



HAL
open science

Réactions élastiques et inélastiques résonantes pour la caractérisation expérimentale de la cible active *ACTAR*

TC

Benoit Mauss

► **To cite this version:**

Benoit Mauss. Réactions élastiques et inélastiques résonantes pour la caractérisation expérimentale de la cible active *ACTAR TC*. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Normandie Université, Université Caen Normandie, 2018. Français. NNT: . tel-01987365v1

HAL Id: tel-01987365

<https://hal.in2p3.fr/tel-01987365v1>

Submitted on 21 Jan 2019 (v1), last revised 6 Apr 2019 (v2)

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Réactions élastiques et inélastiques résonantes pour la caractérisation expérimentale de la cible active ACTAR TPC

**Présentée et soutenue par
Benoit MAUSS**

**Thèse soutenue publiquement le 05/10/2018
devant le jury composé de**

M. DANIEL BAZIN	Professeur, Michigan State University	Rapporteur du jury
Mme FAIROUZ HAMMACHE	Chargé de recherche au CNRS, UNIVERSITE PARIS 11 PARIS-SUD	Rapporteur du jury
M. DIDIER BEAUMEL	Directeur de recherche au CNRS, INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE D'ORSAY	Membre du jury
Mme FANNY FARGET	Directeur de recherche au CNRS, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Membre du jury
M. ETIENNE LIENARD	Professeur des universités, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Président du jury
M. OLIVIER SORLIN	Directeur de recherche au CNRS, 14 GANIL de CAEN	Directeur de thèse

Thèse dirigée par OLIVIER SORLIN, Grand accélérateur national d'ions lourds (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



laboratoire commun CEA/DRF spiral2 CNRS/IN2P3

Remerciements

The research leading to these results have received funding from the European Research Council under the European Union's Seventh Framework Program (FP7/2007-2013)/ERC grant agreement n° 335593.

Cette thèse est le produit d'interactions diverses et variées avec les gens qui m'ont entouré pendant les trois ans et avant. Mais, par souci de concision, beaucoup vont devoir manquer. Pour me faire pardonner, je les remercie vivement en tout premier.

Parmi ceux qui ont eu un impact plus direct, je tiens tout d'abord à faire part de ma gratitude à la direction du GANIL, Navin Alahari et Héloïse Goutte pour leur accueil au sein du laboratoire où il a été agréable de travailler pendant ces trois ans.

J'adresse aussi mes remerciements sincères aux rapporteurs Daniel Bazin et Fairouz Ham-mache ainsi qu'aux membres du jury Didier Beaumel, Fanny Farget et Étienne Liénard pour leur lecture critique et minutieuse du manuscrit. J'espère avoir réussi à le rendre plus compréhensible que dans sa première version grâce à leurs ajustements et corrections.

À Olivier Sorlin, merci pour ta direction de thèse efficace, merci pour tes conseils et tes idées avisés lors de nos réunions, notamment à la période charnière du passage de la deuxième à la troisième année. Ton aide m'a aussi été précieuse pour clarifier mon manuscrit, qui en avait bien besoin, je l'admets.

Mes remerciements vont en particulier à Thomas Roger qui m'a encadré avec patience et humour pendant ces trois ans. Nos discussions sur la physique et ton expérience des cibles actives m'ont énormément apportées et j'ai été très heureux de la confiance avec laquelle tu m'as laissé libre de chercher par moi-même et de développer mes idées, même quand je n'arrivai pas vraiment à te les expliquer. Cette thèse n'aurait pas pu aller très loin sans tes encouragements, tes recommandations et ton engagement pour m'assurer l'impressionnante quantité de données dont j'ai pu profiter pendant ces trois ans. C'était un grand plaisir de travailler avec toi et malgré les difficultés rencontrées, je le referai sans hésiter !

Ma gratitude est aussi très profonde pour les autres membres de l'équipe ACTAR restreinte, celle de la dernière année. Julien Pancin déjà, qui a bien voulu m'accueillir au GANIL en stage de master. J'ai beaucoup profité de tes larges connaissances et de tes explications précises sur ces instruments géniaux et complexes que sont les détecteurs gazeux pendant toutes ces années. Merci de même pour ta disponibilité, pour ton efficacité lors des expériences ou en dehors et pour tes phrases de motivation dignes d'un manager de grand talent : tu as le charisme et l'âme du Chef ! Pour compléter cette équipe qui restait en dernière année est arrivé Pierre Morfouace, excellent co-bureau grâce à qui cette année s'est passée dans une ambiance joyeuse au travail ou à côté, et en qui j'ai trouvé un adversaire de baby-foot à la hauteur de ma médiocrité ! Merci pour ta bonne humeur, ton dynamisme et la précision de tes questions qui m'ont aidé à saisir les opportunités et à tracer toujours plus loin sans me décourager. C'était exceptionnel de travailler avec vous trois, notamment à l'occasion des repas bien arrosés ! Et encore une fois, désolé pour toutes les maussades, qui ont toujours eu lieu en toute innocence...

Après ces lecteurs qui ont souffert à la première heure, on tombe sur mon premier co-bureau Alex Laffoley, toujours présent pour m'aider dans mes débuts et super passeur pour faire des smashes de haute-volée. Je remercie aussi chaleureusement GF Grinyer pour m'avoir accepté sur la bourse de thèse de son projet ERC sur ACTAR TPC et pour ses conseils pendant les deux premières années de la thèse, ainsi que Daisuke Suzuki, porte-parole des expériences effectuées à Orsay, pour m'avoir accordé sa confiance sur leur analyse et pour les excellentes suggestions données de loin pendant celle-ci. Merci également à la collaboration et à ses membres pour leur aide et des moments très sympathiques, notamment Jérôme, Manuel, Hector, Oleksii et

Tommaso. Un petit mot pour ACTAR, super détecteur qui a fait de son mieux (et ça reste impressionnant) dans des conditions parfois bien difficiles : merci à l'ingéniosité de tous ceux qui ont participé aux expériences.

Dans un labo, on finit toujours par croiser des permanents et je remercie de même ceux avec qui j'ai pu partager quelques mots, Xavier et ses conseils vélos, Jean-Charles pour m'avoir embrigadé dans les visites de l'accélérateur aux touristes, et puis Anne-Marie, Anthea, David, François et Sébastien au GANIL ou Adrien (gloire à NPTool!), Julien et Miguel au LPC.

Mais le labo c'est encore les doctorants et les post-docs qui ont accompagné ces trois années au GANIL, au LPC ou aux deux. Merci à tous pour les discussions intéressantes sur des sujets variés et une ambiance au top! Aldric d'abord, avec qui j'aurai passé le plus de temps à Caen et grâce à qui j'ai développé un dégoût profond pour l'embuscade, interlocuteur privilégié de ces trois ans : on a souffert, mais c'est passé! Ensuite il y a Simon (le coureur de fond) et Adrien (le montagnard), compagnons de balades autour de Caen ou ailleurs, au cours desquelles on a notamment fait frôler la mort à Guillaume (le philosophe) sur les pistes escarpées des alpes, avec la présence constante de Belén (parce que ça déchire!) qui a d'ailleurs mis tant d'entre nous sur la voie, au plus proche du bloc, pour une secte du nucléaire à la salle d'escalade avec Simon, Pierre (pour la pause baby-foot), Egard, Sofija, Cyril et Bira. Une fois l'effort accompli, on peut souvent compter sur d'autres pour nous rejoindre au bar et parfois faire partie d'une résistance mise à mal par des espionnes et des espions sans scrupules : Valérian (le joyeux luron au dernier gadget), notre Président Blaise-Maël le Gentillet (Celui-Dont-On-Ne-Doit-Pas-Prononcer-Le-Surnom) et Quentin (Qu'est-ce que c'est les histoires?), toujours prêt à s'en aller râler avec moi en tournant en rond dans le parc du GANIL. Pour la bonne ambiance au GANIL, je remercie également Luca, Venkatesh, Trinh, Ville et Pedja, sans parler des plus anciens déjà enfuis, Bart, Coralie, Marine, Pierre, Alexis, Yung-Hee et Mathieu.

Quelques mots de plus pour l'équipe de volley GANIL/LPC/CIMAP et autres, merci d'abord à Caterina pour m'y avoir introduit, à Laurent et Djillali pour m'avoir accueilli et merci à toute l'équipe UFOLEP2 avec laquelle il y eut de belles défaites, au plus proche de la victoire. Bonne chance pour la suite à vous tous Georges, Carole, Micka, Tony, Géraldine, Céline, Stéphane, Livier, Émilie et Paulo.

Enfin, à toute ma famille, merci pour les week-end et les vacances dépaysantes de la Bretagne à la montagne, en passant par Soucy, Paris ou New-York. Aux plus proches, merci d'être toujours là quand j'ai besoin de vous, et un merci tout spécial à ma mère Catherine, car ton rôle a été essentiel pour la diminution drastique des nombreuses preuves de mon étourderie entre la première version du manuscrit envoyée aux rapporteurs et la version envoyée au jury. Par souci du travail bien fait, elle a lu non pas une, mais trois fois la plupart des pages qui suivent, ce que je n'aurais moi-même jamais eu la ténacité de faire en aussi peu de temps. . .

Aux personnes qui n'ont pas l'intention de sauter à la conclusion ou de s'arrêter de suite dans leur lecture, bon courage et qu'elles se souviennent qu'on n'a jamais dit que c'était facile.

Table des matières

1	Contexte du développement des cibles actives	1
1.1	Les réactions nucléaires pour l'étude des états quantiques du noyau	2
1.1.1	Description des réactions nucléaires	2
1.1.2	Observables utilisées pour décrire les états nucléaires	3
1.2	Les méthodes expérimentales et leur évolution pour l'étude des noyaux et des processus exotiques	6
1.3	Utilisation des cibles actives	8
2	Le démonstrateur ACTAR TPC : expériences et résultats pour la conception du détecteur final	13
2.1	Description du démonstrateur ACTAR TPC	15
2.2	Étude détaillée du plan pixelisé et de son système d'amplification	16
2.2.1	Le processus d'avalanche électronique	17
2.2.2	Le système d'amplification MICROMEGAS	18
2.2.3	Mesure de l'homogénéité du gap entre l'anode et le MICROMEGAS du démonstrateur ACTAR TPC	20
2.3	Électronique de détection et calibration	26
2.3.1	Le système GET, électronique dédiée aux chambres à projection temporelle	26
2.3.2	Calibration du système de détection et de son électronique	29
2.4	Description des différentes expériences effectuées avec le démonstrateur	32
2.4.1	Expérience à l'IPNO	32
2.4.2	Expériences au GANIL	35
2.5	Traitement des dépôts de charge mesurés dans la chambre à projection temporelle	37
2.5.1	La mesure des dépôts de charge, enjeu des TPC	38
2.5.2	Adaptations pour l'augmentation de la gamme de détection et résultats .	40
2.5.3	Cas particulier des déformations des lignes de champ dans la zone de dérive	43
2.6	Conclusion : Conception de la cible active ACTAR TPC	45
2.6.1	Chambre de détection d'ACTAR TPC	46
2.6.2	Système de polarisation des pixels	48
3	Analyse de données et simulations	51
3.1	Méthodes de reconstruction des traces	52
3.1.1	Transformation dans l'espace de Hough	53
3.1.2	Traitement aléatoire RANSAC	55
3.1.3	Méthode des agrégats	56
3.2	Détermination d'événements physiques	61
3.2.1	Définition d'un vertex	61
3.2.2	Généralisation aux réactions à plusieurs corps et séparation de sous-événements empilés	64
3.3	Paramètres de base et simulations	68

3.3.1	Méthodes de reconstruction des angles	68
3.3.2	Simulations et analyse des performances de reconstruction en angle	70
3.3.3	Reconstruction des vertex et des points d'arrêt	74
3.3.4	Modélisation du gaz et reconstruction des pertes d'énergie	76
3.3.5	Identification des produits de réaction	78
3.4	Analyse des expériences et tests avec le démonstrateur	80
3.4.1	Caractérisation des faisceaux	81
3.4.2	Reconstruction des énergies d'excitation	82
3.4.3	Calcul des distributions angulaires et des fonctions d'excitation	88
3.4.4	Normalisation et sections efficaces absolues	89
4	Caractérisation expérimentale de la cible active ACTAR TPC dans le cas de la diffusion résonante avec des faisceaux de ^{18}O et de ^{20}Ne	93
4.1	Choix des conditions du <i>commissioning</i> : préparation de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$	93
4.1.1	Astrophysique nucléaire et corrélations protons : buts de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$	94
4.1.2	<i>Commissioning</i> d'ACTAR TPC, test des capacités du détecteur pour la diffusion résonante	96
4.1.3	Conditions expérimentales du <i>commissioning</i>	97
4.2	Analyse et simulations	99
4.2.1	Mesure des paramètres expérimentaux	99
4.2.2	Identification des particules et des voies de réaction	105
4.2.3	Énergie d'excitation et résolutions attendues	110
4.2.4	Reconstruction des fonctions d'excitation	113
4.3	Interprétation des résultats	116
4.3.1	Formalisme de la matrice R	117
4.3.2	Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{18}\text{O} + \text{p}$	119
4.3.3	Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{20}\text{Ne} + \text{p}$	123
4.4	Estimation des erreurs sur la résolution de la fonction d'excitation	124
4.5	Conclusion sur les performances du détecteur	126
5	Recherche d'états d'agrégat α dans le ^{10}B par la diffusion résonante $^6\text{Li} + ^4\text{He}$	129
5.1	Contexte des recherches sur les agrégats α dans le ^{10}B	130
5.2	Interprétation des résultats de l'expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$	132
	Conclusion et perspectives	137
	Annexes	141
	A Calculs de cinématique	141
	B Matrice R	143
	B.1 Fonctions d'onde des régions externe et interne	143
	B.2 De la matrice R à la matrice de collision U	145
	B.3 Lien entre les observables physiques et la matrice R	146
	B.4 Sections efficaces de réaction	147
	Bibliographie	149

Table des figures

1.1	Mesure du moment angulaire avec une distribution angulaire	4
1.2	Exemple de résonance par noyau composé	6
1.3	Utilisation de cibles solides en cinématique inverse	7
1.4	Recouvrement de cinématique en cible épaisse	8
1.5	Principe des cibles actives	9
2.1	Schéma du démonstrateur	14
2.2	Photo du démonstrateur	15
2.3	Sections efficaces d'interaction électron-argon et électron-isobutane	17
2.4	Simulation d'un MICROMEGAS	18
2.5	Coefficient de Townsend en fonction du champ électrique	18
2.6	Gain du MICROMEGAS en fonction de l'épaisseur de la zone d'amplification	20
2.7	Schéma du système utilisé pour la caractérisation du gap entre la micromesh et le plan pixelisé	22
2.8	Correspondances des gains des pixels pour des mesures à des temps différents	23
2.9	Spectre en rayon X d'une source de ^{55}Fe dans un mélange Ar : iC ₄ H ₁₀	23
2.10	Variation du gain du gaz en fonction du temps	24
2.11	Carte en gain du plan pixelisé du démonstrateur	25
2.12	Schéma global de l'électronique GET	27
2.13	Exemple de signal électronique obtenu avec GET	28
2.14	Alignement en gain d'un pixel du plan pixelisé	30
2.15	Résultat de l'alignement en gain du plan pixelisé	30
2.16	Calibration des DSSD	31
2.17	Calibration des DSSD	31
2.18	Schéma de l'installation ALTO à l'IPNO	32
2.19	Installation de Bacchus	33
2.20	Résumé des énergies de réaction scannées durant l'expérience $^6\text{Li} + \alpha$	34
2.21	Schéma des aires expérimentales au GANIL	35
2.22	Dépôts de charge et gain de l'électronique des tests effectués au GANIL	38
2.23	Illustration des problèmes de gamme dynamique dans une TPC	39
2.24	Correction du couplage capacitif pour le test sur le ^{58}Ni	41
2.25	Exemple de polarisation des pixels	43
2.26	Schéma des champs électriques et des isopotentiels résultants dans le démonstrateur ACTAR	44
2.27	Déformation des traces et résultat de l'utilisation d'une double cage	45
2.28	Effet de la déformation pour un évènement de l'expérience $^6\text{Li} + \alpha$	45
2.29	Schéma 3D de la cible active ACTAR TPC dans sa version finale	46
2.30	Photo des connecteurs fakir du plan de pixels d'ACTAR TPC	47
2.31	Schéma 3D de la structure contenant ACTAR TPC et son électronique	47
2.32	Application de la tension pour la polarisation des pixels	48
2.33	Schéma des pixels polarisés par HV1 et HV2	48

