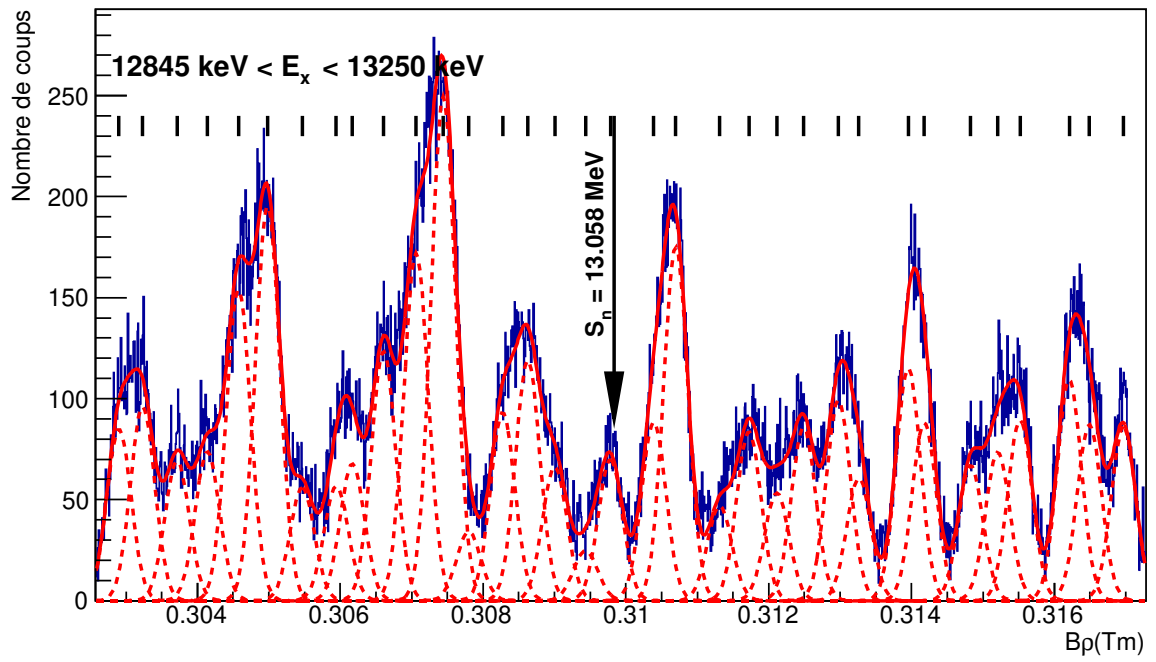


FIGURE A.4 – Ajustement du spectre de $l^{27}\text{Al}$ au dessus du seuil $^{23}\text{Na} + \alpha$ pour des énergies d'excitation comprises entre 12845 keV et 13250 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

Ajustement des spectres d' ^{27}Al au dessus du seuil neutron de l'expérience réalisée à Orsay

Dans cette deuxième annexe, nous présentons l'ajustement des spectres d' ^{27}Al au dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al .

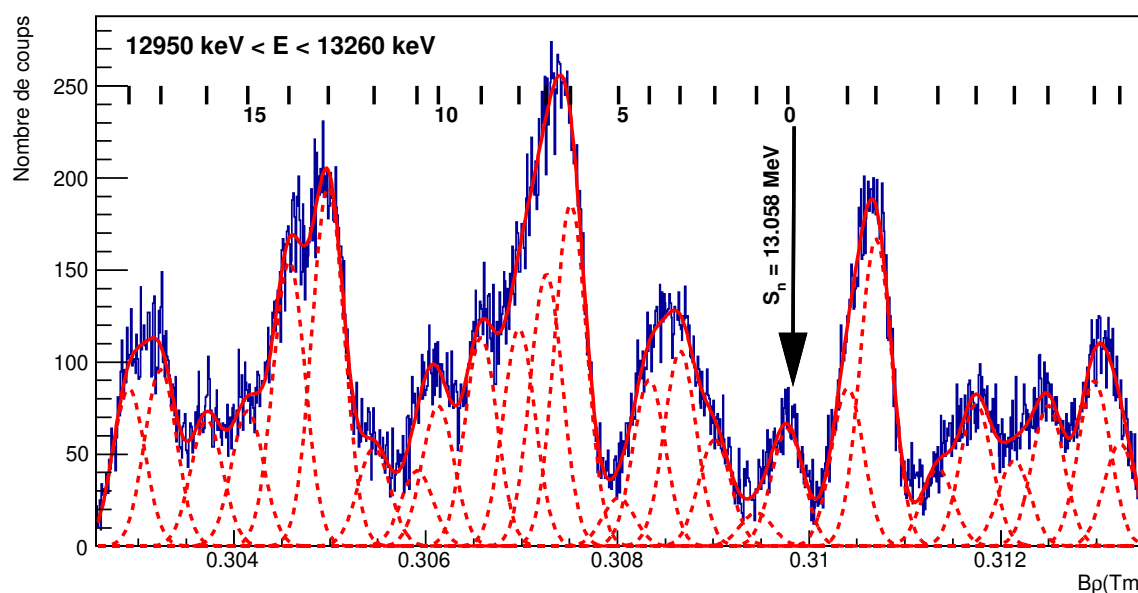


FIGURE B.1 — Ajustement du spectre de l' ^{27}Al au dessus du seuil neutron pour des énergies d'excitation comprises entre 12950 keV et 13260 keV. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

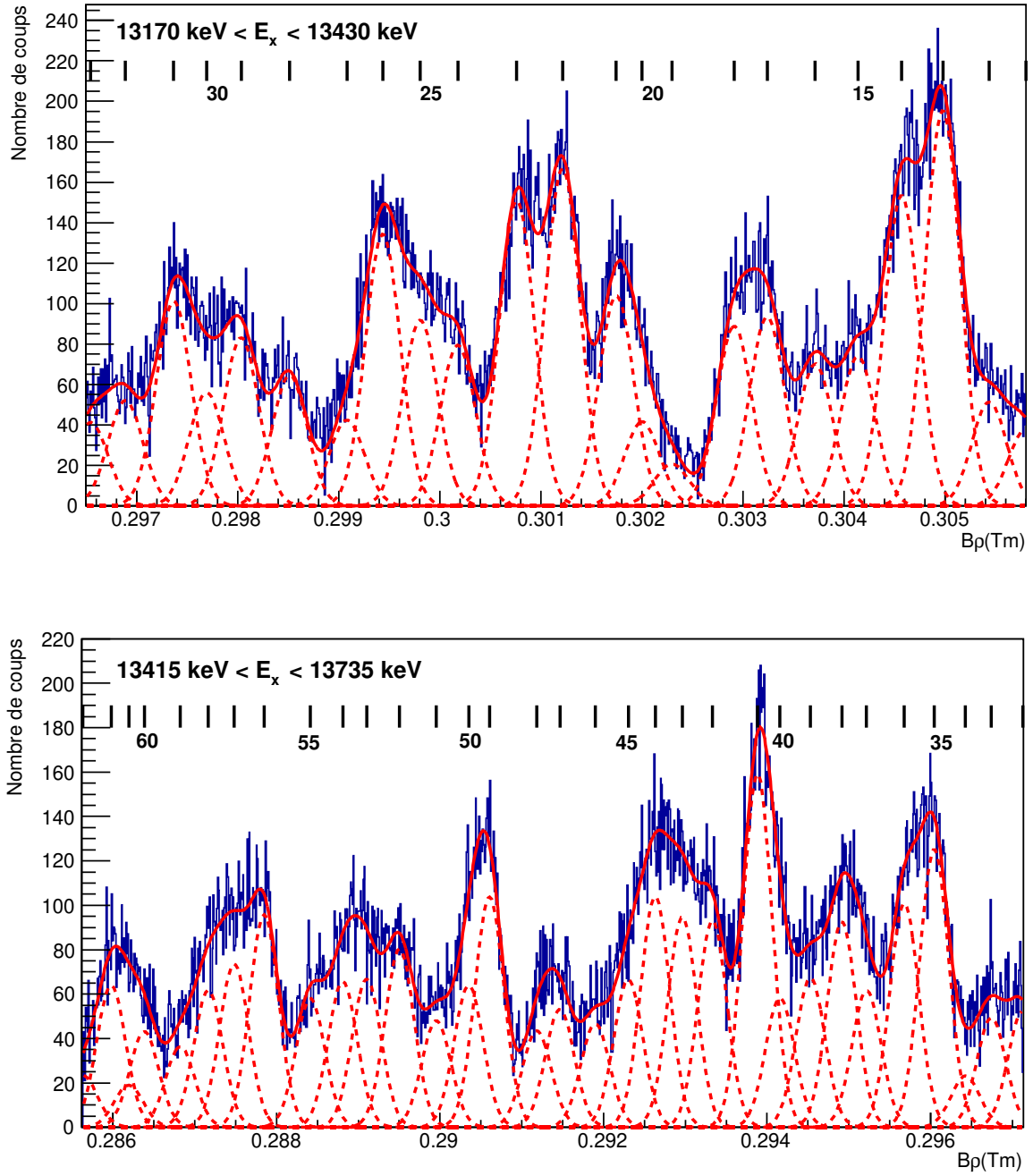


FIGURE B.2 – Ajustement du spectre de $l^{27}\text{Al}$ au dessus du seuil neutron respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 13170 keV et 13430 keV pour la figure du haut et entre 13415 keV et 13735 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