3.1	Nombre de voxels touchés par évènement	52
3.2	Référentiel et notations des axes utilisées	53
3.3	Illustration de la transformation de Hough pour un point de l'espace	54
3.4	Illustration de la transformation de Hough pour cinq points de l'espace	54
3.5	Illustration du traitement RANSAC	55
3.6	Illustration du découpage en zones de traces	56
3.7	Exemple de séparation de traces par découpage en zones de traces	57
3.8	Illustration du découpage de surface en pixels de taille intermédiaire	59
3.9	Exemple d'évènement complexe analysé avec la méthode des agrégats	60
3.10	Quantité d'empilement dans l'expérience ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$	61
3.11	Schémas des critères d'évaluation des intersections de deux traces	62
3.12	Exemple de traitement des traces parallèles dans une projection	63
3.13	Schémas des critères d'évaluation des intersections dans le cas de plus de deux traces	65
3.14	Exemple de choix de regroupement en évènements	66
3.15	Précision en reconstruction des angles selon la largeur de la trace	68
3.16	Méthode d'ajustement linéaire par pondération barycentrique	69
3.17	Comparaison traitement analytique, traitement par pondération barycentrique	70
3.18	Distribution d'angles reconstruits de noyaux de lithium simulés avec GEANT4	72
3.19	Évolution de la qualité de reconstruction des angles en fonction des angles 2D et azimutal	73
3.20	Évolution de la qualité de reconstruction des angles en fonction de la longueur de parcours	73
3.21	Évaluation du point d'arrêt des particules au-dessus du plan de pixels	75
3.22	Comparaison des pertes d'énergie dans un mélange He:CO ₂	77
3.23	PID par la mesure du parcours en fonction de l'énergie totale déposée sur le plan de pixels	78
3.24	PID par mesure du dépôt d'énergie dans le gaz en fonction de l'énergie déposée dans les détecteurs auxiliaires	78
3.25	PID avec la configuration de gain rayée du test avec le faisceau de ${}^{24}\text{Mg}$	79
3.26	PID par la corrélation perte d'énergie angle de la particule	80
3.27	Émittance du faisceau de ${}^{58}\text{Ni}$	81
3.28	Distribution des impacts faisceau sur les DSSD	82
3.29	Lignes cinématiques de corrélation énergie-angle	83
3.30	Ligne cinématique de corrélation angle-angle	83
3.31	Parties de trace interpolées pour homogénéiser l'effet des déformations	84
3.32	Énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ reconstruite avec les DSSD	85
3.33	Énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ reconstruite avec les angles	86
3.34	Énergie d'excitation du ${}^{58}\text{Ni}$	87
3.35	Énergie d'excitation du ${}^{24}\text{Mg}$	88
3.36	Section efficace de la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$	90
3.37	Distributions angulaires connues de la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$	90
3.38	Iso- θ_{cm} pour la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$	92
4.1	Cycle HCNO et rupture vers le processus rp	94
4.2	Niveaux d'intérêt dans le ${}^{18}\text{Ne}$	95
4.3	Polarisation des pixels lors du <i>commissioning</i>	98
4.4	Mesure du <i>stragglng</i> lors du test d'ACTAR TPC sous faisceau de ${}^{18}\text{O}$	100
4.5	Mesure de l'émittance lors du test d'ACTAR TPC sous faisceau de ${}^{18}\text{O}$	101
4.6	Différenciation du <i>pileup</i> à différentes intensités faisceau	101

4.7	Reconstruction des impacts sur les Si	102
4.8	Résolution angulaire lors du <i>commissioning</i>	102
4.9	Définition des résolutions angulaires	103
4.10	Résolution en angle et en vertex calculée avec ACTARSim dans les conditions du <i>commissioning</i>	104
4.11	Identification des particules lors du <i>commissioning</i>	106
4.12	Cinématique utilisée pour le ^{18}O	107
4.13	Cinématique utilisée pour le ^{20}Ne	107
4.14	Sélection des protons de <i>punch through</i>	109
4.15	Énergies d'excitation obtenues lors du <i>commissioning</i>	110
4.16	Propagation des résolutions à l'énergie d'excitation du ^{15}N	111
4.17	Fonctions d'excitation des réactions $^1\text{H}(^{18}\text{O},\text{p})^{18}\text{O}$ et $^1\text{H}(^{18}\text{O},\alpha)^{15}\text{N}$	114
4.18	Fonctions d'excitation des réactions $^1\text{H}(^{20}\text{Ne},\text{p})^{20}\text{Ne}$ et $^1\text{H}(^{20}\text{Ne},\text{p})^{20}\text{Ne}^*$	115
4.19	Efficacité de détection en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{21}Na lors du test ^{20}Ne	115
4.20	Section efficace doublement différentielle de la voie élastique $^{20}\text{Ne} + \text{p}$ obtenue lors du test ^{20}Ne	116
4.21	Calcul de section efficace en matrice R pour les réactions $\text{p}(^{18}\text{O},^{18}\text{O})\text{p}$ et $\text{p}(^{18}\text{O},^{15}\text{N})\alpha$ à 160° centre-de-masse	120
4.22	Précédente mesure de section efficace des réactions $\text{p}(^{18}\text{O},^{18}\text{O})\text{p}$ et $\text{p}(^{18}\text{O},^{15}\text{N})\alpha$ à 160° centre-de-masse	120
4.23	Mesure de section efficace des réactions $\text{p}(^{18}\text{O},^{18}\text{O})\text{p}$ et $\text{p}(^{18}\text{O},^{15}\text{N})\alpha$ à 160° centre- de-masse dans ce travail	121
4.24	Méthode quadratique de calcul d'erreur du χ^2/Ndf	122
4.25	Erreur sur la résolution des fonctions d'excitation des réaction $\text{p}(^{18}\text{O},^{18}\text{O})\text{p}$ et $\text{p}(^{18}\text{O},^{15}\text{N})\alpha$ à 160° centre-de-masse	122
4.26	Mesure de section efficace des réactions $^1\text{H}(^{20}\text{Ne},\text{p})^{20}\text{Ne}$ et $^1\text{H}(^{20}\text{Ne},\text{p})^{20}\text{Ne}^*$ à 130° centre-de-masse dans ce travail	123
4.27	Propagation des résolutions vers la fonction d'excitation	125
4.28	Fonction d'excitation de la réaction $^{17}\text{F} + \text{p}$	127
5.1	Types d'agrégats dans les noyaux légers	130
5.2	États agrégats identifiés dans la région du ^{10}B	130
5.3	Bandes rotationnelles possibles dans le ^{10}B	131
5.4	Section efficace doublement différentielle pour la diffusion élastique $^6\text{Li} + \alpha$	133
5.5	Fonction d'excitation de la diffusion élastique $^6\text{Li} + \alpha$	133
5.6	Distributions angulaires de la diffusion élastique $^6\text{Li} + \alpha$	134

Chapitre 1

Contexte du développement des cibles actives

Sommaire

1.1	Les réactions nucléaires pour l'étude des états quantiques du noyau	2
1.1.1	Description des réactions nucléaires	2
1.1.2	Observables utilisées pour décrire les états nucléaires	3
1.2	Les méthodes expérimentales et leur évolution pour l'étude des noyaux et des processus exotiques	6
1.3	Utilisation des cibles actives	8

LES recherches en physique nucléaire sont inséparables des collisions nucléaires. Elles interviennent dans la production d'isotopes radioactifs et l'étude de la structure nucléaire. Elles peuvent aussi être étudiées en tant que réactions pour l'étude des phénomènes de résonances, de réarrangements de nucléons et la compréhension de la matière nucléaire sous des conditions extrêmes de température, de densité et d'isospin. Les premières collisions nucléaires, réalisées sous l'impulsion d'Ernest Rutherford datent des années 1910 [1]. Les expériences de diffusion de particules α issues de sources radioactives sur une mince feuille d'or menées par ses associés Ernst Marsden et Hans Geiger permettent de déduire l'existence dans les atomes d'un noyau de très petite taille comparée au rayon des atomes et qui concentre la charge positive contenue dans l'atome et la majeure partie de la masse atomique [2]. Un peu plus tard, Rutherford est le premier à observer et identifier une réaction nucléaire entre des α et l'azote de l'air : $^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O} + p$ [3]. Pour ces premières expériences, les moyens de détection sont limités. Le sulfure de zinc scintille sous l'effet du bombardement par des particules chargées et, assemblé sous forme de plaques observées au microscope, permet d'établir la présence de ces particules à des positions définies. Grâce au phénomène de perte d'énergie des particules chargées dans la matière, connu depuis William Henry Bragg [4], la longueur de parcours des particules chargées dans le gaz est utilisée comme outil pour séparer protons et α .

Depuis ces premières découvertes expérimentales, les méthodes de production des noyaux incidents et des cibles de même que les méthodes de détection ont largement évolué. Les réactions nucléaires font toujours partie des méthodes utilisées pour l'étude de la forme des noyaux, de leur structure quantique et des forces en présence. Les phénomènes nucléaires dépendent alors des noyaux en collision et de l'énergie de la réaction qui créent des environnements nucléaires différents. On se concentrera ici dans le cas où la voie d'entrée est constituée d'un noyau léger, isotope de l'hydrogène ou de l'hélium, et d'un noyau plus lourd. Le partenaire léger sert de sonde et son évolution suite à la réaction avec le partenaire lourd est observée pour comprendre les phénomènes qui y ont été mis en jeu. Les données expérimentales sont interprétées à l'aide des lois de conservation qui s'appliquent au système formé par les noyaux en collision dans son

ensemble et qui concernent l'énergie, l'impulsion et le moment angulaire.

Le travail de cette thèse est motivé par la construction et le développement au GANIL de la cible active ACTive TARget and Time Projection Chamber (ACTAR TPC) dont les caractéristiques sont déterminées pour l'étude des réactions nucléaires dans le cadre des recherches en structure nucléaire.

Dans ce chapitre, quelques unes des méthodes qui utilisent la cinématique de réaction pour comprendre la structure nucléaire sont tout d'abord introduites. Les premières méthodes expérimentales sont ensuite brièvement décrites ainsi que leur nécessaire évolution pour l'étude des phénomènes nucléaires exotiques et des noyaux aux frontières de la stabilité. Les cibles actives sont enfin proposées comme l'une des nouvelles méthodes expérimentales développées pour l'exploration des noyaux exotiques, dans laquelle s'inscrit ACTAR TPC.

1.1 Les réactions nucléaires pour l'étude des états quantiques du noyau

1.1.1 Description des réactions nucléaires

Pour l'étude de la structure nucléaire, on peut décomposer les réactions en deux processus différents : les réactions nucléaires directes et les réactions par noyau composé [5, 6]. Les premières se produisent à la surface du noyau sous forme de processus rapides. Les secondes passent par un état intermédiaire instable, système composé des deux noyaux en voie d'entrée.

En se produisant à la surface du partenaire lourd, les réactions nucléaires directes sont caractérisées par un temps de réaction qui est la durée nécessaire au partenaire léger de vitesse v_l pour traverser le partenaire lourd de rayon R_L : $2R_L/v_l$ dans le cas non-relativiste. Dans ce laps de temps, un degré de liberté spécifique du système est varié, de sorte que l'état initial et l'état final du système sont très proches l'un de l'autre [7]. Le degré de liberté varié peut être un mode collectif simple, par exemple la mise en rotation de noyaux déformés. Dans le formalisme du modèle en couche, il peut aussi s'agir d'une interaction avec un des nucléons de valence du partenaire lourd, par exemple en changeant ses nombres quantiques, ce qui excite le noyau dans l'un de ses états de basse énergie. Enfin, par le transfert, l'échange ou l'arrachage d'un à quelques nucléons, il est possible de peupler des états à une particule ou un trou de particule de manière sélective.

Le passage par un état intermédiaire non lié lors des réactions par noyaux composés implique que l'énergie de la réaction est partagée par l'ensemble des nucléons formant le système composé, jusqu'à ce qu'il y ait désintégration du noyau par l'une des voies ouvertes. Dans ce cas là, le système en voie de sortie est indépendant de la voie d'entrée, à part au travers des lois de conservation tout au long de la réaction. Le temps caractéristique de la réaction est plus long que le temps de transit et correspond à la durée de vie de l'état intermédiaire. À basse énergie d'excitation, les états accessibles par le système juste au-dessus de l'énergie seuil de la réaction sont discrets et suffisamment séparés, ce qui se traduit par l'apparition de résonances. À plus haute énergie d'excitation, la haute densité d'état ne permet pas de séparer les résonances.

Ces deux processus de réaction sont deux cas extrêmes qui sont en compétition dans la réalité expérimentale. En règle générale, on cherche à avoir l'un ou l'autre processus largement dominant pour éviter des effets d'interférence entre les deux. Les types de réaction sont définis par la différence entre la voie d'entrée et la voie de sortie du système, quelque soit le processus de réaction. Pour des collisions entre deux noyaux quelconques, on peut les décomposer en plusieurs catégories :

- **Les réactions élastiques** : aux énergies cinétiques et aux angles près, l'état du système en voie de sortie est le même qu'en voie d'entrée, $A + B \rightarrow A + B$.

- **Les réactions inélastiques** : la répartition des nucléons dans chaque noyau est la même entre la voie d'entrée et la voie de sortie mais une partie de l'énergie de réaction est transformée en énergie d'excitation interne de l'un ou des deux noyaux, $A + B \rightarrow A^* + B^{(*)}$.
- **Les réactions de réarrangement ou de transfert** : la répartition des nucléons a, elle aussi, changé. Les noyaux de la partition en voie de sortie peuvent être dans des états excités admis par la conservation de l'énergie $A + B \rightarrow C^{(*)} + D^{(*)}$. Pour les réactions directes, seuls les nucléons échangés lors du passage du projectile près de la cible sont concernés par la réaction. On parle alors de réactions de transfert.
- **Les réactions de dissociation** : les deux noyaux de départ sont réarrangés en une partition contenant plusieurs noyaux en voie de sortie, $A + B \rightarrow \sum_i C_i^{(*)}$.
- **Les réactions de capture** : elles sont spécifiques aux réactions par noyau composé. Le noyau composé radioactif se désexcite dans un état plus stable par émission de photons γ , $A + B \rightarrow C + \gamma$ ou par décroissance β , $A + B \rightarrow C + \beta + \nu$.

1.1.2 Observables utilisées pour décrire les états nucléaires

L'étude expérimentale de ces réactions se fait par la mesure de leurs sections efficaces qui représentent la probabilité d'interaction entre le projectile et la cible. Par définition, la section efficace totale d'une réaction, homogène à une surface, a donc la forme

$$\sigma = \frac{N_{reaction}}{n_{cible} N_{incident}} \quad (1.1)$$

avec $N_{reaction}$ le nombre de réactions, n_{cible} le nombre de noyaux cibles par unité de surface et $N_{incident}$ le nombre de noyaux incidents. La section efficace peut être mesurée à une énergie donnée et à un angle spécifique, ce qui définit la section efficace différentielle. Elle se traduit aussi en terme des interactions qui ont lieu lors de la collision. Dans le cas d'une collision simple entre deux particules chargées ne faisant intervenir que les interactions coulombiennes, la section efficace différentielle est par exemple la formule de diffusion de Rutherford :

$$\frac{d\sigma(E_{cm}, \theta_{cm})}{d\Omega_{lab}} = \left(\frac{Z_p Z_c e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{16E_{cm}^2 \sin^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)} \quad (1.2)$$

avec Z_p et Z_c le nombre de protons du projectile et de la cible respectivement, ϵ_0 la permittivité électrique du vide, E_{cm} l'énergie de réaction et θ_{cm} l'angle de déviation du projectile par la cible dans le centre de masse du système projectile plus cible.

Lors des collisions nucléaires, on a vu que des processus inélastiques pouvaient avoir lieu en fonction de l'interaction du projectile avec le noyau cible. Ces processus sont en compétition et pour chaque type de processus discernable, on peut définir une section efficace de réaction. La section efficace totale d'interaction entre les deux noyaux en voie d'entrée est alors la somme des sections efficaces de chacune des voies de sortie possibles. Les réactions de type élastique sont généralement largement majoritaires et des processus supplémentaires s'ajoutent à mesure que l'énergie de réaction augmente et que les voies de réaction s'ouvrent.

Lorsqu'on cherche à déterminer la structure d'un noyau avec des réactions nucléaires, trois observables sont utilisées pour l'étude des sections efficaces.

- La variation de la section efficace avec l'énergie de la réaction dans le cas du noyau composé ou de l'énergie d'excitation dans l'état final dans le cas des réactions directes. Elle permet d'identifier des états du noyau étudié : c'est la fonction d'excitation.
- Avec la variation de la section efficace avec l'angle à une énergie donnée, des informations sur les spins des états sondés ou sur le moment angulaire transféré sont extraits : c'est la distribution angulaire.

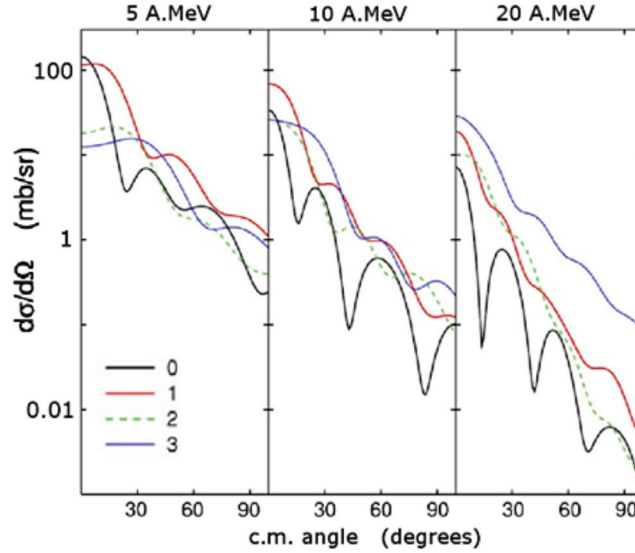


FIGURE 1.1 – Calculs DWBA de distributions angulaires de la réaction $^{32}\text{Mg}(d,p)^{33}\text{Mg}$ à trois énergies de réactions différentes. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du moment angulaire l transférées et notées sur la figure. Figure issue de [8].

- La valeur de la section efficace de chaque voie de réaction donne enfin des particularités sur les états sondés comme leurs rapports d'embranchements.

Analyse des réactions directes

Avec des réactions directes, la mesure de l'énergie d'excitation fait apparaître des pics correspondant aux états peuplés dans le noyau d'intérêt. La sélection de ces pics permet ensuite d'étudier ces états séparément.

Comme les noyaux sont des objets quantiques, la description mathématique de leur collision se fait dans le formalisme des fonctions d'onde. Dans beaucoup de théories utilisées actuellement [5, 9], les collisions sont décrites par des états stationnaires des fonctions d'onde correspondant à la fois à l'état initial, l'onde plane incidente, et à l'état final, l'onde sphérique diffusée, de la collision. Les probabilités de présence des particules associées aux fonctions d'onde décrivent ainsi les probabilités de diffusion des particules dans l'espace. Celles-ci sont des figures de diffraction qui correspondent à la diffusion d'une onde plane par un potentiel caractérisant le système projectile plus cible à une énergie donnée.