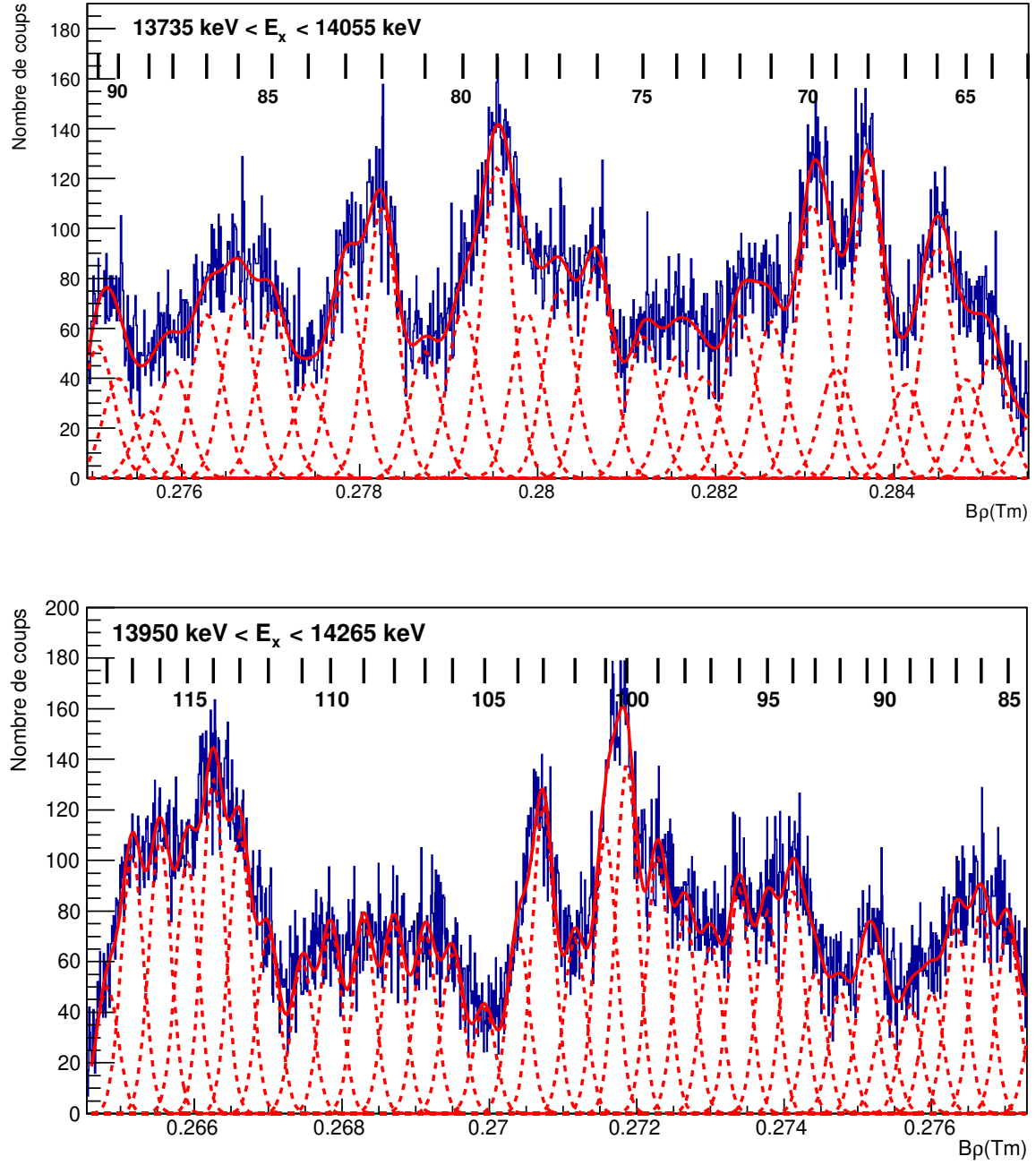


FIGURE B.3 – Ajustement du spectre de ^{127}Al au dessus du seuil neutron respectivement pour des énergies d'excitation comprises entre 13735 keV et 14055 keV pour la figure du haut et entre 13950 keV et 14265 keV pour la figure du bas. L'ajustement est représenté par la courbe rouge en trait continu, et les pics trouvés sont représentés par les courbes rouges en traits discontinus

Ajustement des spectres d' ^{27}Al obtenus à différents angles lors de l'expérience réalisée à Munich

Dans cette troisième annexe, nous présentons l'ajustement des spectres d' ^{27}Al couvrant la gamme en énergie d'excitation comprise entre le seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al et 500 keV au dessus de ce seuil.

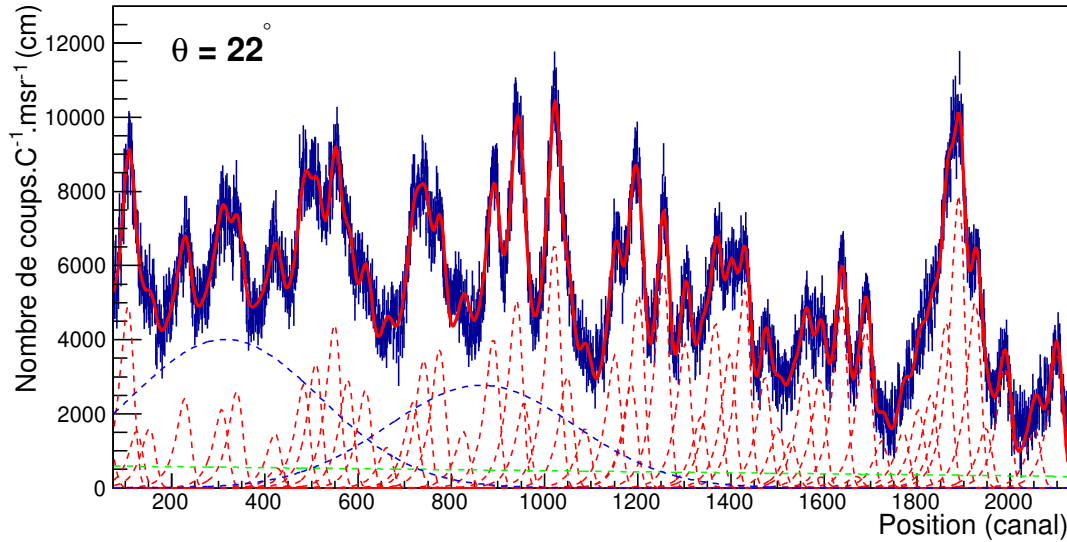


FIGURE C.1 — Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 22° . La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de l' ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

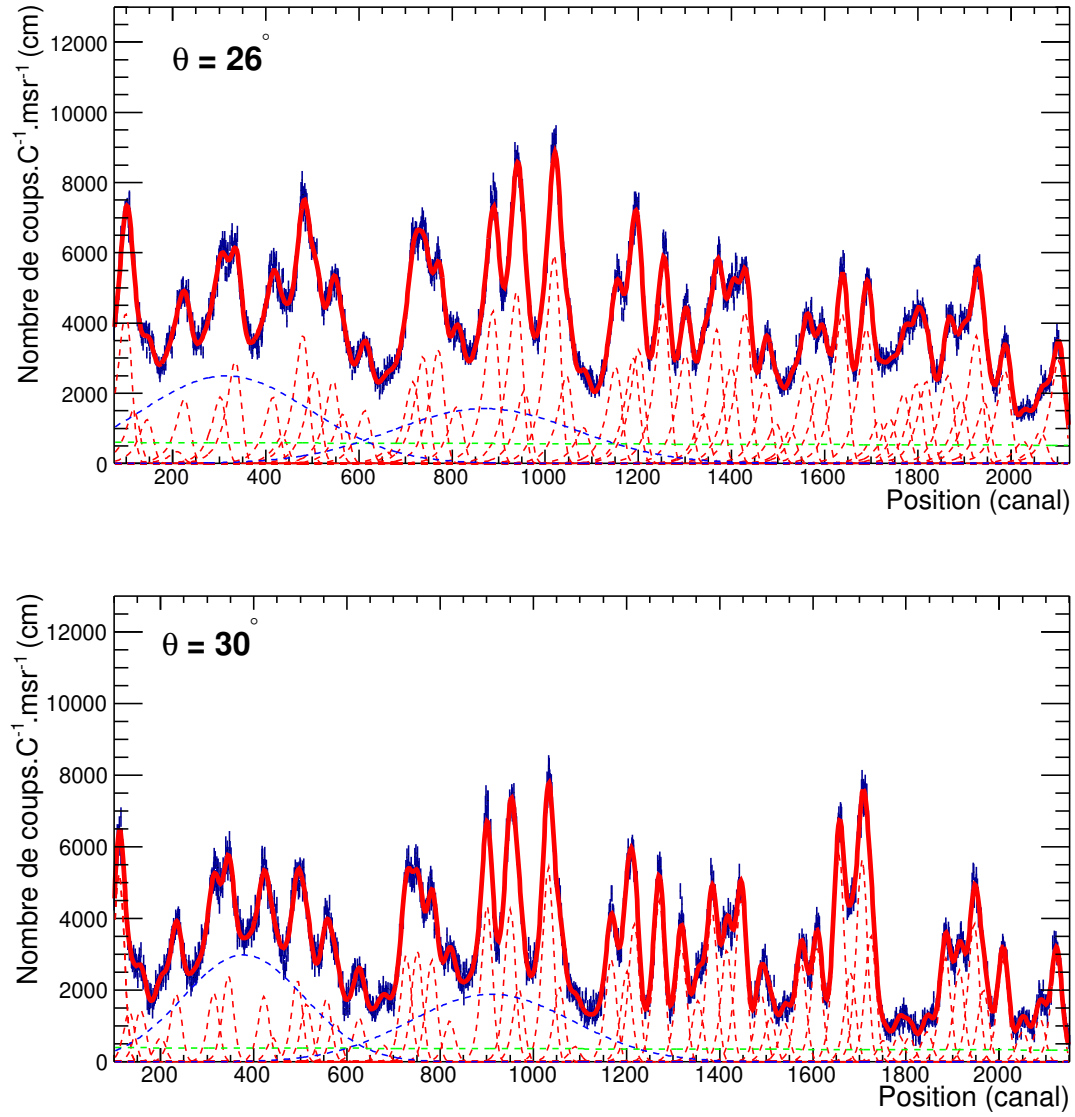


FIGURE C.2 — Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 26° (haut) et 30° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

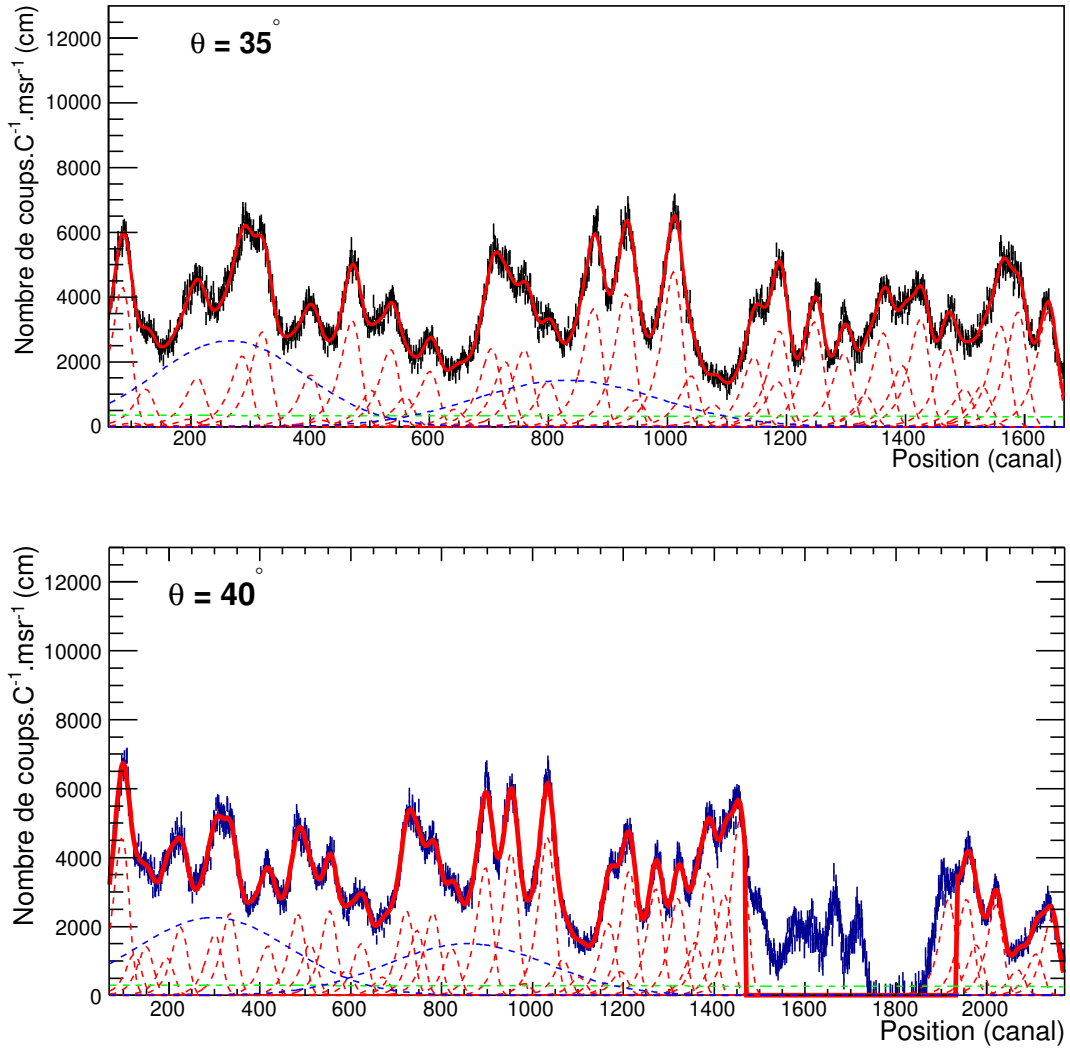


FIGURE C.3 – Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 35° (haut) et 40° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de $l^{27}\text{Al}$. Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

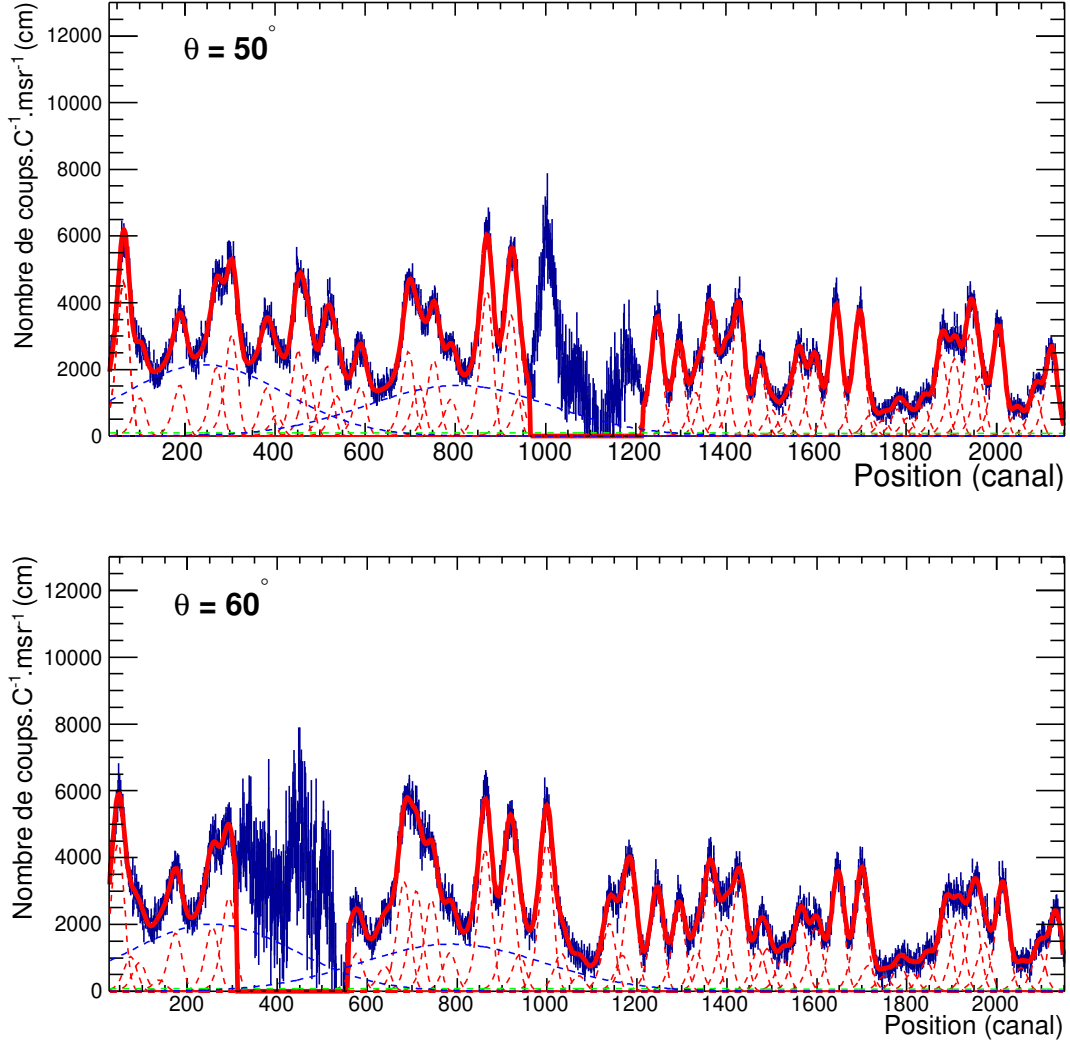


FIGURE C.4 – *Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 50° (haut) et 60° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de $l^{27}\text{Al}$. Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.*