Lors de réactions directes, la distribution angulaire de la diffraction dépend du moment angulaire l transféré lors de la réaction. La Figure 1.1 en donne l'exemple avec un résultat de calculs par l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) [5, 6] dans le cas de la réaction de transfert $^{32}\text{Mg}(d,p)^{33}\text{Mg}$ [8]. Le calcul, effectué à plusieurs énergies, montre les différences dans la forme de la section efficace en fonction du l transféré. Plus la valeur de l transféré augmente, plus le maximum de la distribution se décale à des angles de diffusion plus grands. En effet, dans l'ensemble des collisions, les valeurs de l plus petites que le l transféré ne peuvent pas contribuer à ce transfert[5] ce qui se traduit par une baisse de la section efficace aux angles proches de $\theta_{cm} = 0^\circ$. On remarque aussi sur la figure que l'énergie de différenciation optimale ici est à 10 A MeV et qu'il est plus difficile de séparer les distributions lorsque l'énergie augmente. Leurs formes sont de plus en plus similaires, comme on le voit pour $\ell = 2, 3$. Plus la valeur de l augmente, plus la séparation devient difficile. La comparaison entre les distributions angulaires expérimentales et les distributions angulaires calculées permet ensuite de déterminer la valeur de l transférée dans la réaction, ce qui indique le moment angulaire de l'état peuplé dans le noyau d'intérêt, connaissant le moment angulaire total J du noyau initial. Si $J \neq 0$,

plusieurs choix s'offrent pour le noyau final.

Pour une réaction $A + a \rightarrow B + b$, avec a le partenaire léger avant réaction et b le partenaire léger après réaction, la conservation du moment angulaire donne

$$\mathbf{J}_A + \mathbf{j}_a + \mathbf{l}_\alpha = \mathbf{J}_B + \mathbf{j}_b + \mathbf{l}_\beta \quad (1.3)$$

où \mathbf{J}_A , \mathbf{j}_a et \mathbf{j}_b sont les spins des noyaux A, a et b dans leur état fondamental respectivement et \mathbf{J}_B est le spin de l'état peuplé dans le noyau B . \mathbf{l}_α et \mathbf{l}_β sont les moments angulaires relatifs entre les deux noyaux en voie d'entrée et de sortie respectivement. En définissant $\mathbf{L} = \mathbf{l}_\alpha - \mathbf{l}_\beta$ le moment transféré dans la réaction, on obtient :

$$\mathbf{L} = \mathbf{J}_B - \mathbf{J}_A - (\mathbf{j}_a - \mathbf{j}_b) \quad (1.4)$$

La valeur de la section efficace renseigne enfin sur la nature de l'état peuplé. Ainsi, en réaction de transfert d'un nucléon ou d'un trou, le calcul de DWBA fait l'hypothèse que seuls les états du noyau avec une seule particule orbitant autour d'un cœur sont peuplés. Des couplages entre les différentes orbites peuplées peuvent pourtant donner lieu à des états du noyau de même spin et de même parité que l'état à une particule. Les états mesurés sont alors différents mélanges des configurations possibles du noyau ayant le même spin. En comparant le calcul de DWBA à la section efficace obtenue pour chaque état mesuré, on détermine la proportion de la configuration à une particule dans le mélange. Cette proportion est couramment appelée le facteur spectroscopique. La forme générale de la section efficace pour chaque valeur de l reste invariante, les courbes calculées sont ainsi ajustées aux données en les multipliant par le facteur spectroscopique de l'état mesuré. L'énergie effective à une particule (ESPE) utilisée dans les théories de modèle en couche est ensuite obtenue par une moyenne des énergies des états mesurés, pondérées par la valeur de facteur spectroscopique des états.

Analyse des réactions résonantes

Dans le cas des réactions résonantes, la section efficace est mesurée en fonction de l'énergie de réaction. Les états du noyau composé apparaissent alors comme des résonances à des énergies données, comme par exemple sur la Figure 1.2. Cette figure issue de [10] présente une résonance de la diffusion $^{18}\text{F} + \text{p}$ dans deux voies de sortie, une voie élastique au-dessus et une voie de réarrangement (p, α) en-dessous. Pour la voie élastique, le processus résonant interfère avec le processus de diffusion coulombienne ce qui se traduit ici par un passage en-dessous puis au-dessus de la section efficace de Rutherford tracée en tireté. Dans la voie de réarrangement, le terme résonant n'interfère pas avec la diffusion coulombienne simple et seule la résonance apparaît sous la forme d'une fonction de Breit-Wigner.

Des règles de sélection semblables à celles des réactions directes s'appliquent au cas des réactions résonantes. La conservation du moment angulaire implique que le spin de l'état du noyau composé est la somme vectorielle des spins des noyaux en voie d'entrée et du moment angulaire de la réaction. Seuls certains l sont donc possibles en entrée et en sortie de la résonance. En fonction de la valeur de l en voie de sortie, la distribution angulaire a une forme particulière. La distribution angulaire à l'énergie de la résonance est donc différente de la distribution angulaire en dehors de la résonance. Dans ce dernier cas la distribution dépend uniquement de la diffusion sur le potentiel optique formé par le projectile et la cible.

La proportion de réactions procédant par une voie de sortie ou une autre est un paramètre particulièrement important lors de l'étude de réactions résonantes. L'étude des largeurs partielles des résonances dans chaque voie de réaction permet de déduire des caractéristiques de l'état excité correspondant à la résonance. C'est en particulier le cas de la largeur partielle α qui permet de déterminer le taux d'agrégation α d'un état. D'après [11], la section efficace

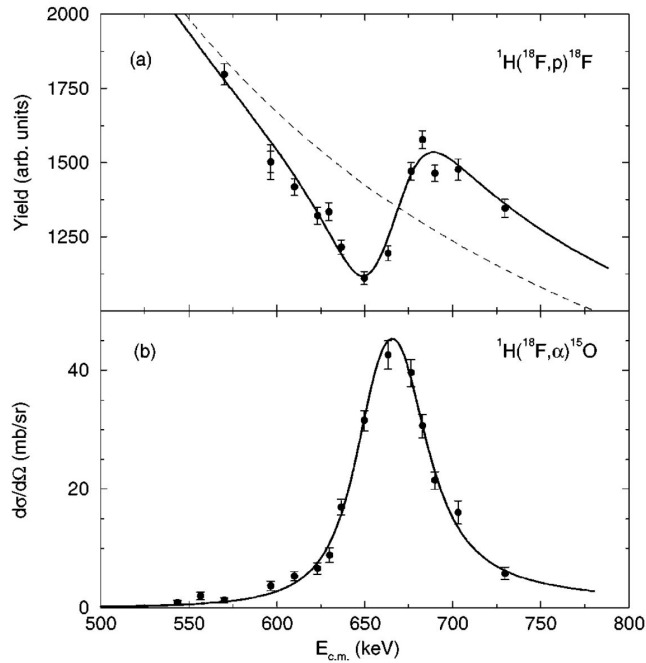


FIGURE 1.2 – Fonction d’excitation de la réaction $^{18}\text{F} + p$ pour les angles centre-de-masse 95° à 125° . Une résonance dans le noyau composé ^{19}Ne est observée dans les voies élastiques (*en haut*) et de réarrangement (*en bas*). La courbe tiretée indique la section efficace de Rutherford. La courbe noire est un fit des points. Figure issue de [10].

s’exprime comme

$$\sigma(E) = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J_R + 1}{(2J_c + 1)(2J_{c'} + 1)} \frac{\Gamma_{Rc}\Gamma_{Rc'}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_R^2}{4}} \quad (1.5)$$

où c indique la voie d’entrée, c' la voie de sortie et R la résonance. Les J sont alors les spins, les Γ_{Rc} les largeurs partielles de la résonance pour une voie de réaction c donnée et $\Gamma_R = \sum_c \Gamma_{Rc}$ est la largeur totale de la résonance. E_R est l’énergie de la résonance et E l’énergie de réaction. Les sections efficaces élastiques permettent alors de déterminer la largeur partielle dans la voie d’entrée puis les sections efficaces de réactions inélastique et de réarrangement permettent de connaître les largeurs partielles des autres voies. Une largeur partielle prenant l’essentiel de la largeur de la résonance indique que la voie de réaction associée est dans une forme proche de celle du noyau composé. Le degré d’agrégation (*clusterization*) en α du noyau composé peut par exemple être déduit de la largeur partielle pour la voie α [12].

1.2 Les méthodes expérimentales et leur évolution pour l’étude des noyaux et des processus exotiques

L’étude des réactions demande de les caractériser expérimentalement pour en obtenir les sections efficaces en fonction des énergies de réaction et des angles de sortie des noyaux. Il faut donc accéder à ces deux paramètres. La section efficace est déduite du nombre de réactions. Pour obtenir le nombre de réactions lors d’une expérience, des détecteurs de particules chargées mesurent les noyaux diffusés et/ou les noyaux de recul, et déterminent leurs énergies. Les positions des détecteurs de particules chargées, ou alors des systèmes de traçage, permettent de déterminer l’angle de diffusion des noyaux collectés, et la distribution angulaire en est déduite.

Les noyaux proches de la vallée de la stabilité et à durée de vie suffisamment longue pour en faire des cibles ont été étudiés d’abord en cinématique directe. Accélérés à des énergies très

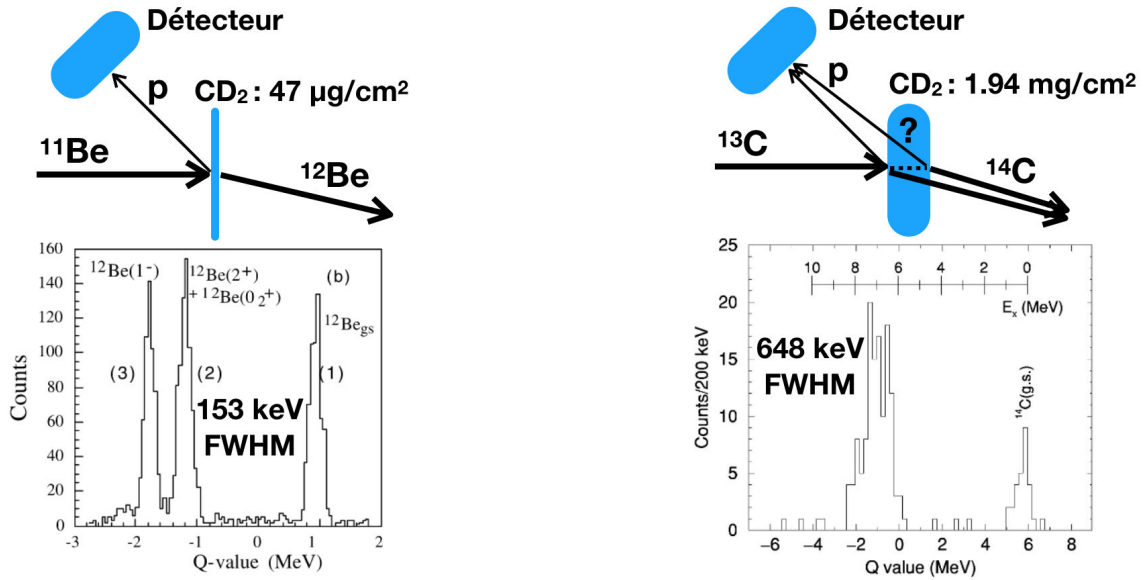


FIGURE 1.3 – Spectres en énergie d’excitation mesurés pour deux configurations expérimentales différentes. L’utilisation de cibles solides fines **à gauche** permet d’atteindre de très hautes résolutions en énergie d’excitation (figure issue de [13]). L’utilisation de cibles solides plus épaisses **à droite** permet de diminuer le temps de prise de donnée pour une statistique équivalente et de mesurer des fonctions d’excitation par méthode TTIK. Le problème est alors la perte de résolution (figure issue de [14]).

précises, des faisceaux d’isotopes de l’hydrogène ou de l’hélium étaient envoyés sur des cibles minces. Les sections efficaces élevées permettaient d’avoir rapidement de la statistique et, par exemple, les fonctions d’excitation utilisées pour la mesure des réactions résonantes étaient obtenues en faisant varier précisément l’énergie faisceau avec des accélérateurs linéaires.

S’écarter de la vallée de la stabilité implique d’étudier des noyaux à durée de vie plus faible et pour lesquels il n’était pas possible de faire des cibles. Des faisceaux secondaires obtenus par fragmentation ou par méthode ISOL sont envoyés sur une cible pour faire des réactions en cinématique inverse. On obtient des cibles solides d’hydrogène en utilisant par exemple des cibles faites de molécules organiques. Les cibles gazeuses permettent d’atteindre une plus grande pureté et peuvent être constituées d’hydrogène ou d’hélium. Pour augmenter le nombre de noyaux cible et avoir une grande pureté, des cibles cryogéniques liquides ou solides d’hydrogène ont enfin été développées. Sur la Figure 1.3 à gauche, les résolutions en énergie d’excitation mesurées lors de réactions sur des cibles fines permettent de bien séparer des niveaux proches de quelques centaines de keV dans le spectre en énergie d’excitation, avec une résolution de 150 keV FWHM.

La production de faisceaux secondaires par fragmentation nécessite de très hautes énergies pour le faisceau primaire, c’est-à-dire l’utilisation de cyclotrons qui ne permettent pas un ajustement aussi rapide de l’énergie pour l’étude des réactions résonantes. La méthode cible épaisse en cinématique inverse (*thick target in inverse kinematics*, TTIK) a donc été développée pour scanner des fonctions d’excitation sans avoir à changer l’énergie faisceau [15–17]. En effet les particules du faisceau sont chargées et perdent donc de l’énergie en traversant la matière. En fonction du point d’interaction, l’énergie de réaction est différente pour peu que le faisceau perde une énergie significative dans la cible. En s’écarter de la stabilité, les réactions énergétiquement défavorisées sont moins probables. Pour garder une statistique équivalente, il faut augmenter le nombre de cibles, l’intensité du faisceau et/ou la durée des expériences. Mais loin de la stabilité, il est aussi de plus en plus difficile d’avoir des faisceaux de grande intensité, donc la solution est d’accroître le nombre de cibles. Ainsi, les cibles sont aussi épaissies pour l’étude

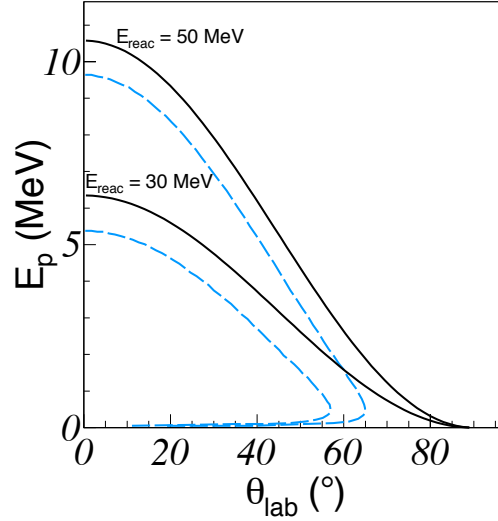


FIGURE 1.4 – Lignes cinématiques de corrélation énergie-angle du proton de recul dans la réaction de cinématique inverse $^{17}\text{F} + p$. Les lignes noires continues sont les lignes élastiques pour deux énergies différentes et les lignes bleues tiretées sont les lignes inélastiques correspondant au premier état excité du ^{17}F à 0.4953 MeV. Les deux lignes du bas correspondent à une énergie de réaction de 30 MeV et les deux lignes du haut à une énergie de réaction de 50 MeV.

des réactions directes.

Il y a cependant plusieurs désavantages à l'utilisation de cibles épaisses. Tout d'abord, la résolution en énergie d'excitation tracée sur la Figure 1.3 à droite est plus large que pour une cible fine, notamment parce qu'il y a une incertitude sur la position du vertex. Cette incertitude se répercute sur la détermination de l'énergie perdue dans la cible par le faisceau avant réaction, et par le noyau de recul et le noyau diffusé après réaction. La résolution de l'énergie reconstruite au point de vertex est ainsi plus grande. Un autre problème apparaît pour les réactions à forte chaleur de réaction. Les noyaux de recul ont alors peu d'énergie et ils s'arrêtent dans la cible sans pouvoir être mesurés. De l'information est donc perdue. Enfin, dans la méthode TTIK, l'énergie de réaction est reconstruite à l'aide de la cinématique en faisant une hypothèse sur l'énergie d'excitation dans l'état final. Dans le cas où plusieurs voies excitées sont ouvertes, on a alors une incertitude sur la voie qui a été empruntée, ce qui induit un fond voire des pics intrus dans la fonction d'excitation. On constate en effet sur la Figure 1.4 qu'entre les deux énergies de réaction de 30 et 50 MeV, des lignes cinématiques élastiques et inélastiques de la réaction $^{17}\text{F} + p$ se recouvrent. Un événement déposant dans des détecteurs solides une énergie de 7 MeV à $\theta_{lab} = 5^\circ$ peut être issu de la voie élastique ou inélastique, mais pour des énergies de réaction différentes puisque la voie inélastique est en dessous de la voie élastique. Pour plus de précision il faut donc connaître la probabilité de peuplement de l'état excité aux énergies considérées ou chercher des cas où les énergies peuvent se séparer facilement.

La connaissance directe du point de réaction est donc cruciale et a initié de nouveaux développements parmi lesquels on compte les cibles actives [18] ou l'utilisation d'une chambre à projection temporelle autour de cibles usuelles comme pour le détecteur MINOS par exemple [19].

1.3 Utilisation des cibles actives

Vis-à-vis de l'étude des noyaux ou des phénomènes exotiques, le développement des cibles actives avait plusieurs buts :

- épaissir les cibles en limitant les pertes d'information sur les réactions, ce qui implique

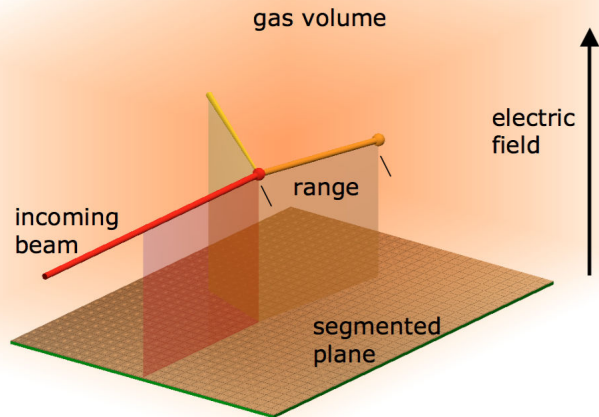


FIGURE 1.5 – Schéma de principe des cibles actives. Les traits larges indiquent le trajet du faisceau puis des produits après réaction. Les bandes transparentes figurent la dérive des électrons vers l'anode segmentée sous l'effet du champ électrique vertical.

d'avoir une mesure directe de l'énergie de réaction et de mesurer les noyaux de recul de basse énergie qui s'arrêtent dans les cibles solides ;

— augmenter l'efficacité de détection.

Pour répondre à ces points, le développement des cibles actives s'est basé sur les chambres à projection temporelle (TPC) [18, 20]. Ces détecteurs sont de type gazeux et permettent de mesurer le passage des particules chargées qui les traversent. La Figure 1.5 montre le principe de fonctionnement d'une TPC utilisée comme cible. Les particules chargées en mouvement sont à l'origine d'un champ électromagnétique par lequel elles interagissent avec les atomes et molécules constituant la matière environnante. Cette interaction a pour résultat l'excitation et l'ionisation de ces atomes et molécules et fait perdre de l'énergie à la particule chargée en déplacement. C'est en particulier le cas lorsque les particules passent dans un gaz. En appliquant un champ électrique constant \vec{E} et homogène dans un volume de gaz, on force tous les électrons d'ionisation à se déplacer vers l'anode. En segmentant l'anode, une information sur la position à laquelle l'ionisation a eu lieu est déterminée. Puisque le champ électrique est homogène et constant dans la chambre, la vitesse de dérive l'est aussi. À partir des temps d'arrivée des électrons sur l'anode, on peut donc obtenir la distance entre la position où a lieu l'ionisation et l'anode de collection, c'est-à-dire reconstruire la troisième dimension. La particularité des cibles actives est d'utiliser un gaz de détection comme cible : on cherche à produire une réaction entre le faisceau et l'un des noyaux du gaz, ce qui est illustré dans la Figure 1.5. Le gaz est donc choisi selon les réactions nucléaires que l'on souhaite étudier. Les cibles actives sont des cibles très polyvalentes puisqu'il suffit de changer les constituants du gaz pour changer de cible. L'épaisseur de la cible est ensuite réglée avec la pression que l'on impose dans la chambre. Ces réglages doivent se faire en prenant en compte le point de fonctionnement de la TPC. Un compromis doit être trouvé pour lequel on peut avoir un fonctionnement non-optimal de la TPC, tel que des vitesses de dérive lentes ou des tensions de claquage faibles.

Comme la réaction se produit dans le gaz de détection, toutes les particules chargées associées à la réaction peuvent théoriquement être observées. Seuls la segmentation de l'anode comparée au parcours des particules et le seuil de détection limitent la reconstruction. Avec les reculs ou le profil de charge du faisceau, il est ensuite possible de calculer le point de réaction.

Les produits sont analysés à partir de leurs dépôts de charge qui donnent des informations comme leur angle et permettent de les identifier voire de calculer leur énergie totale quand ils s'arrêtent dans la TPC.

Avec ce type d'ensemble cible/détecteur, l'épaisseur de la cible est donc augmentée sans perdre d'information sur les produits de réaction chargés et en connaissant directement l'énergie de réaction sans faire d'hypothèse sur la cinématique de la réaction. Comme l'ensemble des produits sont observés dans tout l'espace de la TPC, l'efficacité en angle solide est théoriquement de 4π . Expérimentalement cette valeur est moins grande car la trace du faisceau cache une partie de la couverture angulaire.

La première cible active à avoir été développée pour la physique nucléaire est Ikar [21], utilisée depuis pour des collisions de haute énergie afin de déterminer les distributions de nucléons dans le noyau [22, 23]. La cible active Maya [20], plus polyvalente a ensuite été développée au GANIL pour l'étude des noyaux et des phénomènes exotiques. Elle a par exemple été utilisée pour l'étude de noyaux très exotiques [24], des noyaux à halo [25, 26], des résonances géantes [27, 28] ou encore de la fission [29]. Des chambres à projection temporelle simples comme CENBG TPC [30] à Bordeaux ont aussi été développées pour l'étude des radioactivités β , proton et leurs variantes combinées ou encore la radioactivité 2p [31]. Le faisceau radioactif est arrêté dans la chambre et les traces des produits de désintégration sont analysées pour déterminer des temps de décroissance et des corrélations angulaires.

Dans ce contexte et avec l'évolution de l'électronique, des cibles actives ont été développées dans le monde entier (voir [18] pour un résumé), notamment au NSCL (National Superconducting Cyclotron Laboratory) de MSU (Michigan State University) aux États-Unis, où la cible active AT-TPC (Active Target-Time Projection Chamber) [32] et son prototype [33] ont été utilisés pour l'étude des agrégats α (α -clusters) moléculaires [34] ou de la structure des noyaux exotiques par réactions directes [35].

La cible active ACTAR TPC, développée au GANIL, est le sujet de ce travail. Les évolutions par rapport à Maya viennent de la taille de $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ des pixels de l'anode segmentée. L'étalement des électrons d'ionisation mesuré sur le plan de pixels est de forme gaussienne. Une reconstruction précise de la position d'ionisation nécessite de mesurer cette forme gaussienne pour en déterminer le centre. Il faut une multiplicité transverse d'au moins trois pixels le long de la trace. Dans ACTAR TPC, cette multiplicité transverse ne prend plus que 6 mm alors que les pixels hexagonaux de Maya font 8.86 mm chacun. Il est donc possible de reconstruire des traces plus de trois fois plus courtes avec ACTAR TPC qu'avec Maya. Le plan de pixels de taille 16384 pixels est traité par une électronique très dense et une cage de champ transparente autour de la zone de dérive permet l'ajout de détecteurs auxiliaires sur les quatre côtés du détecteur. Ainsi l'énergie des particules s'échappant du volume actif peut être mesurée sur quatre côtés. ACTAR TPC existera sous deux formes, une carrée de $128\text{ pixels} \times 128\text{ pixels}$ plus adaptée à l'étude des réactions nucléaires et une rectangulaire de $256\text{ pixels} \times 64\text{ pixels}$ pensée pour l'étude des radioactivités exotiques dans les noyaux déficients en neutrons et produits par fragmentation à des énergies supérieures à $100A\text{ MeV}$. En effet, la longueur de gaz permet d'avoir une cible deux fois plus épaisse pour une même pression, et donc d'arrêter plus facilement ces noyaux tout en étant capable d'observer les produits de désintégration.

Les données expérimentales mesurées par ce détecteur ont la forme de dépôts de charges disposés dans un espace à trois dimensions. L'un des enjeux est l'analyse de ces dépôts qui doit permettre de les rassembler en traces pour ensuite caractériser leurs angles et leurs dépôts d'énergie. Les observables physiques, énergies et distributions angulaires, des réactions ayant eu lieu dans la cible et utiles à l'étude de la structure nucléaire sont ensuite extraites de l'ensemble des traces reconstruites. Les performances des mesures sont dépendantes de la mesure des dépôts de charge puis de leur analyse, qui dépend des spécificités du détecteur.

Dans le Chapitre 2, un démonstrateur d'ACTAR TPC huit fois plus petit est présenté. Des

tests sous faisceaux ont permis d'étudier la réponse de l'anode segmentée et de son système d'amplification, différent de celui de Maya, à des dépôts d'énergie variés. Les tests, leurs résultats et leur impact sur la construction d'ACTAR TPC sont présentés.

Dans le Chapitre 3, les méthodes d'analyse pour la reconstruction des traces et le regroupement des traces en événements physiques sont d'abord décrites. Les résultats des tests réalisés avec le démonstrateur et qui consistent en l'identification des particules et l'extraction des observables physiques permettent enfin de vérifier les capacités du détecteur.

Dans le Chapitre 4, le *commissioning* du détecteur final avec l'étude des réactions $^{18}\text{O} + \text{p}$ et $^{20}\text{Ne} + \text{p}$, et les résultats expérimentaux qui ont été obtenus à l'aide du programme d'analyse développé sur le démonstrateur sont exposés. Ils valident l'utilisation du détecteur pour des expériences futures.

Dans le Chapitre 5, les résultats d'une expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + ^4\text{He}$ menée à l'institut de physique nucléaire d'Orsay avec le démonstrateur pour l'étude d'états d'agrégat α dans le ^{10}B sont discutés.

Chapitre 2

Le démonstrateur ACTAR TPC : expériences et résultats pour la conception du détecteur final

Sommaire

2.1	Description du démonstrateur ACTAR TPC	15
2.2	Étude détaillée du plan pixelisé et de son système d'amplification	16
2.2.1	Le processus d'avalanche électronique	17
2.2.2	Le système d'amplification MICROMEGAS	18
2.2.3	Mesure de l'homogénéité du gap entre l'anode et le MICROMEGAS du démonstrateur ACTAR TPC	20
2.3	Électronique de détection et calibration	26
2.3.1	Le système GET, électronique dédiée aux chambres à projection tem- porelle	26
2.3.2	Calibration du système de détection et de son électronique	29
2.4	Description des différentes expériences effectuées avec le démon- strateur	32
2.4.1	Expérience à l'IPNO	32
2.4.2	Expériences au GANIL	35
2.5	Traitement des dépôts de charge mesurés dans la chambre à pro- jection temporelle	37
2.5.1	La mesure des dépôts de charge, enjeu des TPC	38
2.5.2	Adaptations pour l'augmentation de la gamme de détection et résultats	40
2.5.3	Cas particulier des déformations des lignes de champ dans la zone de dérive	43
2.6	Conclusion : Conception de la cible active ACTAR TPC	45
2.6.1	Chambre de détection d'ACTAR TPC	46
2.6.2	Système de polarisation des pixels	48

ACTIVE TARGET and Time Projection Chamber (ACTAR TPC) est une cible active qui a été développée au GANIL en collaboration avec le Centre d'Étude Nucléaire de Bordeaux-Gradignan (CENBG), la Katholieke Universiteit Leuven (KUL), l'Universidad de Santiago de Compostela (USC) et l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). Avant la conception finale d'ACTAR, un démonstrateur [36] a été construit dans le cadre d'une collaboration IPNO/GANIL menée par le GANIL. Ce démonstrateur a eu pour but de vérifier la faisabilité du concept et d'en tester les capacités sous faisceau avant la construction d'un détecteur final.

L'un des principes de base à l'origine d'ACTAR est d'avoir une cible active polyvalente et adaptable aux différentes expériences. Comme on l'a dit dans la section précédente, les cibles actives tirent leur avantage de la capacité à observer les particules chargées mises en jeu dans une réaction nucléaire, même quand celles-ci ont peu d'énergie. En variant les gaz, on peut changer dans une certaine mesure les cibles et leurs propriétés physiques, polyvalence qui présente un intérêt particulier pour les expériences de physique nucléaire. Lorsqu'une expérience fait intervenir en même temps des particules de basse et haute énergies, les particules les plus énergétiques peuvent s'échapper du volume actif. Dans ce cas, l'information sur l'énergie totale de la particule est perdue. Cette information étant souvent cruciale, des combinaisons utilisant une cible active et des détecteurs auxiliaires ont été construites, comme par exemple la cible active MAYA [20] développée au GANIL il y a quelques années. En plus de la chambre à projection temporelle centrale, des murs de détecteurs silicium (Si) et iodure de césium (CsI) se situaient en dehors de la cage de champ sur le mur en aval du faisceau. La cible active AT-TPC [32] à MSU et la chambre à projection temporelle S π RIT [37] à RIKEN, qui possède une cible solide en entrée de chambre, récupèrent ce type d'information en utilisant un champ magnétique constant dans l'ensemble de la chambre. En effet, à cause de ce champ, les particules d'énergie et de masse différentes ont, à angle donné, des rayons de courbure différents dans la chambre.

Dans cet esprit, ACTAR TPC a été prévue pour contenir aussi des détecteurs auxiliaires, en fonction des besoins de l'expérience. La Figure 2.1 montre une vue en 3D éclatée du démonstrateur. ACTAR et son démonstrateur sont constitués d'un squelette dont chaque face est une plaque en aluminium amovible et adaptable dans la limite de la taille de la structure. Le dessus et le dessous sont réservés à la chambre à projection temporelle (cathode et plan de pixels) tandis qu'un côté sert à l'entrée du faisceau. Sur les trois autres murs, les plaques d'aluminium peuvent être conçues pour supporter des détecteurs auxiliaires dont le type dépend de l'expérience à réaliser. Il peut s'agir de détecteurs solides pour récupérer les particules s'échappant du volume actif ou pour mesurer le rayonnement gamma émis par les noyaux excités. Cette adaptabilité supplémentaire permet d'augmenter la polyvalence du détecteur et laisse à chacun la possibilité de fabriquer les murs nécessaires à son expérience.

Ce chapitre s'attache à décrire le démonstrateur, donner les méthodes de calibration utilisées dans l'ensemble de cette thèse et enfin donner des résultats expérimentaux ayant eu un impact sur la conception du détecteur final, décrit dans la dernière partie.

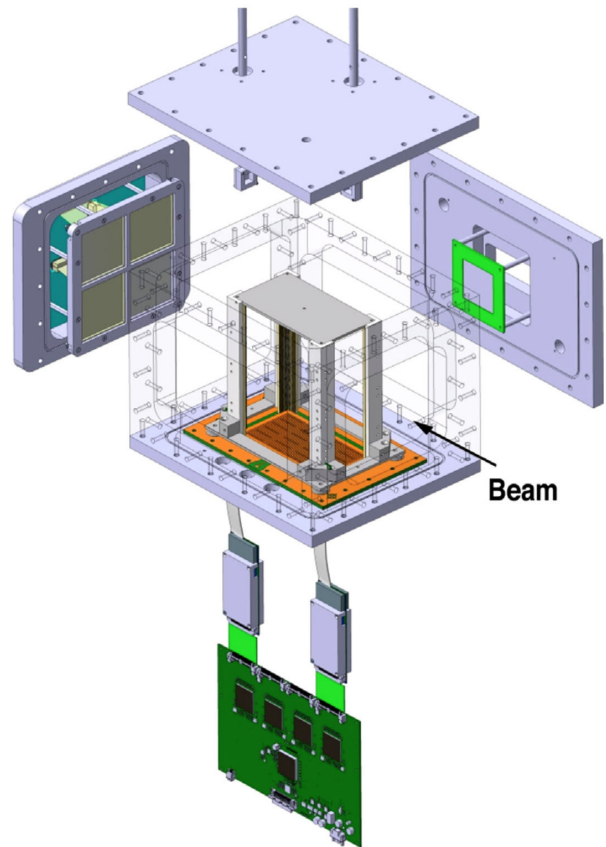


FIGURE 2.1 – Vue éclatée en 3D du démonstrateur dans une configuration où les plaques en aval du faisceau et sur le côté droit sont équipées de détecteurs Silicium double face à pistes.

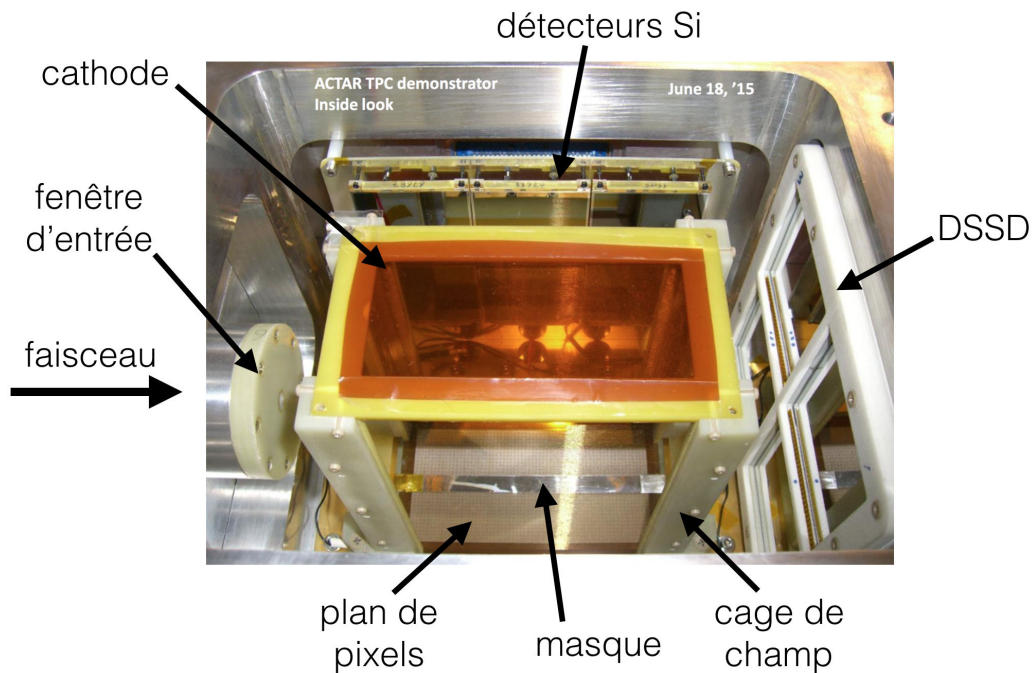


FIGURE 2.2 – Photo de l’intérieur du démonstrateur dans les conditions des expériences sur le ${}^6\text{Li}$ à l’IPNO.

2.1 Description du démonstrateur ACTAR TPC

La structure générale du démonstrateur est visible sur la Figure 2.1. Elle est en aluminium et a une taille de $300 \times 250 \times 210 \text{ mm}^3$. Les ouvertures sur les côtés donnent des espaces de $220 \times 130 \text{ mm}^2$ parallèlement au faisceau et $150 \times 130 \text{ mm}^2$ perpendiculairement. Les plaques en aluminium sont fixées à l’extérieur de la structure.