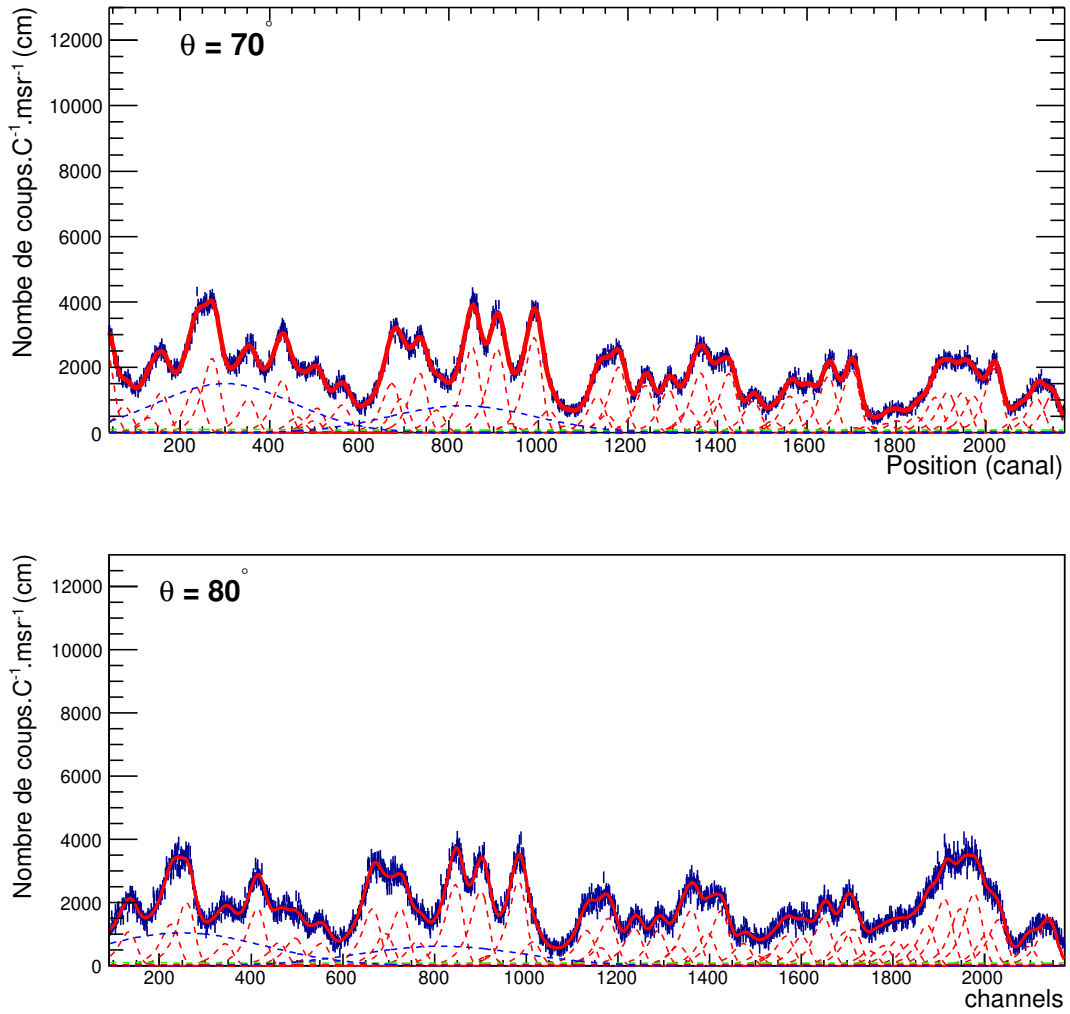


FIGURE C.5 – Spectre en rigidité magnétique des protons pour un angle de détection de 70° (haut) et 80° (bas). La gamme d'énergie d'excitation couvre 500 keV au-dessus du seuil d'émission neutron de ^{27}Al . Les composantes individuelles de l'ajustement sont représentées en traits pointillés rouges pour les pics étroits, bleus pour les structures larges et verts pour le fond aluminium.

Distributions angulaires des états de $l^{27}\text{Al}$ compris entre le seuil d'émission neutron de $l^{27}\text{Al}$ et 500 keV au dessus de ce seuil

Dans cette quatrième annexe, nous présentons les distributions angulaires des états de $l^{27}\text{Al}$ compris entre le seuil d'émission neutron de $l^{27}\text{Al}$ et 500 keV au dessus de ce seuil.

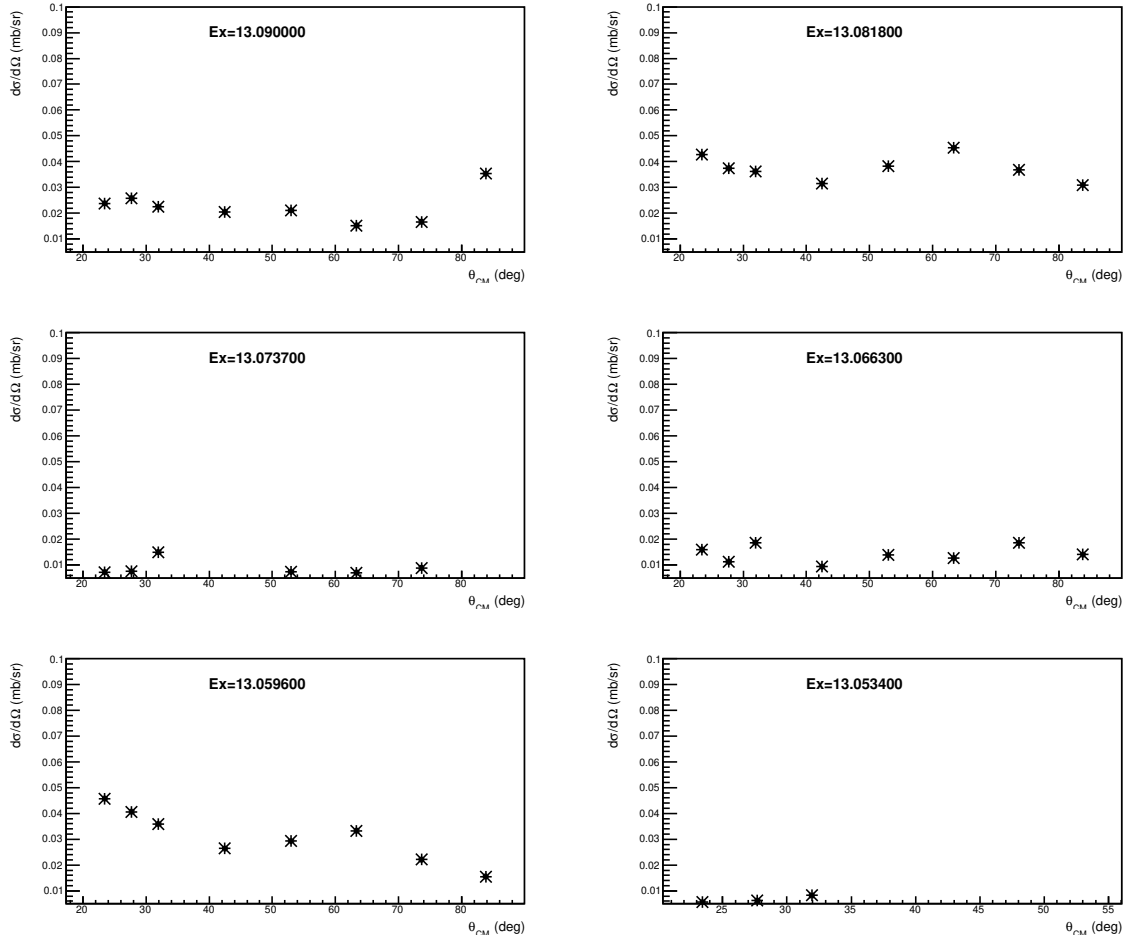


FIGURE D.1 – *Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.053 et 13.092 MeV.*