La Figure 2.2 montre une photographie du démonstrateur ouvert. L’entrée du faisceau se fait au niveau du cylindre visible à gauche où est fixée une fenêtre circulaire de 12 mm de diamètre permettant le couplage avec la ligne faisceau. La fenêtre est en Mylar de $6 \mu\text{m}$ d’épaisseur et fait l’interface entre le vide de la ligne, de l’ordre de 10^{-6} mbar, et la pression dans le détecteur, qui est entre 100 et 1000 mbar selon l’expérience.

La cage de champ est délimitée par ses quatre piliers sur les Figures 2.1 et 2.2. Elle assure l’homogénéité du champ électrique entre la cathode et l’anode dans la chambre. Sous l’effet du champ, les paires ions-électrons libérées par le passage d’une particule chargée dans le gaz sont séparées et les électrons dérivent vers l’anode segmentée. La cage a une taille de $138 \times 74 \times 170 \text{ mm}^3$. Elle est constituée de quatre plans de 169 fils en cuivre de $20 \mu\text{m}$ de diamètre séparés de 1 mm qui forment les quatre murs de la cage. La transparence optique calculée à partir de ces valeurs est d’environ 98 %. Les fils d’un même plan sont reliés l’un à l’autre par des résistances de $4.7 \text{ M}\Omega$. Ils forment une dégradation progressive de potentiel entre la cathode et l’anode segmentée permettant de garder un champ électrique constant et homogène dans toute la cage de champ. Les murs de la chambre sont à 70 mm sur les côtés et à 40 mm de la cage par le haut. Pour éviter des décharges électriques entre la cathode et le plafond proche à la masse, une feuille de kapton isolante est placée au-dessus de la cathode.

L’anode de $128 \text{ mm} \times 64 \text{ mm}$ est segmentée en pixels carrés de 2 mm de côté. Elle est équipée d’un système d’amplification de type MICROMEGAS (MICROMesh Gaseous Structure) [38, 39] de $220 \mu\text{m}$ d’épaisseur. Le fonctionnement de ces systèmes est explicité dans la Section 2.2.2. Sous les pixels de l’anode, un réseau de circuits imprimés à haute densité permet de regrouper les voies par groupes de connecteurs (Figure 2.1) sur lesquels est branché le système GET (General Electronics for TPCs) décrit dans la Section 2.3.1. Au centre du plan pixelisé, un

masque métallique est visible et a été utilisé seulement au cours des expériences réalisées à l'IPNO pour éviter l'amplification des charges libérées par le faisceau. Son utilité est détaillée dans la Section 2.5.2.

Des détecteurs auxiliaires placés sur les côtés de la chambre permettent de mesurer l'énergie d'une partie des noyaux assez énergétiques pour s'échapper de la cage de champ. Douze détecteurs Silicium (Si) d'épaisseur $700\ \mu\text{m}$ sont divisés en deux groupes de six placés parallèlement au faisceau, de chaque côté de la chambre. Ces détecteurs ont une surface active de $50\times 50\ \text{mm}^2$ et la distance entre voisin est de 2 mm. Ils recouvrent une surface totale de $163\ \text{mm}\times 108\ \text{mm}$. Sur le côté visible de la Figure 2.2, les détecteurs Si sont placés à 39 mm de la cage. De l'autre côté ils sont placés à 63 mm de la cage pour permettre le passage d'une source α entre la cage et les détecteurs Si. Cette source est nécessaire à la calibration et à la vérification de l'ensemble de détection.

Sur le mur en aval du faisceau se trouvent quatre détecteurs Silicium double face à pistes (DSSD, Double sided Strip Silicon Detector) de $64\times 64\ \text{mm}^2$ et $1500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les DSSD placés côte à côte sont séparés de 8 mm. Ils sont constitués de 32 pistes horizontales et 32 pistes verticales de 2 mm de large. Ils sont placés à 46 mm de la cage de champ. Pour le cas où le faisceau ne s'arrête pas dans le gaz, un *beam dump* carré de 24 mm de côté (non visible ici) est placé devant le mur de DSSD pour limiter le nombre de particules faisceau atteignant les détecteurs. Il est situé à 21 mm de la cage de champ.

2.2 Étude détaillée du plan pixelisé et de son système d'amplification

Les électrons d'ionisation libérés par le passage d'une particule chargée dérivent vers l'anode de collection sous l'effet du champ électrique de l'ordre d'une centaine de volts par centimètre. Lors de cette dérive, l'électron subit des collisions élastiques avec les constituants du gaz. Cela se traduit par la diffusion des électrons lors de leur course verticale. Cette diffusion est à la fois longitudinale, c'est-à-dire que des électrons sont en avance ou en retard par rapport au déplacement moyen du nuage initial d'électrons, et latérale, c'est-à-dire que la position des électrons dévie dans le plan perpendiculaire à la direction de dérive. Moyennée sur l'ensemble des électrons d'ionisation libérés à un endroit donné, la diffusion latérale suit la forme d'une fonction Gaussienne en deux dimensions, centrée sur la position 2D de l'ionisation primaire [40]. Le champ électrique et la pression du gaz influent sur l'énergie de collision entre les électrons de dérive et les constituants du gaz. D'après la Figure 2.3, on remarque que la section efficace d'interaction entre les électrons et les constituants du gaz dépend de l'énergie de collision (courbe noire continue). La diffusion des électrons varie donc avec le champ électrique et la pression du gaz. Comme on le voit sur la Figure 2.3, la section efficace d'interaction ne varie pas de manière monotone avec l'énergie de collision. De même, selon la composition du gaz, la diffusion des électrons ne varie pas systématiquement de manière monotone [40]. Le résultat de la diffusion d'un électron durant son parcours dans le gaz est simulé dans la zone de dérive de la Figure 2.4, notée *Drift area*. Sur cette figure, qui est une simulation 2D d'un détecteur MICROMEGAS (voir Section 2.2.2), le champ électrique est vertical et dirigé vers le haut. L'électron d'ionisation généré au point le plus haut dérive vers le bas sous l'effet du champ électrique et entre en collision avec les atomes et molécules du gaz au cours de sa dérive avec pour conséquence de le faire dévier de sa trajectoire verticale.

En segmentant l'anode de collection, la diffusion transverse apparaît sous la forme d'une distribution de charge gaussienne sur les pixels touchés. Cela permet de déterminer plus précisément les points d'ionisation le long des trajectoires des particules chargées. En effet, si un seul pixel est touché, la précision est la taille du pixel. Si plusieurs pixels sont touchés, avec

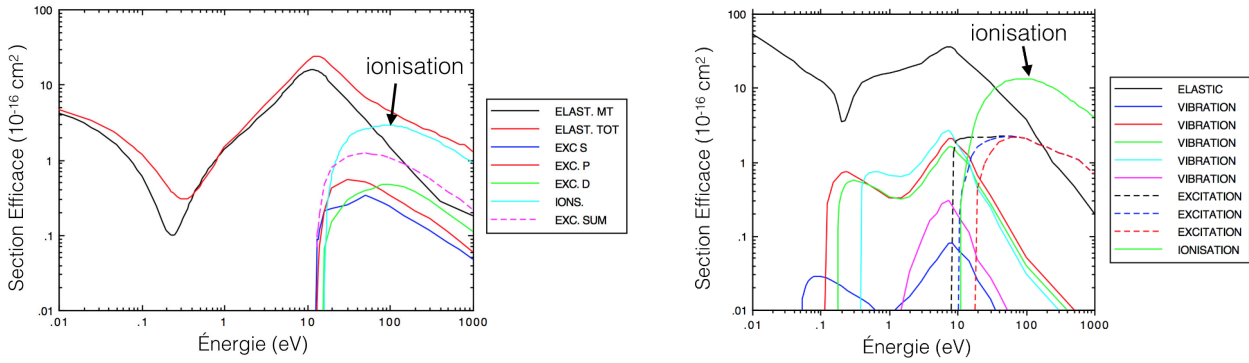


FIGURE 2.3 – Sections efficaces d’interaction entre un électron et des constituants d’un gaz en fonction de l’énergie de collision dans le centre-de-masse (figures adaptées de [41]). Chaque courbe correspond à la contribution d’une voie de réaction différente. **À gauche**, section efficace électron-argon, **à droite**, section efficace électron-isobutane.

des valeurs de charge qui dépendent de la distance au point d’ionisation 2D, le barycentre des charges est défini avec une précision meilleure que la taille d’un pixel.

D’une part, la mesure du dépôt d’énergie permet de déterminer précisément le point de passage de la particule chargée en étudiant la disposition des valeurs des charges mesurées perpendiculairement à sa trajectoire. D’autre part, elle doit permettre une identification isotopique de la particule chargée. Cette résolution est particulièrement importante pour identifier des canaux de réactions qui font notamment intervenir des isotopes de l’hydrogène et de l’hélium, utiles pour des expériences par réaction nucléaire directe.

La mesure précise des charges est nécessaire au bon fonctionnement du détecteur. Les processus physiques à l’origine de l’avalanche électronique sont d’abord rappelés. Le fonctionnement du compteur proportionnel MICROMEGAS, détecteur gazeux à motif microscopique (MPGD, Micro Pattern Gaseous Detector en anglais) utilisé sur ACTAR, est ensuite décrit. Une méthode est enfin donnée pour vérifier l’homogénéité en gain des MPGD en général. Cette méthode est appliquée au plan pixelisé du démonstrateur d’ACTAR.

2.2.1 Le processus d’avalanche électronique

Une avalanche électronique, ou avalanche de Townsend, est une réaction en chaîne apparaissant lorsque les électrons d’ionisation sont accélérés par le champ électrique à une énergie supérieure au seuil d’ionisation des constituants du gaz. Le seuil d’ionisation des constituants du gaz se remarque sur la Figure 2.3 à la brusque montée au-dessus de 10 eV des courbes notées ionisation. Sur la Figure 2.4, on observe un exemple d’avalanche électronique dans la zone d’amplification notée *Avalanche area*. Une grille de séparation entre les zones de dérive et d’amplification est schématisée par les larges points noirs. Le nombre d’électrons croît une fois que la grille de séparation est traversée. Chaque électron d’ionisation ionise un atome ou une molécule et chaque électron libéré va à son tour gagner suffisamment d’énergie entre deux collisions successives pour ioniser d’autres constituants. Ce processus génère ainsi une multiplication exponentielle du nombre d’électrons et d’ions. Avec un nombre de charges en mouvement suffisamment grand, le courant électrique induit sur l’anode par leur déplacement est discernable du bruit de l’électronique de mesure.

Durant l’avalanche, les collisions entre électrons et constituants du gaz se produisent à plus haute énergie. Encore une fois, l’interaction dépend de la section efficace et en particulier le taux de multiplication dépend de la probabilité d’ionisation. Plusieurs effets quantiques peuvent être en compétition, comme par exemple l’apparition de modes de vibration dans l’isobutane (Figure 2.3) ou des modes d’excitation des atomes et des molécules. L’équilibre

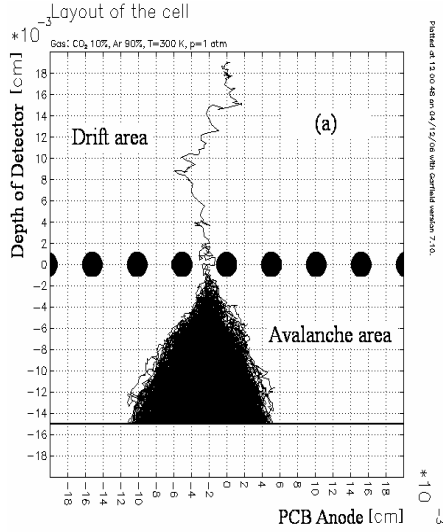


FIGURE 2.4 – Trajectoire 2D d’un électron soumis à un champ de dérive vertical (Drift Area), puis à un champ d’amplification vertical (Avalanche area), par lequel il provoque une avalanche électronique. La dérive et l’avalanche sont simulés avec GARFIELD [42] à l’approche puis à la traversée d’un détecteur MICROMEGAS. La micromesh est schématisée par les larges points noirs (Lanzhou University).

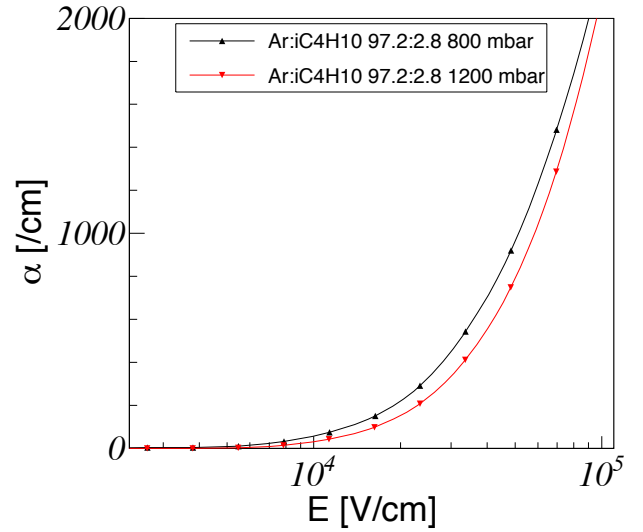


FIGURE 2.5 – Variation du coefficient de Townsend (taux d’ionisation) en fonction du champ électrique, simulée avec GARFIELD dans un mélange de gaz Ar : iC_4H_{10} 97.2 : 2.8 à des pressions de 800 mbar et 1200 mbar et une température de 24° C.

entre ces phénomènes dépend de l’énergie de collision.

Pour un gaz donné à une pression donnée, la valeur de l’amplification va varier avec le champ électrique appliqué. La Figure 2.5 représente l’évolution du taux d’ionisation en fonction du champ électrique dans un mélange gazeux argon isobutane Ar : iC_4H_{10} 97.2 % : 2.8 % à une température de 24°C et pour des pressions de 800 mbar et 1200 mbar. Le paramètre utilisé pour représenter ce taux de multiplication est le coefficient de Townsend α et est l’inverse du libre parcours d’ionisation. Il représente le nombre de paires d’ionisation produites par unité de longueur de dérive. Le gain d’électrons associé peut être approximé par la formule :

$$G = e^{\alpha d} \quad (2.1)$$

avec α le coefficient de Townsend et d l’épaisseur de la zone d’amplification.

Le coefficient de Townsend augmente avec le champ électrique et avec la baisse de pression, c’est-à-dire une baisse de densité. En effet, le nombre de particules dans le gaz diminue et il y a moins de collisions, donc les électrons sont plus accélérés et ionisent plus facilement les constituants qu’ils rencontrent. Comme la probabilité d’interaction diminue, à partir d’un certain seuil en pression qui dépend des gaz, le taux d’ionisation et le coefficient de Townsend commencent à diminuer avec la pression : il y a moins d’amplification et le gain diminue. D’après l’équation (2.1), il est possible d’augmenter la taille de l’espace d’amplification pour travailler avec un gain suffisamment grand à basse pression.

2.2.2 Le système d’amplification MICROMEGAS

Le système d’amplification MICROMEGAS consiste en une grille d’une dizaine de microns d’épaisseur avec un maillage de quelques dizaines de microns de large, nommée *micromesh*. La

Figure 2.4 montre un schéma en coupe transverse du système MICROMEGAS. Le maillage de la micromesh y est représenté par les points noirs qui séparent la zone de dérive de la zone d'amplification. Cette grille repose sur des piliers isolants qui la soutiennent une centaine de microns au-dessus de l'anode. Le potentiel entre la cathode et la micromesh permet la dérive des électrons tandis que le potentiel entre la micromesh et l'anode produit un champ électrique de quelques kilovolts par centimètre, suffisant pour générer des avalanches électroniques qui induisent un signal mesuré sur l'anode. Une transmission de 100% des électrons au travers de la micromesh est assurée pour un rapport entre les champs électriques d'amplification et de dérive, supérieur à 20.

La distance usuelle dans les MICROMEGAS entre l'anode et la micromesh est de l'ordre de $100\mu\text{m}$. À basse pression, le libre parcours moyen augmente, sans que le gain en énergie permettent d'avoir plus d'ionisation. Cela résulte donc en une baisse de gain. Augmenter l'épaisseur d'amplification permet de régler ce problème. C'est pourquoi, dans le cas d'ACTAR TPC, le MICROMEGAS a été choisi avec une taille de la zone d'amplification de $220\mu\text{m}$ [43].

Cette distance entre la micromesh et l'anode devrait être constante sur l'ensemble de la surface, mais on s'attend à des variations dues au processus de fabrication. Une variation de l'épaisseur de la zone d'amplification agit sur le gain de deux manières : elle influe directement sur la valeur du gain d'après l'équation (2.1) mais elle influe aussi sur la valeur du champ électrique local puisque le potentiel est le même sur l'ensemble de la micromesh. Comme le champ électrique local varie, le coefficient de Townsend varie à son tour. Pour des valeurs du coefficient de Townsend inférieures à 50 kV/cm et pour de petits intervalles de variation de $\frac{P}{E}$, cette valeur peut être approximée par la formule [40, 44, 45] :

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-B\frac{P}{E}} \quad (2.2)$$

avec A et B des coefficients positifs constants, P la pression du gaz et E la norme du champ électrique.

Une augmentation du champ électrique entraîne donc une augmentation du coefficient de Townsend α . D'après les équations (2.1) et (2.2), la variation de l'épaisseur de la zone d'amplification a des effets opposés. D'une part une plus petite longueur augmente le champ électrique, d'autre part elle diminue la probabilité d'interaction des électrons d'ionisation avec les molécules du gaz, et donc le nombre d'avalanches électroniques. Des variations de quelques pourcents de l'épaisseur de la zone d'amplification peuvent faire varier le gain de quelques pourcents voire quelques dizaines de pourcents selon les mélanges de gaz considérés. L'homogénéité du MICROMEGAS est importante et doit être vérifiée. Les constituants, la densité du gaz, le champ électrique moyen appliqué et l'épaisseur de la zone d'amplification sont autant de paramètres ayant des effets divers. L'utilisation du programme de simulation MAGBOLTZ [41] permet de déterminer l'effet total dans une certaine mesure. La Figure 2.6 indique par exemple la variation du gain du MICROMEGAS attendue en fonction de l'épaisseur de la zone d'amplification, pour une tension d'amplification constante de 420 V dans un mélange de gaz Ar : $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ 97.2 : 2.8 à 1020 mbar et 24°C . C'est dans ces conditions que l'homogénéité du plan pixelisé utilisé dans le démonstrateur ACTAR a été déterminée.

Certains phénomènes physiques et chimiques ne sont pas encore complètement pris en compte dans les simulations MAGBOLTZ ce qui empêche une caractérisation absolue de l'espace d'amplification. On compte parmi ces phénomènes l'effet Penning. Cet effet s'applique lorsqu'un constituant excité du gaz A transfère son énergie à un autre B, dont l'énergie d'ionisation est plus faible que l'énergie transférée, et l'ionise : $A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-$. Cela peut faire varier le taux d'ionisation et donc le gain du gaz. Le mélange argon-isobutane est un mélange Penning, comme on le voit sur la Figure 2.3. L'énergie d'ionisation est plus faible pour l'isobutane que pour l'argon alors que des états d'excitation sont atteints pour l'argon à des énergies plus grandes que le seuil d'ionisation de l'isobutane. Ces effets sont estimés constants

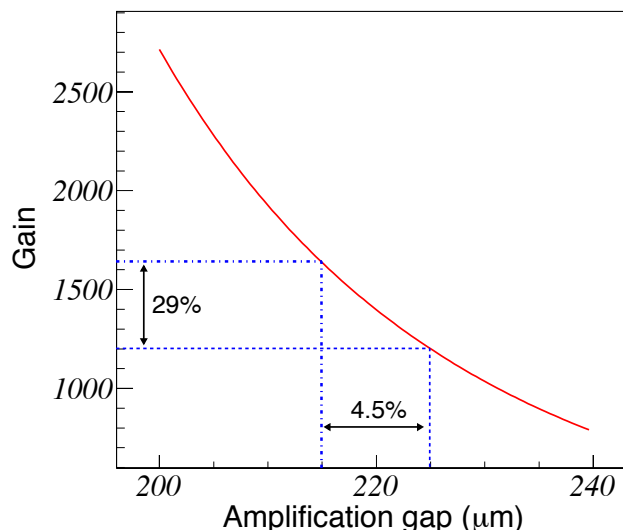


FIGURE 2.6 – Variation du gain calculé à partir d’une simulation MAGBOLTZ en fonction de l’épaisseur de la zone d’amplification du MICROMEAS. Courbe obtenue pour une tension d’amplification de 420 V dans un mélange Ar: iC_4H_{10} 97.2: 2.8 à 1020 mbar et 24° C.

pour variations de quelques pourcents du champ électrique, dues aux inhomogénéités de l’épaisseur d’amplification considérées, suivant les résultats de [45]. Cette hypothèse implique que les variations relatives de gain sont conservées avec MAGBOLTZ et peuvent être appliquées à différents gaz.

Ces variations du gain sont indépendantes de l’électronique et, si elles sont trop importantes, peuvent induire un biais entre la calibration de l’anode pixelisée et la mesure du dépôt de charge, comme décrit dans la Section 2.3.2. Il est nécessaire de calibrer ces variations pour estimer leur importance voire les corriger si elles sont trop importantes.

2.2.3 Mesure de l’homogénéité du gap entre l’anode et le MICROMEAS du démonstrateur ACTAR TPC

Pour étudier des variations en gain, il est nécessaire d’utiliser une source de dépôts d’énergie constant. Dans ce cas, des variations sur la mesure de ces dépôts informe sur les conditions d’amplification du MICROMEAS, données dans la partie précédente. Pour vérifier l’homogénéité de l’épaisseur de la zone d’amplification, et donc du gain, sur l’ensemble du plan pixelisé, il faut étudier la réponse du MICROMEAS à ces dépôts en plusieurs points du plan. Avec un potentiel électrique sur la micromesh et une densité de gaz constants au cours du temps, on mesure la variation du gain qui provient de l’épaisseur d’amplification.

Utilisation d’une source de ^{55}Fe

Pour avoir un dépôt de charge constant, une source de rayon X issue de la désintégration par capture électronique du ^{55}Fe en un état atomique excité du ^{55}Mn est utilisée. La réorganisation de l’atome suite à la capture se traduit en effet par l’émission d’un électron Auger ou par l’émission de rayons X. L’émission de rayons X se fait majoritairement aux énergies de 5.899 keV avec une intensité de 16.2% et de 5.888 keV avec une intensité de 8.2%. Ces deux raies, dont les dépôts de charge ne sont pas séparables à notre résolution en énergie, sont utilisées pour déterminer la réponse en charge.

Le plan pixelisé est disposé dans une chambre hermétique et régulée en pression, qui contient un mélange de gaz. Les rayons X issus de la source située au-dessus peuvent arracher des

électrons aux constituants du gaz, leur transmettant l'énergie du rayon X moins l'énergie de travail nécessaire à l'ionisation ($\simeq 30$ eV). Comme toutes les particules chargées, ces électrons perdent leur énergie dans le gaz en excitant ou en ionisant ses constituants. Dans cette chambre dédiée à la caractérisation expérimentale des MICROMEGAS, une cathode est posée environ 10 mm au-dessus du plan pixelisé. La cathode permet d'appliquer un champ électrique afin de séparer les paires ion-électron créées et de faire dériver les électrons vers l'anode pixelisée où ils sont multipliés par le MICROMEGAS.

Choix du gaz

Le choix du gaz dépend de plusieurs facteurs [40]. Il doit permettre d'avoir un fort taux de conversion des rayons X en électrons et de bonnes propriétés d'amplification. Le taux de conversion des rayons X est $\tau \propto \frac{Z^n}{(h\nu)^3}$ où Z est le numéro atomique de l'atome et $n \in [3, 4]$ est un facteur constant sur la zone d'énergie des photons $h\nu$ considérée. Ainsi, plus le numéro atomique est grand, plus le taux de conversion est élevé. Les propriétés d'amplification sont obtenues en utilisant un gaz pour lequel de faibles champs électriques suffisent à produire une avalanche électronique. Les gaz nobles, monoatomiques, présentent l'avantage d'avoir très peu de modes de dissipation non-ionisants de l'énergie d'excitation comparé aux molécules polyatomiques, comme on peut le voir sur la Figure 2.3. Ils sont aussi chimiquement stables et n'interagissent pas avec les matériaux du détecteur. L'ionisation est plus simple, ce qui les rend plus efficaces pour générer des avalanches électroniques. Pour la caractérisation du gap entre la micromesh et le plan pixelisé, le gaz sert uniquement de moyen de détection. L'utilisation d'un gaz noble comme composant majeur du mélange gazeux est donc à privilégier. L'argon est notamment le compromis parfait pour ses propriétés chimiques et son coût relativement faible.

Le problème de ce gaz est l'entrée dans un état de décharge permanente pour des gains de 10^3 à 10^4 . La recombinaison et la désexcitation du gaz se font par des processus radiatifs. Les photons produits ont une énergie supérieure au seuil d'ionisation des métaux formant la cathode et l'anode. Si les photons atteignent la cathode, celle-ci émet alors des photo-électrons qui sont soumis au même processus d'amplification. De nouvelles avalanches électroniques sont donc formées. Pour éviter cet effet, il est nécessaire d'utiliser un atténuateur (*quencher* en anglais), c'est-à-dire une molécule polyatomique et ses nombreux modes de dissipation de l'énergie d'excitation. Ces molécules permettent d'absorber les photons sans émettre d'électron, en se dissociant par exemple, et d'empêcher les avalanches en chaîne. Plus une molécule comporte d'atomes, plus le nombre de canaux de dissociation et donc l'efficacité d'atténuation augmentent. Avec ses quatorze atomes, l'isobutane (iC_4H_{10}) est particulièrement efficace. De petites proportions suffisent à faire effet et permettent de rester en-dessous du seuil d'explosivité. En tenant compte de ces paramètres, le gaz choisi pour les mesures effectuées est un pré-mélange Ar : iC_4H_{10} 97.2 : 2.8. Il est possible d'obtenir des bouteilles de gaz pré-mélangées à une composition donnée auprès d'un fournisseur. Cela permet d'avoir des mélanges plus homogènes et ne dépendant pas des caractéristiques d'un système de mélange automatique.

Protocole expérimental

Le système schématisé sur la Figure 2.7 montre la chambre hermétique utilisée. Celle-ci est fermée par une fenêtre en Mylar, en bleu clair sur la figure. Pour avoir un gain d'amplification des électrons aussi constant que possible au cours du temps, la chambre est remplie du mélange gazeux régulé à une pression constante. Cela représente des contraintes mécaniques liées au gonflement de la fenêtre en Mylar. Si la chambre est en sous-pression, la fenêtre entre dans la chambre et risque de se déchirer sur la cathode. Au contraire si la chambre est trop en surpression, la fenêtre peut éclater. La pression du gaz, régulée à 0.1 mbar près à l'intérieur de la chambre, doit être choisie en fonction de la pression atmosphérique qui varie au cours du

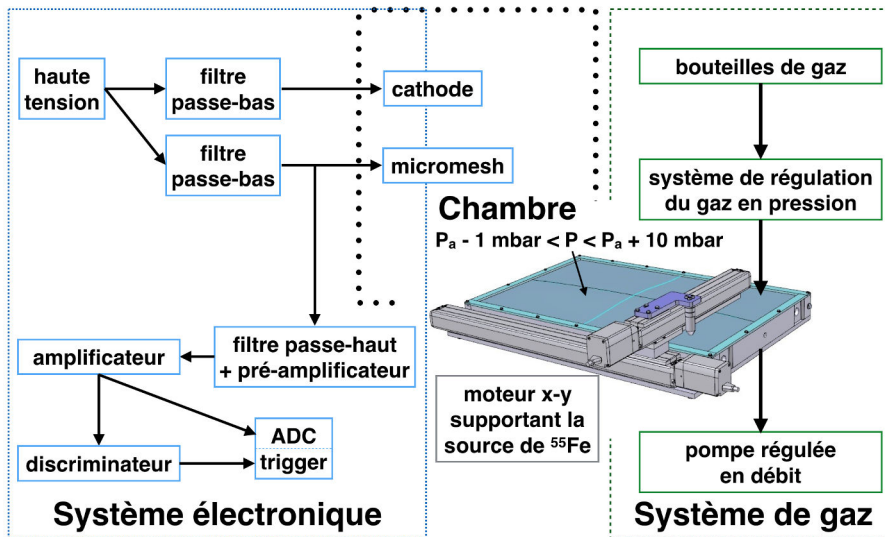


FIGURE 2.7 – Schéma du système utilisé pour la caractérisation du gap entre la micromesh et le plan pixelisé. La chambre est régulée pour garder une pression constante et éviter des variations en gain liées à l'équation (2.2). P_a figure la pression atmosphérique durant les expériences.

temps. Pour éviter les contraintes mécaniques sur la fenêtre de la chambre, il faut travailler sur des périodes où la pression atmosphérique P_a est globalement constante de sorte que la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre reste comprise entre $P_a - 1$ mbar et $P_a + 10$ mbar.

Selon la méthode proposée dans [46], un bras motorisé permet de placer précisément une source de rayons X collimatée au-dessus du plan pixelisé pour ioniser le gaz à un endroit donné par la position du moteur. L'ouverture du collimateur se trouve à 55 mm du plan de pixels et éclaire une surface de 3×3 pixels. Le gain est donc moyenné sur ces pixels avec un poids maximum sur le pixel central. La position d'ionisation étant connue précisément, il n'est pas nécessaire de lire le signal individuel obtenu sur les 2048 pixels du démonstrateur ACTAR TPC pour la mesurer. Le courant induit sur l'anode pixelisée par les charges au cours de l'avalanche électronique se mesure aussi sur la micromesh, selon la formule issue du théorème Shockley-Ramo [47–49] :

$$i = q\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_{red} \quad (2.3)$$

avec i l'intensité du courant, q la valeur de la charge en déplacement, \mathbf{v} son vecteur vitesse et \mathbf{E}_{red} le vecteur champ électrique réduit. Le champ électrique réduit tient compte de la géométrie du détecteur pour estimer le courant induit par les charges sur chaque électrode. En utilisant le courant induit sur la micromesh, une seule chaîne d'électronique est suffisante pour la mesure du signal électrique correspondant à l'ionisation du gaz. L'électronique est détaillée dans la Figure 2.7.

La source utilisée pour les mesures d'homogénéité effectuées [36, 50] a une activité de 37 MBq. Avec la collimation, pour avoir une statistique suffisante de 2000 coups par pixel, il faut attendre environ 2 minutes sur chaque pixel. Pour les 2048 pixels du démonstrateur, cela représente près de 68 heures au cours desquelles la pression atmosphérique peut varier de plusieurs mbar. Pour éviter les contraintes mécaniques sur la fenêtre dues aux variations de la pression atmosphérique, de petites zones du détecteur sont scannées successivement. Les conditions du gaz à l'intérieur de la chambre peuvent avoir changé entre deux scans et il faut aligner en gain le nouveau groupe de pixels en mesurant la réponse de quelques pixels déjà connus, comme illustré sur la Figure 2.8. Sur la figure de gauche, on observe trois différents scans du plan de pixels avec des zones de recouvrement entre les différents scans. Les valeurs mesurées des dépôts d'énergie des pixels d'une zone de recouvrement sont tracées pour un scan

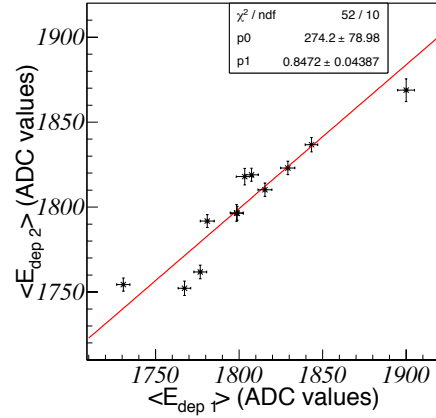
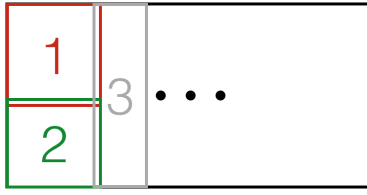


FIGURE 2.8 – **À gauche**, exemples de différents groupes de pixels mesurés avec un recouvrement d'une dizaine de pixels (non tracés) entre groupes voisins. **À droite**, dépôt de charge mesuré sur des pixels pour un scan en fonction du dépôt de charge mesuré sur ces mêmes pixels pour un autre scan. Une régression linéaire permet d'aligner les gains obtenus pour le groupe de pixels 2 avec les gains obtenus pour le groupe de pixels 1.

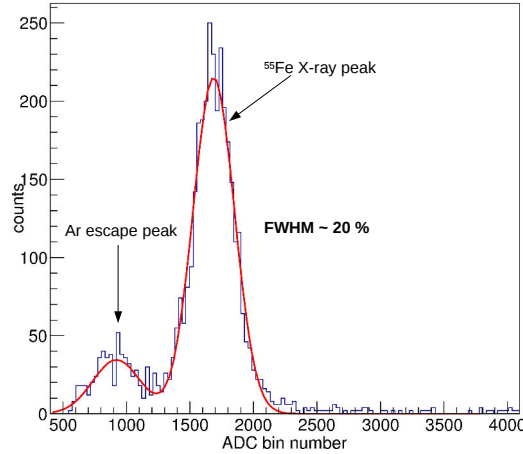


FIGURE 2.9 – Spectre en rayon X d'une source de ^{55}Fe dans $\text{Ar} : i\text{C}_4\text{H}_{10}$ 97.15 : 2.85 à $P = 1021$ mbar pour un champ électrique de 1.9 kV/cm et une épaisseur de la zone d'amplification de 220 μm . Le pic principal correspond au dépôt d'énergie de 5.9 keV du rayon X. Le pic de basse énergie est le pic d'échappement de l'argon.

en fonction de l'autre sur la figure de droite. Une régression linéaire permet d'aligner les gains mesurés de chaque groupe de pixels sur un groupe de pixels de référence.

L'argon convertit un rayon X de la source de ^{55}Fe en un électron d'ionisation dont on mesure le dépôt de charge. La mesure du dépôt de charge de plusieurs milliers d'évènements donne un spectre tracé sur la Figure 2.9. Le pic principal est ajusté par une gaussienne. La variation de la moyenne de la gaussienne en valeur ADC permet de mesurer la variation du gain. Sur la figure du spectre, un deuxième pic est apparent à plus basse énergie et est appelé le pic d'échappement de l'argon. Il s'agit de l'énergie d'émission d'électrons issus d'une couche électronique profonde de l'atome d'argon et demandant un plus grand travail d'extraction. Le rayon X de 3 keV émis après la réorganisation de l'atome d'argon peut être émis dans les 4π d'angle solide et a une grande chance de s'échapper de la zone de dérive. Dans ce cas, il n'est pas mesuré et seul le premier photo-électron contribue au dépôt d'énergie, plus faible que l'énergie totale du rayon X initial.

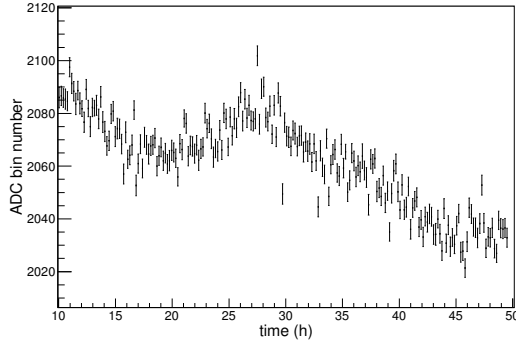


FIGURE 2.10 – Variation du gain du gaz en fonction du temps. La variation en gain est d'environ 2.5 %.