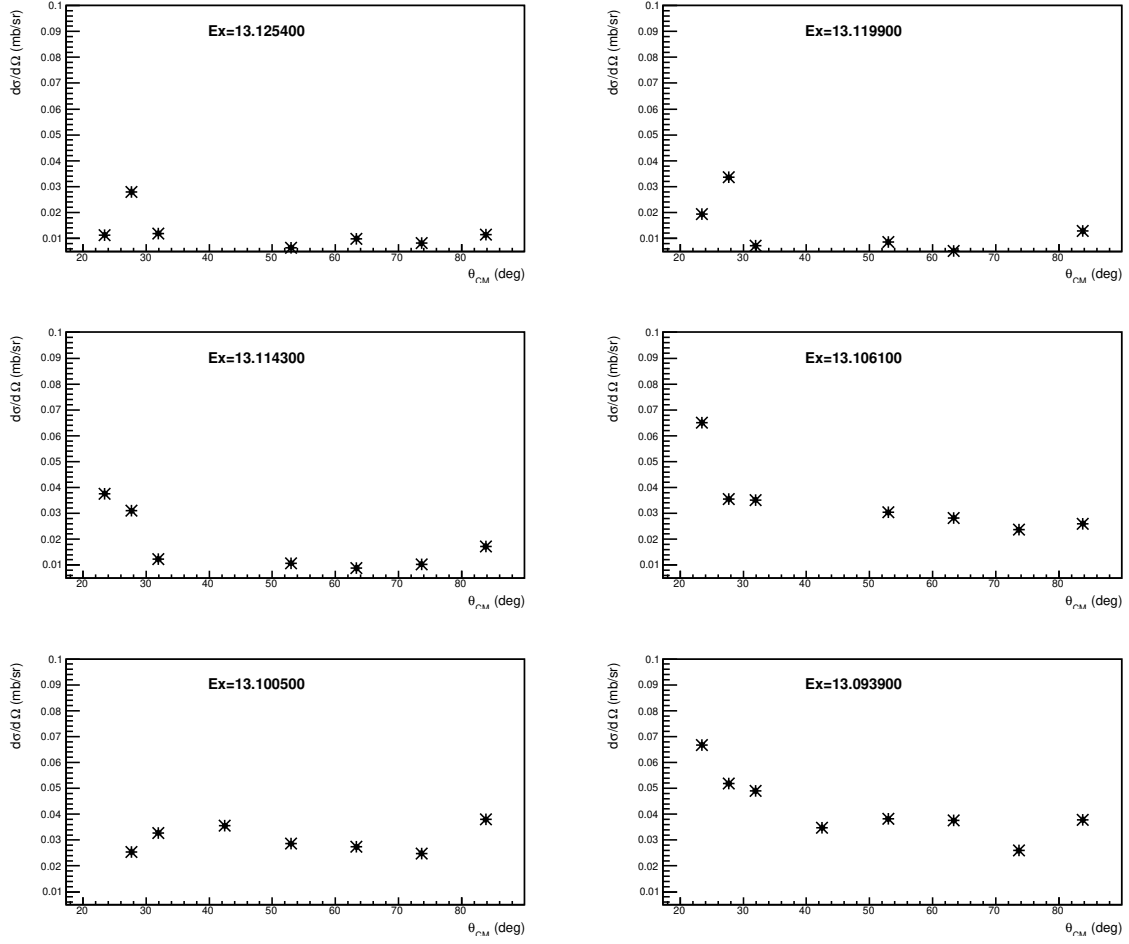


FIGURE D.2 – Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.092 et 13.130 MeV.

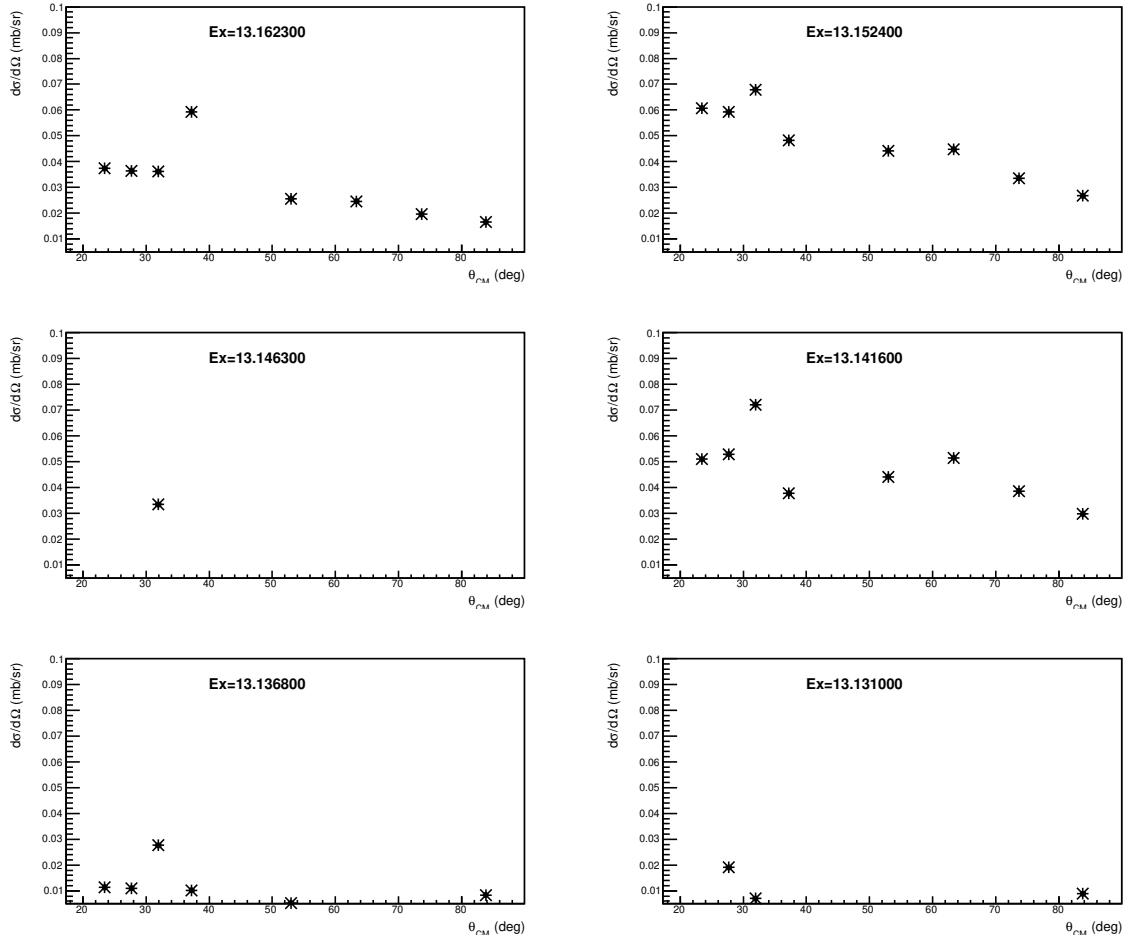


FIGURE D.3 – *Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.130 MeV et 13.165 MeV.*

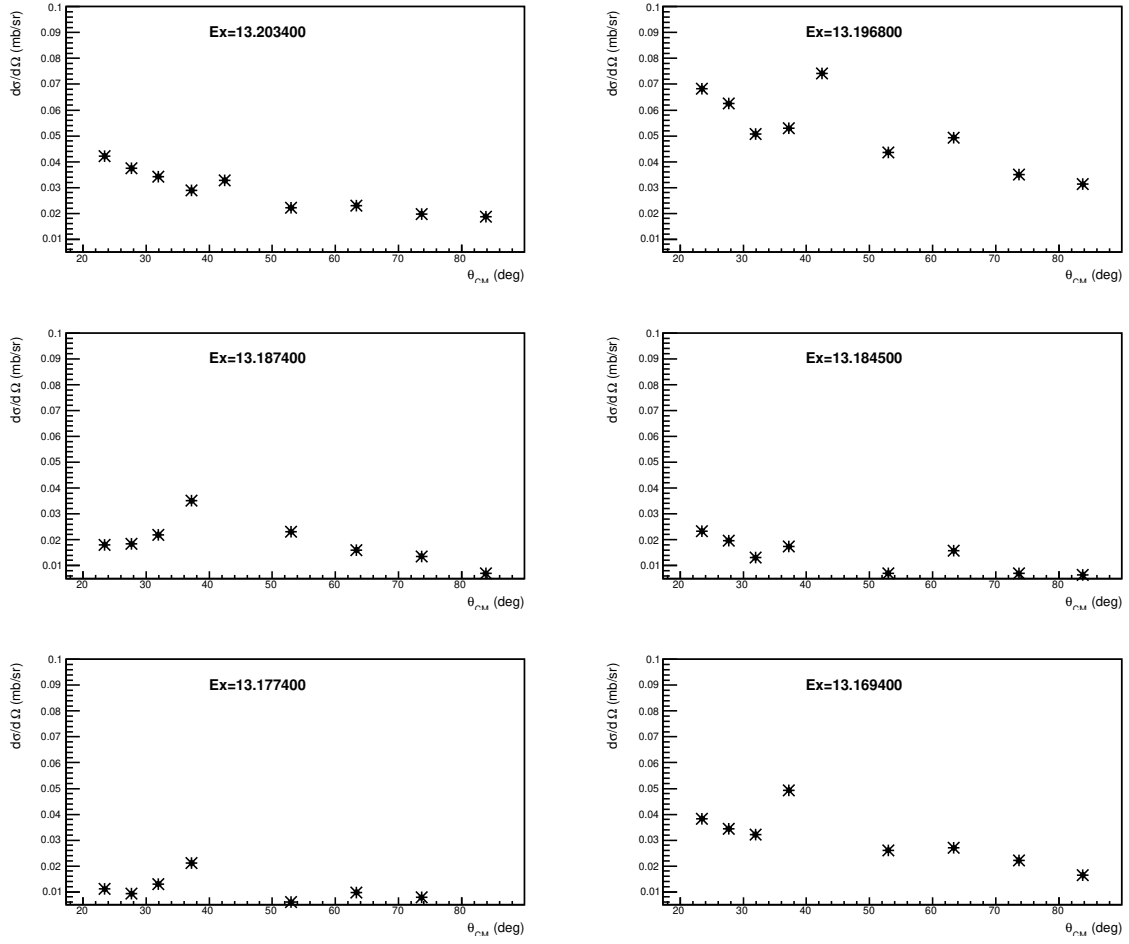


FIGURE D.4 – Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.165 MeV et 13.205 MeV.