Analyse et résultats expérimentaux

Au cours du temps, les propriétés physiques du gaz dans la chambre ne sont pas parfaitement stables. Des variations de température influent aussi sur la densité du gaz et donc sur la mesure du gain. Quand la température augmente, la densité diminue, ce qui se traduit par l'augmentation du gain (Section 2.2.1). La Figure 2.10 montre un exemple de ces variations sur deux jours. Une forme de cycle jour-nuit est modulée par une baisse progressive de la température. Ces variations ne peuvent pas être évitées, mais il est possible de les prendre en compte directement dans l'analyse des données. En revenant toutes les quelques mesures à un pixel de référence, on peut vérifier la stabilité du gain au cours du temps sur ce pixel. La variation du gain au cours du temps sur ce pixel est extrapolée à tout le plan de pixels pour corriger, le cas échéant, les gains mesurés entre deux passages par ce pixel de référence. Il suffit pour cela de faire une interpolation linéaire. En connaissant l'instant de la prise de donnée d'un pixel i donné, on en déduit un gain supposé au pixel de référence au même instant. Le gain mesuré sur le pixel i est alors multiplié par le facteur $A = G_{ref\ 1}/G_{ref\ i}$ où $G_{ref\ 1}$ est le résultat de la toute première mesure de gain du pixel de référence et $G_{ref\ i}$ est le gain au pixel de référence, estimé par l'interpolation linéaire, lors de la mesure du pixel i . Le résultat du scan du plan de pixels est présenté sur la Figure 2.11. Les axes donnent la position du pixel et la couleur sur la figure de gauche donne le gain pour chacun des pixels mesurés.

Un pixel sur deux a fait l'objet de mesures pour cartographier le plan plus rapidement. Les variations de gain sur le plan pixelisé n'étaient pas estimées très grandes entre deux pixels voisins et le détachement de larges zones plutôt que de variations localisées confirme cette hypothèse. L'écart de gain maximum est de 20 % mais la zone de très fort gain reste confinée à un coin tandis que le reste du MICROMEGAS est homogène avec un écart en gain maximal de $\pm 6\%$. L'épaisseur de la zone d'amplification avait été mesurée au CEA de Saclay à l'aide d'un microscope de mesure optique. Une valeur moyenne de l'espace d'amplification de $220\ \mu\text{m}$ a été obtenue. Cette valeur de l'épaisseur de la zone d'amplification est associée à la valeur moyenne du gain. À partir d'une simulation GARFIELD, un calcul permet de transformer les variations relatives du gain en variations de l'épaisseur de la zone d'amplification à partir de l'épaisseur moyenne de la zone d'amplification de $220\ \mu\text{m}$ ici. On voit ces variations en gain par la couleur des pixels sur la Figure 2.11 à droite.

Les variations relatives de l'épaisseur d'amplification sont de l'ordre de $\pm 1\%$. Lors du processus de fabrication de ce MICROMEGAS de $220\ \mu\text{m}$, quatre couches de Vacrel sont appliquées avec quatre laminations successives avant lamination de la micromesh. L'application et la lamination de deux couches de Vacrel supplémentaires permettent d'encapsuler la micromesh. Enfin, une méthode photolithographique appliquée au Vacrel permet de produire les piliers isolants entre la micromesh et l'anode [39]. L'effet de gradient progressif s'explique peut-être par le processus de lamination des quatre premières couches, appliqué à chaque fois dans le même

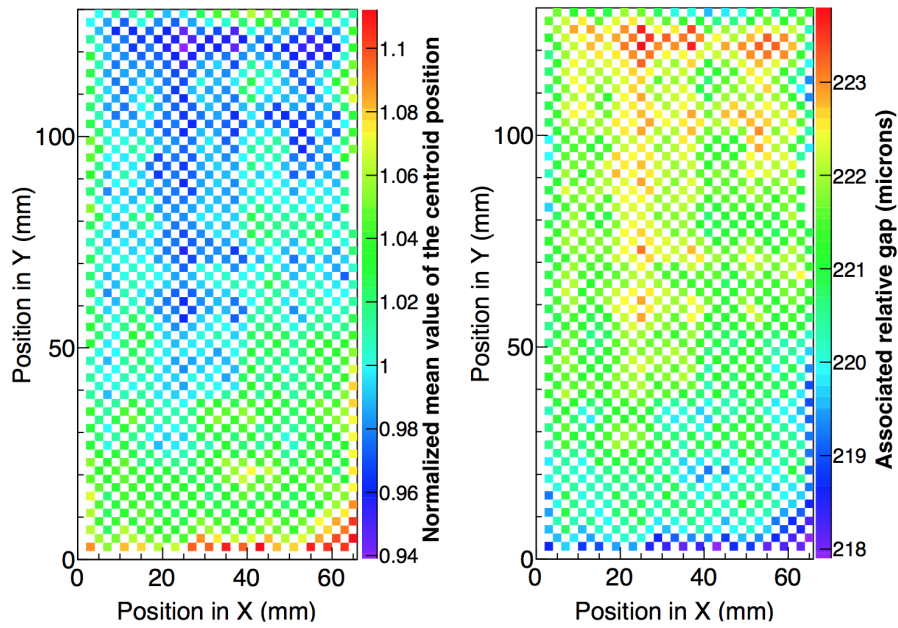


FIGURE 2.11 – *À gauche*, gain des pixels mesuré en fonction de leur position sur le plan, normalisé à la moyenne des gain mesurés sur l'ensemble du plan pixelisé. *À droite*, épaisseur d'amplification calculée avec GARFIELD des pixels en fonction de leur position sur le plan, en utilisant une épaisseur de la zone d'amplification de référence de $220\ \mu\text{m}$. Résultat obtenu dans un mélange de gaz Ar: $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ 97.15:2.85 à 1021 mbar pour une tension de 423 V sur la micromesh.

sens. Cette hypothèse reste à confirmer en cartographiant des MICROMEGAS pour lesquels les quatre couches de Vacrel ont été écrasées en introduisant le plan de pixels dans le laminoir par un côté différent à chaque fois. Ces variations restent assez faibles, on verra dans la Section 2.3.2 comment elles se comparent à la dispersion du gain de l'électronique.

2.3 Électronique de détection et calibration

Le grand nombre de voies d'électronique d'ACTAR (2048 pixels pour le démonstrateur et 16384 pour le détecteur final) ainsi que leur haute densité (pixels carrés de 2 mm de côté) en font un nouveau défi pour l'électronique utilisée habituellement en physique nucléaire. La reconstruction précise des angles des traces nécessite en outre une information précise sur les temps d'arrivée des signaux. L'expansion des cibles actives de nouvelle génération a rendu le développement d'une électronique dédiée particulièrement intéressant. Une collaboration faisant intervenir l'IRFU au CEA de Saclay, le CENBG à Bordeaux, NSCL/FRIB à Michigan State University (MSU) aux États-Unis et le GANIL à Caen a ainsi produit le système dédié GET (General Electronic for TPCs) [51, 52] avec le financement d'un contrat ANR datant de 2009. L'analyse des signaux électroniques est étudiée en détails dans [53, 54].

2.3.1 Le système GET, électronique dédiée aux chambres à projection temporelle

Description du système

Le système GET est une électronique digitale et un système d'acquisition générique, conçu pour la physique nucléaire et pouvant gérer jusqu'à 30000 voies. L'ensemble du système est schématisé sur la Figure 2.12. Des puces ASIC (Application Specific Integrated Circuit) contenant chacune 64 voies forment la première partie de l'électronique. Ces puces spécialement adaptées sont appelées ASIC for GET (AGET). Les AGET permettent d'avoir pour chaque voie un pré-amplificateur de charge à gamme dynamique réglable (120 fC, 240 fC, 1 pC et 10 pC), un filtre analogique permettant la mise en forme avec un temps de montée (*peaking time*) allant de 70 à 1014 ns, un discriminateur à seuil, ainsi qu'une mémoire circulaire analogique nommée SCA (Switched Capacitor Array) sur laquelle le signal est écrit de manière continue au cours du temps.

Cette mémoire circulaire est constituée d'une chaîne de 512 condensateurs référés chacun dans la suite sous le nom de cellule. La fréquence d'écriture maximum sur le SCA est de 100 MHz. L'écriture dans ces cellules est cyclique et ne s'arrête que le temps de l'enregistrement du signal, où l'ensemble du contenu est lu et permet d'avoir l'évolution du signal électronique au cours du temps sur une fenêtre de 512 cellules maximum. La lecture du SCA peut être retardée par rapport au temps réel de déclenchement de l'acquisition par un paramètre nommé "trigger delay". Le discriminateur à seuil interne est utilisé afin de déterminer pour chaque voie si celle-ci est touchée, et si elle participe à la multiplicité pour le déclenchement.

Les AGET contiennent quatre voies additionnelles : ce sont les voies FPN (Fixed Pattern Noise) qui sont des voies test non connectées au détecteur et non pré-amplifiées sur les AGET. Elles sont directement connectées à l'étage inverseur. Elles peuvent être utilisées pour évaluer le bruit cohérent sur l'AGET. Les AGET sont donc constituées de 68 voies en tout.

Les puces AGET sont regroupées par quatre sur des cartes et suivies d'ADC (Analog to Digital Converter) pour former les cartes AsAd (ASIC et ADC). Des connecteurs "ZAP" développés par le groupe électronique du CENBG permettent de faire le lien entre le détecteur et les AsAd. Pour le démonstrateur, du câble micro-coaxial est utilisé. Dans le cas du détecteur final, ces connecteurs flexibles sont des nappes kapton qui permettent de s'adapter à la géométrie du détecteur et à la haute densité des voies pour pouvoir éloigner les AsAd du plan pixelisé et ainsi les écarter les unes des autres. Les connecteurs sont blindés contre les perturbations électromagnétiques. Enfin, des diodes tête bêche placées sur le PCB protègent les AGET des décharges liées par exemple aux éventuels claquages du MICROMEGAS.

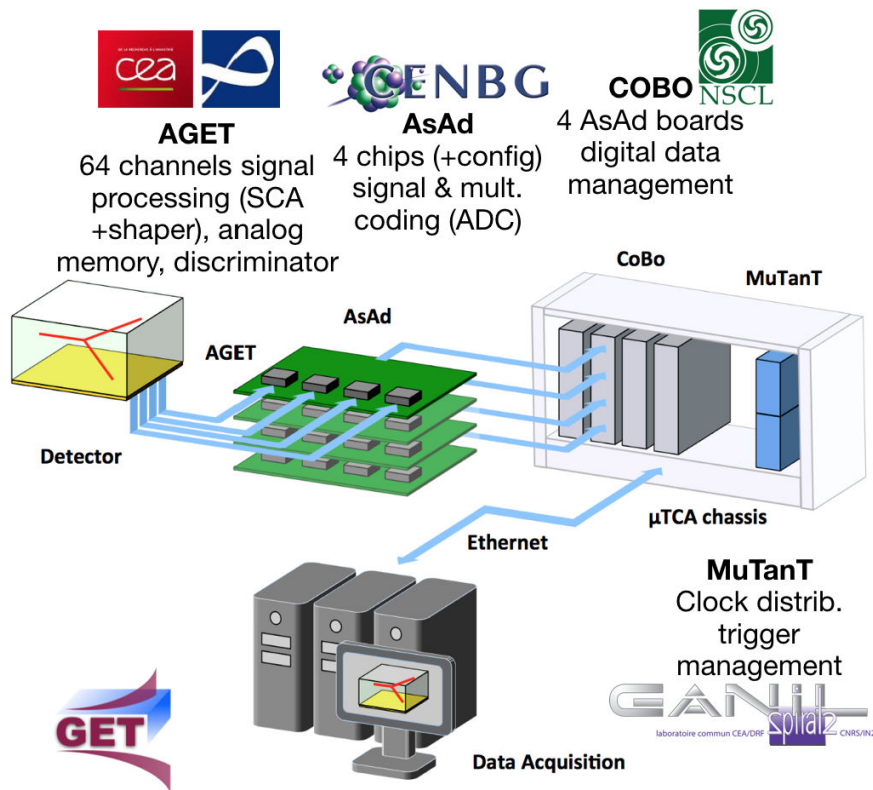


FIGURE 2.12 – Schéma global de l'électronique GET, de l'évènement physique à l'acquisition des données.

Jusqu'à quatre AsAd peuvent ensuite être connectées à des cartes de concentration (Concentration Boards, CoBo) qui collectent les données. Les cartes CoBo sont compatibles avec le système μ TCA (Micro Telecommunications Computing Architecture) et sont branchées dans un châssis μ TCA Vadatech VT893. Deux cartes CoBo sont suffisantes pour lire l'ensemble des 2048 voies du plan pixelisé du démonstrateur. Le détecteur final et ses 16384 voies, nécessite pour sa part l'utilisation de 16 CoBo et deux châssis μ TCA.

La synchronisation et la distribution de l'horloge à 100 MHz sont effectuées depuis la connexion arrière du châssis μ TCA par un module nommé Multiplicity Trigger and Time (MuTanT). Plusieurs niveaux de déclenchement sont possibles avec ce module. Le déclenchement maître du système peut venir de sources externes (déclenchement L0), de la multiplicité globale, c'est-à-dire le nombre total de voies touchées lors d'un évènement (déclenchement L1), ou à travers un algorithme à reconnaissance de forme spécifique à l'utilisateur (déclenchement L2). Chaque châssis μ TCA utilise une carte MuTanT. Dans le cas où plusieurs châssis sont utilisés, l'ensemble des modules MuTanT est asservi à l'un d'entre eux pour la synchronisation des horloges et le signal de déclenchement.

Le système d'acquisition associé à cette électronique est divisé en trois sous-systèmes. Le premier, l'Electronic Core Control (ECC), est utilisé pour choisir des configurations hardware et contrôler les différentes cartes électroniques. Le deuxième correspond à l'acquisition des données qui est gérée par un système NARVAL adapté contenant des processus spécifiques nécessaires à l'enregistrement des données, la construction et la fusion d'évènements, la lecture en ligne des évènements et le stockage des données. Enfin, le troisième est un sous-système de contrôle avec une interface graphique qui permet de gérer et de contrôler l'ensemble du système d'acquisition.

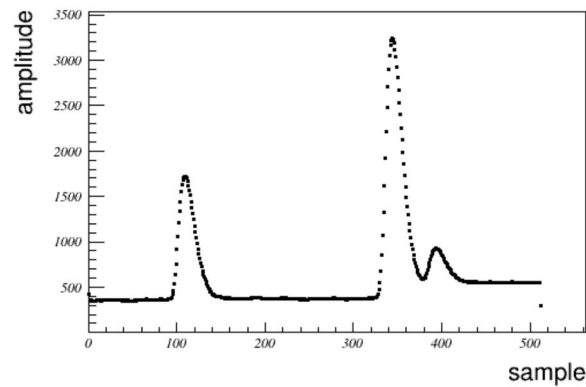


FIGURE 2.13 – Exemple de signal électronique obtenu avec GET. Chaque pulse correspond à l'arrivée de charges à un moment donné. Quand plusieurs pulses sont visibles sur un même pixel, cela indique une superposition de traces dans le temps ou dans l'espace.

Modes de lecture du signal

Un exemple de signal pour un pixel du plan pixelisé est donné sur la Figure 2.13. Les pulses sont le résultat de la pré-amplification et de la mise en forme du signal par GET. La hauteur du signal correspond à l'intégration des charges mesurées sur le pixel à un temps donné. Chaque numéro d'échantillon correspond à une cellule du SCA et donc à un temps d'enregistrement de la valeur mesurée. Sur le graphique, on observe plusieurs signaux arrivés à différents instants. La différence en temps peut correspondre à une différence de distance de l'ionisation primaire dans le cas de deux signaux associés à un même évènement. Il peut aussi s'agir d'une superposition d'évènements arrivés dans la même fenêtre de temps. L'analyse de l'ensemble du plan pixelisé et des différences en temps mises en jeu permettent généralement de séparer les deux possibilités.

L'un des enjeux majeur de GET est la quantité de données à gérer. Chaque échantillon de temps est codé sur 12 bits et est associé à son numéro d'échantillon (512 possibilités, i.e. 9 bits) et à un numéro de voie (4 AGET et 68 voies, i.e. 2 + 7 bits), soit 30 bits au total, codés sur un mot de 32 bits. L'ensemble du signal sur un pixel, correspondant à 512 échantillons, est 2 ko par évènement. Multiplié par le nombre de voies, cela donne 4 Mo par évènement pour le démonstrateur (2048 voies) et 32 Mo par évènement pour le détecteur final (16384 voies). Pour une fréquence d'enregistrement de 10 Hz, cela donne respectivement des tailles de 145 Go/heure et 1.15 To/heure. Dans les faits, un mode « full_read_out » est utilisé lorsque toutes les voies sont lues à chaque évènement, de sorte que les données sont ordonnées strictement dans CoBo. Dans ce cas chaque numéro d'échantillon identifié est codé sur 16 bits, ce qui divise le volume de données par 2 environ. Pour des expériences qui peuvent durer une semaine, la quantité de données reste critique. Outre le problème de stockage, la gestion de l'électronique GET prend d'autant plus de temps qu'il y a de voies touchées par AGET, les AGET étant traitées en parallèle. À la fréquence de lecture des échantillons fixée à 25 MHz, cela provoque des temps morts dans le système électronique de $20.5 \mu\text{s}/\text{voie}$ plus un temps incompressible de $52.4 \mu\text{s}$ [52]. Dans le cas où toutes les voies d'une AGET sont lues, ces temps morts atteignent 1.44 ms.

À un évènement donné, beaucoup de ces voies ne sont pas touchées et ne sont donc pas d'un intérêt crucial. Plusieurs modes de lecture de l'électronique existent et permettent de diminuer la taille des fichiers. Pour chaque voie, il est possible de décider dans quelles conditions les 512 cellules de temps seront lues. Elles peuvent être lues à chaque évènement quelque soit le signal (mode « read_always ») ou dépendre de l'amplitude du signal, qui doit alors dépasser un seuil choisi par l'utilisateur (mode « only_if_hit »). Enfin, s'il est nécessaire de limiter encore l'écriture des données, il est possible dans la fenêtre de 512 cellules de temps de n'enregistrer aucune des cellules ayant une valeur inférieure à un seuil avec le mode « zero_suppress ». Dans ce dernier cas, l'information sur la ligne de base est perdue.