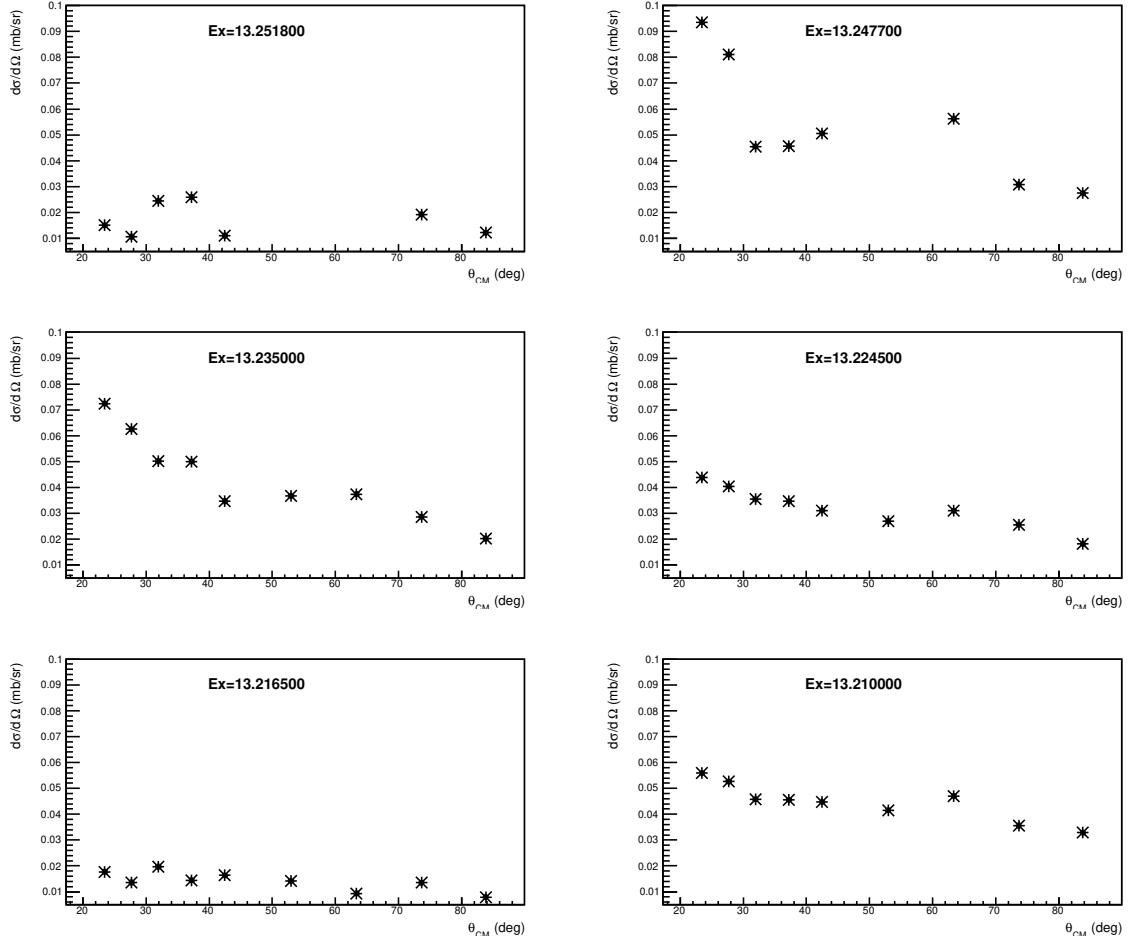


FIGURE D.5 – Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.205 MeV et 13.255 MeV.

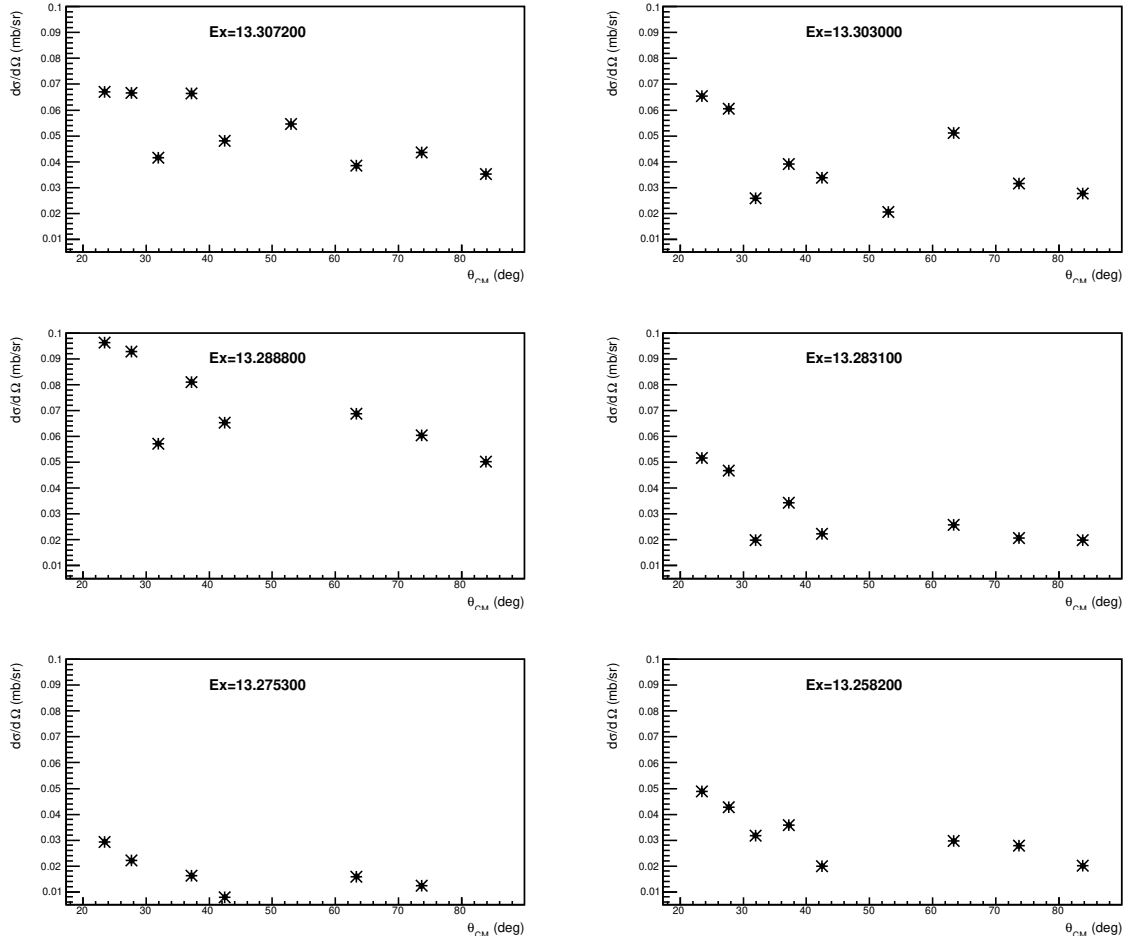


FIGURE D.6 – *Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.255 MeV et 13.310 MeV.*

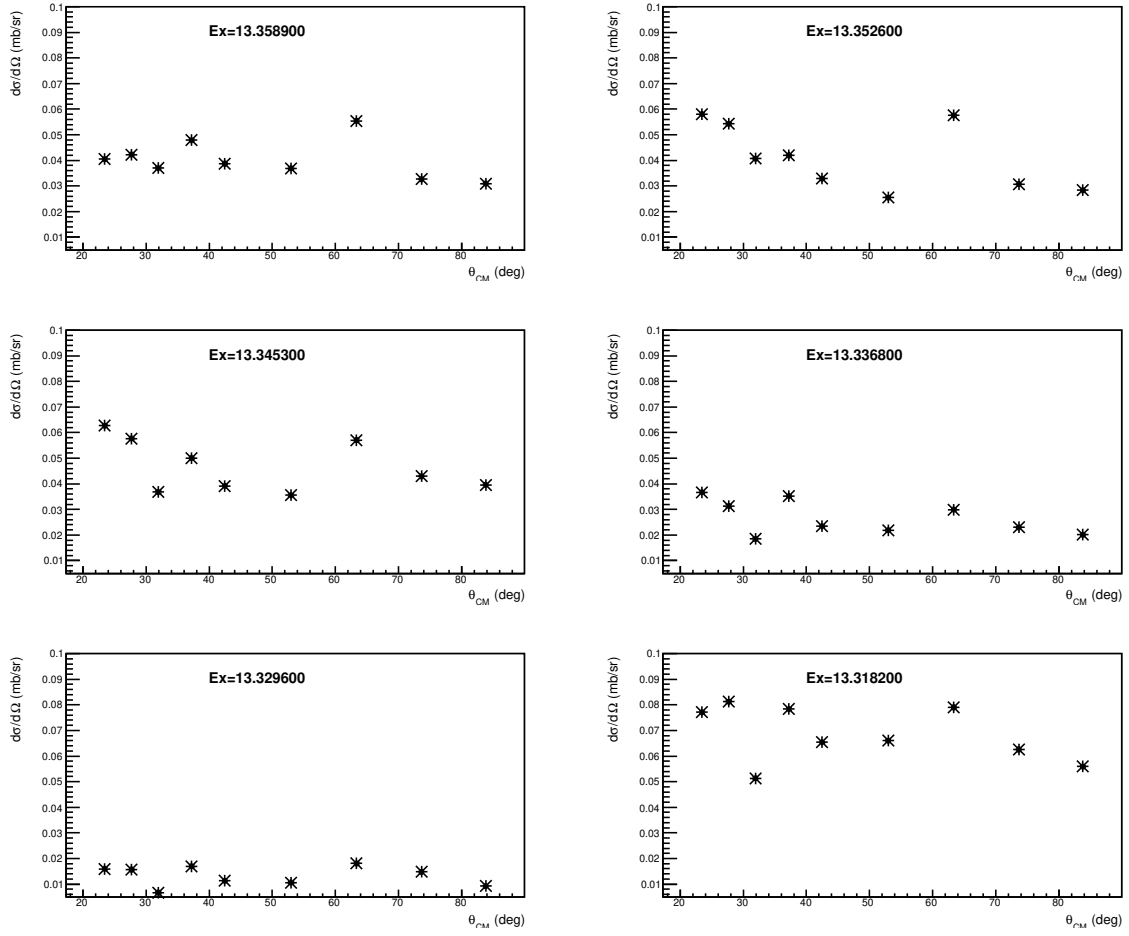


FIGURE D.7 – Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.310 MeV et 13.360 MeV.

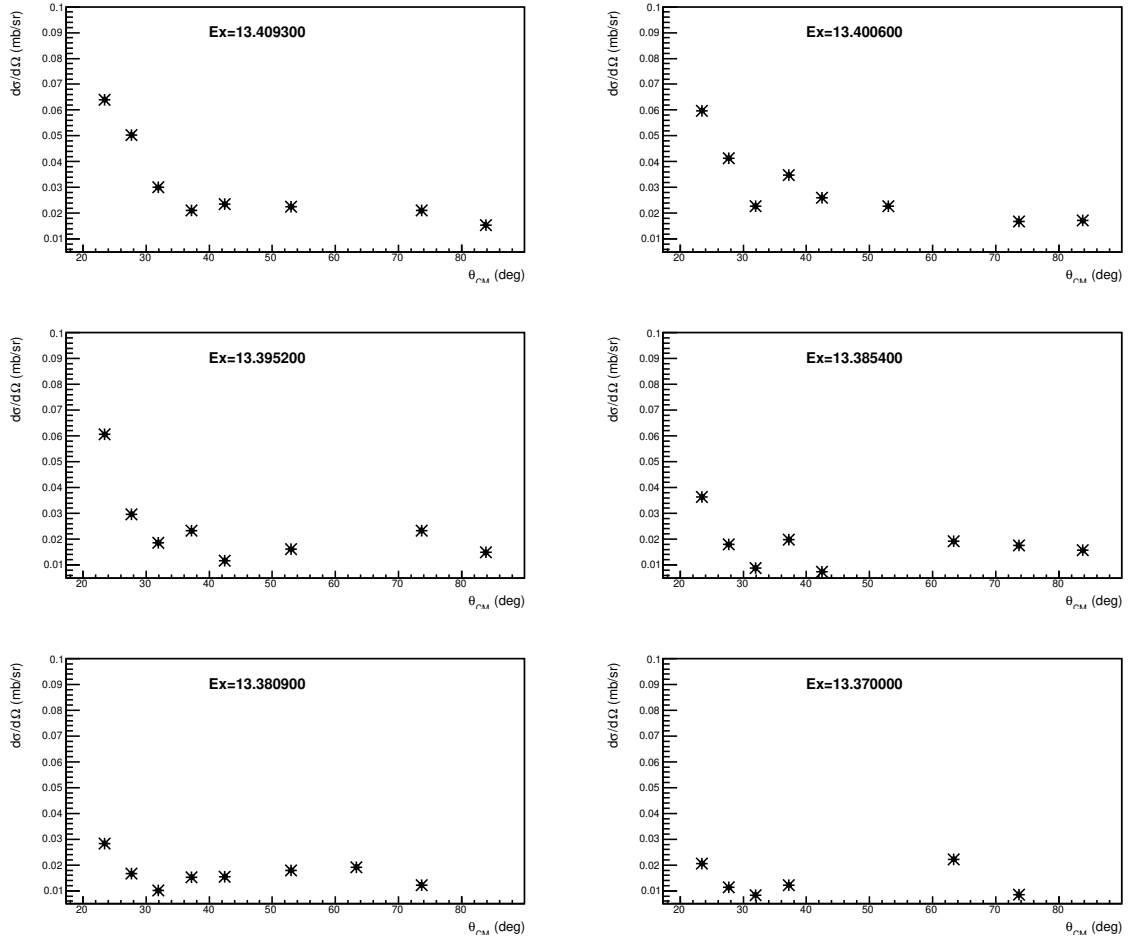


FIGURE D.8 – *Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.360 MeV et 13.410 MeV.*

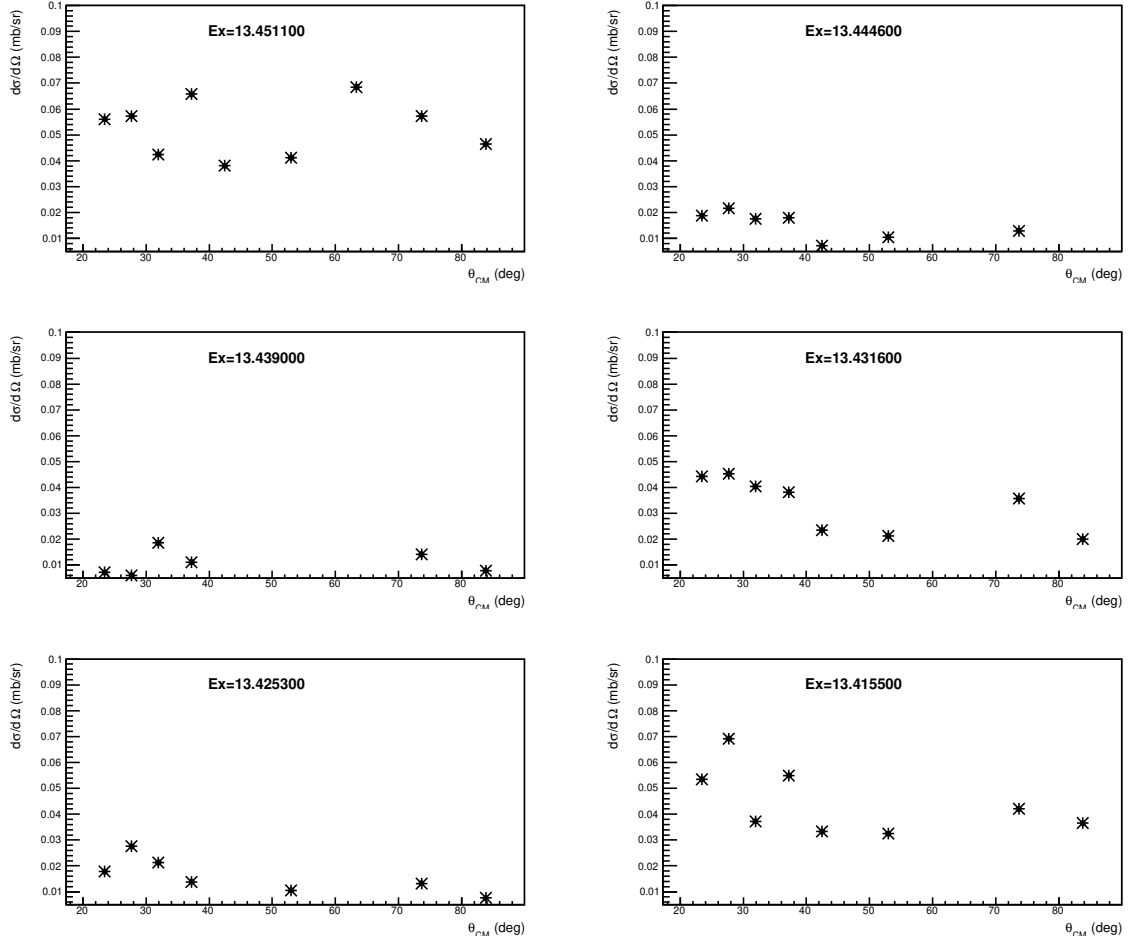


FIGURE D.9 – Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.410 MeV et 13.455 MeV.

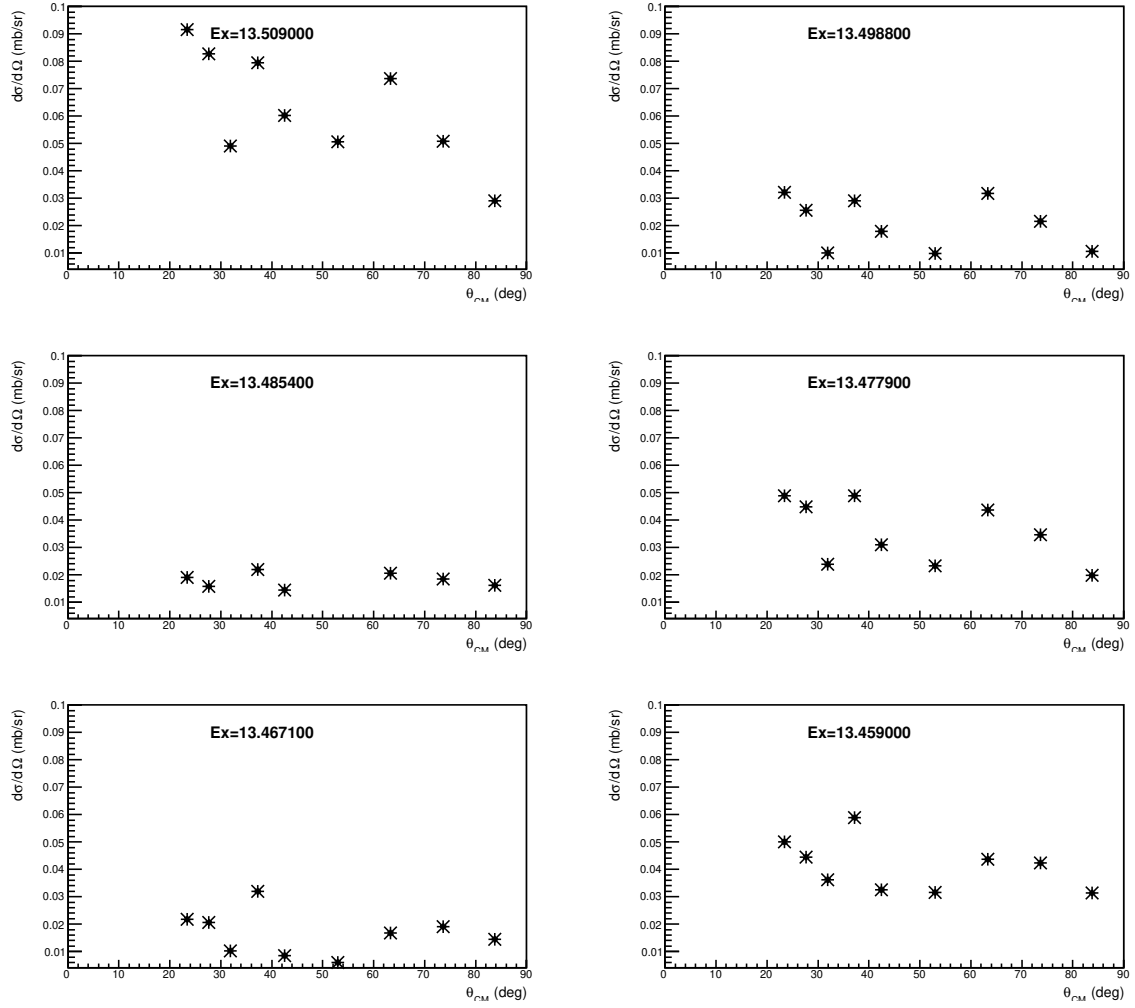


FIGURE D.10 – *Sections efficaces différentielles obtenues pour les états d' ^{27}Al compris entre 13.455 MeV et 13.510 MeV.*

Bibliographie

- [1] W. A. Mahoney, J. C. Ling, Wm, A. Wheaton, and A. S. Jacobson, *The Astrophysical Journal*, 286 : 578-585(1984).
- [2] T. Lee, D. A. Papanastassiou, and G. J. Wasserburg, *geographical Researche, Letters* 3, 41 (1976) .
- [3] Mahoney W.A., Ling J.C., Jacobson A.S., Lingenfelter R., *Ap. J.*, 262 : 742(1982).
- [4] N. Prantzos, R. Diehl, *Physics Reports Volume* 267, Issue 1, 1-69, March 1996.
- [5] M. D. Leising, & Clayton ; D. D. 1985, *A, T*, 294, 591.
- [6] R. Diehl, et al., *A & A*, 298, 445 (1995).
- [7] V. Schöfelder, et al. 1993, *A & AS*, 86, 657.
- [8] R. Diehl, et al. : 1994, *Proc. Second Compton Symposium*, eds. Fichtel et al., *AIP Conf. Proc.* 304, p. 147.
- [9] A. G. W. Cameron and J. W. Truran, *Icarus* 30, 447 (1977).
- [10] V. Tatischeff, J. Duprat, and N. de Séréville, *Astrophys. J. Lett.* 714, L26 (2010).
- [11] J. Knödlseeder. Implications of 1.8 MeV gamma-ray observations for the origin of ^{26}Al . *The Astrophysical Journal*, Vol. 510, pp. 915-929, 1999.
- [12] M. Arnould. "La physique". In : *Astrophysique nucléaire : du microcosme nucléaire au microcosme astrophysique*, 2000.
- [13] A. Chieffi and M. Limongi, *Astrophys. J.* 764, 21 (2013).
- [14] M. Limongi and A. Chieffi, *Astrophys. J.* 647, 483 (2006).
- [15] C. Iliadis, A. Champagne, A. Chieffi, and M. Limongi, *Astrophys. J. Suppl.* 193, 16 (2011).

- [16] C. Iliadis, A. E. Champagne, J. José, S. Starfield and P. Tupper, *Astrophys. J. Supp.* 142, 105 (2002)
- [17] A. Parikh, J. José, F. Moreno and C. Iliadis, *Astrophys. J. Supp.* 178, 110 (2008)
- [18] R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, and D. G. Sargood, *Phys. Rev.* C35, 45 (1987).
- [19] H. P. Trautvetter, H. W. Becker, U. Heinemann, L. Buchmann, C. Rolfs, F. Käppler, M. Baumann, H. Freiesleben, H. J. Lütke-Stetzkamp, P. Geltenbort and F. Gönnerwein, *Z. Phys. A* 323, 1 (1986).
- [20] P. E. Koehler, R. W. Kavanagh, R. B. Vogelaar, Y. M. Gledenov, and Y. P. Popov, *Phys. Rev.* C56, 1138 (1997).
- [21] J. Wagemans, C. Wagemans, G. Goeminne, P. Geltenbort, and A. Moens, *Nucl. Phys.*, A696, 31-44 (2001).
- [22] L. de Smet, C. Wagemans, J. Wagemans, J. Heyse, and J. van Gils, *Phys. Rev.* C76, 045804 (2007).
- [23] B. M. Oginni, C. Iliadis and A. E. Champagne, arXiv :11012265v1 [Astro-Phys.SR] 12 jan 2011.
- [24] T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* 75, 1 (2000).
- [25] C. E. Moss and J. D. Sherman, *Nuclear Physics* A259 (1976) 413.
- [26] C. Doekes, D. Kean, F. Elliott, and R. Spear, *Canadian Journal of Physics* 49, 483 (1971).
- [27] <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [28] <http://ipnwww.in2p3.fr/article/ion-source> .
- [29] R. J. Van de Graaff, *Nucl. Instr. and Meth.*, 8 (1960) 195-202.
- [30] S. J. Skorka, *Nucl. Instr. and Meth.*, 146 (1977) 67-79.
- [31] J. F. Ziegler. 1985. Code SRIM 2002.
- [32] J. E. Spencer and H. A. Enge, *Nucl. Instr. and Meth.*, 49 (1967) 181-193.
- [33] Hans-Friedrich Wirth, *Bau Eine Hochauflösenden Fokalbenendetectors für den München Q3D-Magnetspektrographen*, Université Technique de Munich, 2001.
- [34] R. G. Markham and R. G. H. Robertson, *Nucl. Instr. and Meth.*, 129 (1975) 131-140.
- [35] C. J. Borkowski and M. K. Kopp, *Rev. Sci. Instr.* 39, no. 10 (1968) 1515.
- [36] C. J. Borkowski and M. K. Kopp, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-17, no. 3 (1970) 340.
- [37] H. F. Wirth et al., Private Communication, H. F. Wirth, paper in preparation.

- [38] J. L. Boris, R. Sellem, J. Artiges, J.-F. Clavelin, S. Du, X. Grave, O. Hubert, J. Sauvage, and B. Roussière, *Notice de l'acquisition COMET-Narval*. Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay Cedex, 2005.
- [39] M. Ferraton. Collision profondément inélastique entre ions lourds auprès du Tandem d'Orsay & Spectroscopie γ
- [40] <https://root.cern.ch>.
- [41] H. Beth, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Annalen der Physik, Volume 397, Issue 3, pages 325–400, 1930.
- [42] C. Moss and J. Sherman, Nucl. Phys. A259, 413 (1976).
- [43] K. Isagawa, K. Nakayama, and Y. Oda, Journal of the Physical Society of Japan 48, 1804 (1980).
- [44] P. Whitmire and C. N. Davids, Phys. Rev. C9, 996(1974).
- [45] J. Kuperus, Physica 30, 2253 (1964).
- [46] M. De Voigt, J. Maas, D. Veenhof, and C. Van Der Leun, Nucl. Phys. A170, 449 (1971).
- [47] G. Doukellis and J. Rapaport, Nucl. Phys. A 467, 511 (1987).
- [48] <http://www.talys.eu>.
- [49] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Canadian Journal of Physics 43, 1446 (1965).
- [50] Y. R. Gaillard, P. Martin, G. Perrin, et al, Nucl. Phys., A327, 349-372(1979).