2.3.2 Calibration du système de détection et de son électronique

Alignement en gain du plan pixelisé

Comme expliqué dans la Section 2.2, une connaissance précise des dépôts de charge est particulièrement importante pour la résolution angulaire et l'identification des particules chargées. Le enjeux de la mesure de ces dépôts de charge sont en particulier détaillés dans la Section 2.5.1. La mesure de dépôts de charge relatifs est suffisant et ne demande qu'un alignement en gain des voies de l'électronique du plan pixelisé. L'alignement en gain se fait avec un générateur d'impulsions pour que chaque voie de l'électronique reçoive la même charge.

La taille de la zone d'amplification fait $220 \mu\text{m}$ en moyenne et sépare la micromesh de l'anode. Comme dans le cas d'un condensateur, un signal pulsé sur la micromesh permet d'avoir un couplage capacitif sur l'anode. La valeur de la capacité C peut être approximée par la formule pour des plaques parallèles parfaites :

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d_{\text{amplification}}} \quad (2.4)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide (on néglige la permittivité du gaz), S la surface du condensateur et $d_{\text{amplification}}$ l'épaisseur de la zone d'amplification du MICROMEGAS. La charge lue par l'électronique dépend du signal injecté sur la micromesh selon la formule $\frac{dq}{dt} = C \frac{dV}{dt}$.

En supposant l'épaisseur de la zone d'amplification constante sur l'ensemble du MICROMEGAS, la charge générée sur l'anode est considérée comme identique pour l'ensemble des pixels. Le signal de sortie est mesuré pour chaque pixel. D'après l'équation (2.4) et la formule de réponse en charge d'un condensateur, la charge mesurée sur les pixels dépend des variations locales de l'espace d'amplification calculées dans la Section 2.2.3. La propagation des erreurs de l'épaisseur de la zone d'amplification à la réponse en charge donne une dispersion finale de l'ordre de 2%. Avant l'alignement en gain, la dispersion de l'électronique obtenue est de près de 10%. L'homogénéité en épaisseur de la zone d'amplification du plan pixelisé est suffisante et ne nécessite pas une correction pour l'alignement en gain de l'électronique.

L'alignement en gain de la chaîne d'électronique est effectué pour toutes les voies par rapport à un pixel de référence. À différentes amplitudes d'impulsion correspondent différents pics observés sur la Figure 2.14. Chacun de ces pics est ajusté par une fonction gaussienne. Les moyennes des ajustements gaussiens pour la voie de référence sont tracés en fonction d'une autre voie selon les triangles rouges observés sur la Figure 2.14. En première approximation, la relation entre deux voies est linéaire et est ajustée par régression linéaire tracée en pointillés rouges. Pour chaque voie, les valeurs de moyennes sont alignées sur une voie choisie comme référence. La Figure 2.15 à gauche montre les signaux observés sur l'ensemble des pixels pour les impulsions de différentes amplitudes. Les lignes correspondent aux différents facteurs d'atténuation du pulser pour chaque pixel représenté sur l'axe des abscisses par son numéro d'identification. La ligne la plus basse correspond au piédestal de l'électronique, et est retranchée sur chaque pixel avant alignement. Elle sert à définir le seuil à partir duquel un signal se distingue du bruit. La Figure 2.15 à droite donne le résultat après l'alignement en gain. La résolution intrinsèque obtenue est d'environ 0.5 % FWHM pour l'ensemble pixel-électronique.

Calibration des détecteurs auxiliaires

La calibration des détecteurs auxiliaires Si et DSSD est effectuée avec une source de 3α constituée d'un mélange de ^{239}Pu , de ^{241}Am et de ^{244}Cm de pics principaux 5.15 MeV, 5.48 MeV et 5.8 MeV respectivement. La source étant placée dans le vide, les énergies des 3α servent de référence pour l'alignement des réponses en énergie des détecteurs auxiliaires. Quand l'énergie

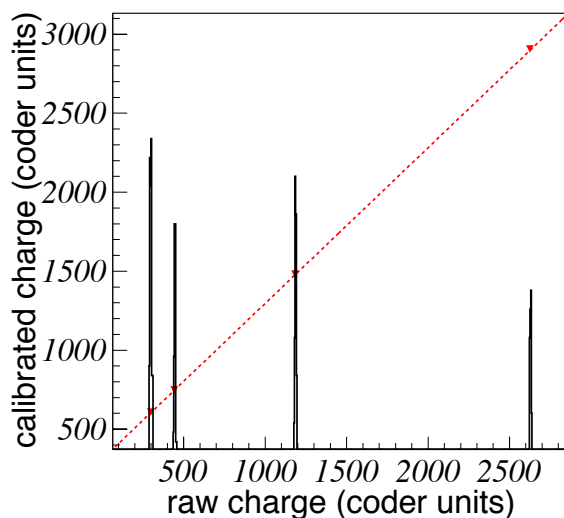


FIGURE 2.14 – Mesures de gain d’une voie en fonction des mesures de gain d’une voie de référence. Les pics indiquent la position des charges brutes à aligner. Le centroïde de chaque pic est déterminé avec un fit gaussien. La régression linéaire des positions moyennes des pics de référence en fonction des positions moyennes des pics du pixel étudié est tracée en pointillés et permet l’alignement des charges. La résolution de l’électronique couplée au détecteur est de l’ordre de 0.5% FWHM.

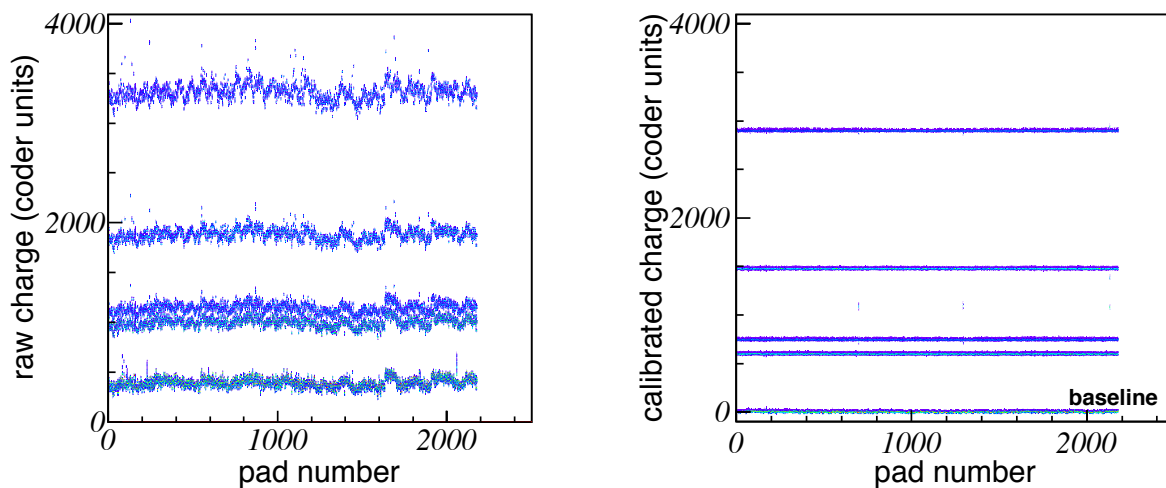


FIGURE 2.15 – À gauche, valeur du signal pulser mesuré en fonction du numéro de pixel. La ligne la plus basse correspond au piédestal de l’électronique et n’est pas prise comme un point dans l’alignement en gain. Elle sert à définir le seuil à partir duquel un signal se distingue du bruit. À droite, le résultat de l’alignement en gain.

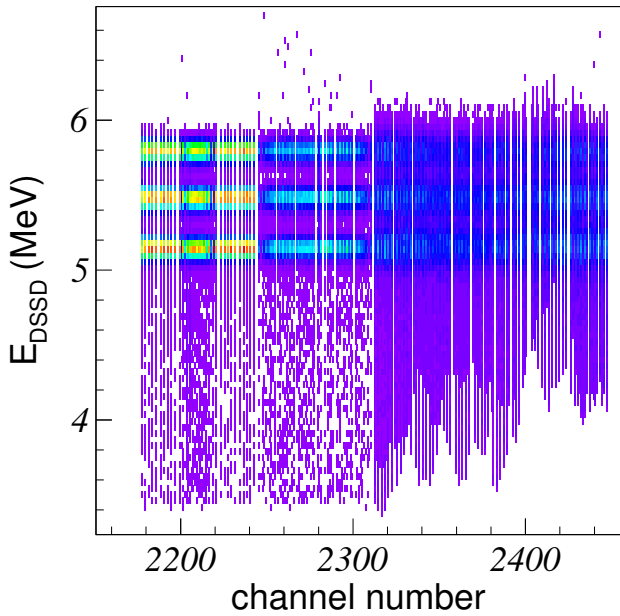


FIGURE 2.16 – Énergie mesurée dans les DSSD en fonction du numéro de voie en source α . Figure obtenue après calibration des DSSD. Les voies 2176 à 2310 correspondent aux pistes verticales de la face avant. Les voies 2311 à 2447 correspondent aux pistes horizontales de la face arrière.

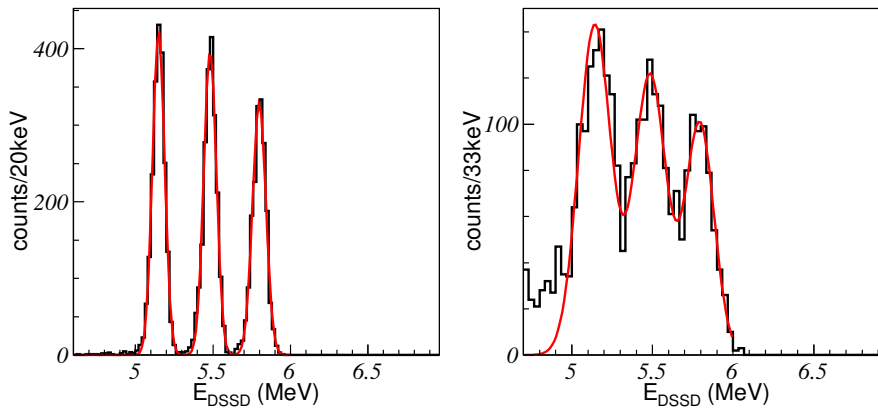


FIGURE 2.17 – Spectre en énergie de la source de 3α mesurée avec les DSSD pour une piste de la voie avant, qui a une résolution de $\simeq 40$ keV (à gauche) et une piste de la voie arrière, qui a une résolution de $\simeq 100$ keV (à droite).

déposée dans les détecteurs silicium est codée avec GET, on obtient, comme sur les pixels, un signal de la forme de la Figure 2.13. Dans ce cas, le piédestal est soustrait avant calibration.

L'alignement en énergie est fait pour chaque détecteur silicium et chaque piste des DSSD. La figure après calibration des pistes avant et arrière du mur de DSSD utilisé par le démonstrateur est donnée sur la Figure 2.16. La résolution des pistes de la face avant (2176 à 2310) est meilleure que celle des pistes de la face arrière (2311 à 2447) comme on le voit sur la Figure 2.17. Cela provient notamment du fait que les DSSD n'étaient pas complètement déplétés car le courant était trop fort avant d'atteindre la tension nominale. Les résolutions obtenues vont de 40 keV σ pour les pistes avant à 100 keV σ pour les pistes arrière dans le cas d' α de 5.8 MeV. Des pistes verticales manquent sur la face avant car les piliers de la cage de champ se situaient sur la trajectoire des particules α .

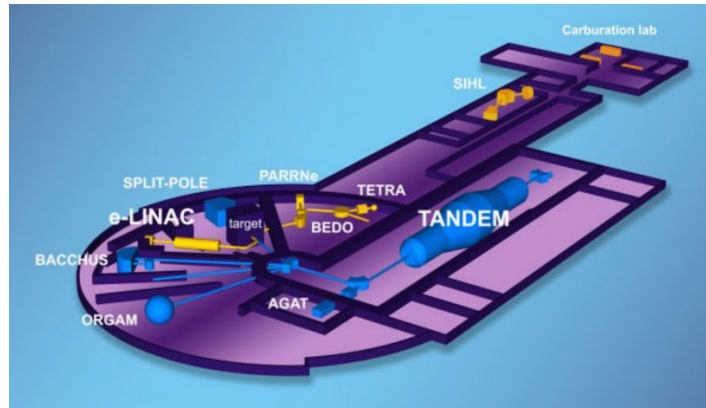


FIGURE 2.18 – Schéma de l'installation ALTO à l'IPNO.

2.4 Description des différentes expériences effectuées avec le démonstrateur

Le démonstrateur ACTAR TPC a fait l'objet d'expériences et de tests sous faisceaux variés. Deux expériences ont eu lieu sur l'installation de l'Accélérateur Linéaire et Tandem à Orsay (ALTO) de l'IPNO. Celle présentée ici est une expérience de diffusion résonante du ${}^6\text{Li}$ sur du ${}^4\text{He}$ pour peupler des états résonants du ${}^{10}\text{B}$. Elle a duré 5 jours. Deux tests de deux jours ont aussi été effectués dans la salle d'expérience G3 du GANIL avec des faisceaux de ${}^{58}\text{Ni}$ et de ${}^{24}\text{Mg}$. L'adaptabilité de l'électronique à ces faisceaux plus lourds a ainsi été testée.

Dans cette section, les méthodes d'accélération des ions sont expliquées pour chacune des installations. Les paramètres faisceaux utilisés pour les tests et les expériences sont ensuite brièvement décrits et les conditions expérimentales de détection sont résumées.

2.4.1 Expérience à l'IPNO

L'installation ALTO consiste en un accélérateur linéaire de Van der Graaf de type Tandem pour les faisceaux stables, un LINear particle ACcelerator (LINAC) pour les faisceaux radioactifs et plusieurs salles d'expériences (Figure 2.18). Les accélérateurs de type TANDEM ont été très utilisés au cours des années 1960 à 1970 et ont permis l'étude des noyaux stables ou à longue durée de vie.

L'ensemble de l'accélération est effectuée en ligne droite. Des ions chargés positivement sont extraits d'une source d'ions. Des électrons leur sont ensuite ajoutés pour obtenir des anions. Accélérés une première fois, ils passent par un éplucheur qui leur arrache des électrons et sont accélérés une deuxième fois en tant que cations. L'avantage de cette méthode est que la ligne droite permet une émittance minimale du faisceau, que ce soit la dispersion dans l'espace ou la dispersion en énergie des particules. La ligne droite permet de plus d'adapter très facilement l'énergie des ions et de la changer en cours d'expérience.

Après accélération, le faisceau de ${}^6\text{Li}$ est envoyé dans la salle d'expérience contenant le spectromètre Bacchus. La Figure 2.19 présente l'installation de Bacchus, situé en aval d'une cible de $300\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ${}^{208}\text{Pb}$. La cible de ${}^{208}\text{Pb}$ permet d'avoir plusieurs états de charge du ${}^6\text{Li}$ en sortie de cible. Des fentes permettent de sélectionner un angle d'entrée des noyaux incidents à l'entrée dans Bacchus. Le spectromètre Bacchus placé après cette cible permet de sélectionner les états de charge du ${}^6\text{Li}$ et ainsi de passer de l'intensité incidente de 10^7 pps à une intensité à l'entrée du démonstrateur ACTAR TPC de 10^5 pps. En effet, le principe d'un spectromètre est d'utiliser un champ magnétique \mathbf{B} pour sélectionner des états de charge, des masses et des vitesses. Le rayon de courbure dû au champ magnétique varie avec la vitesse des ions suivant

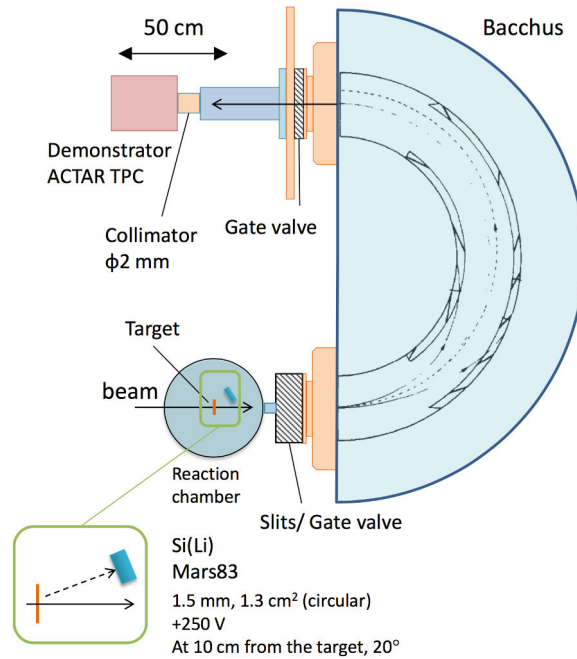


FIGURE 2.19 – Installation de la salle du spectromètre Bacchus avec le démonstrateur ACTAR TPC à l’IPNO. La flèche marquée 50 cm donne l’échelle.

la formule

$$\rho = \frac{mv}{Bq} \quad (2.5)$$

avec ρ le rayon de courbure de la particule, m sa masse, v sa vitesse, q sa charge et B la norme du champ magnétique. Plus la charge est grande, plus le rayon de courbure est petit et plus la vitesse est grande, plus le rayon de courbure est large. En faisant varier le champ magnétique, on sélectionne le type de particules qu’on veut obtenir à la sortie. Un collimateur en sortie de Bacchus permet de fixer la taille du faisceau à l’entrée du démonstrateur ACTAR TPC. Avec Bacchus, le faisceau est ainsi nettoyé des ions qui n’ont pas l’énergie ou l’état de charge correspondant au rayon de courbure choisi.

Comme expliqué plus bas, plusieurs énergies faisceau incidentes ont été utilisées. Pour normaliser les résultats obtenus à chaque énergie incidente, il est nécessaire de connaître le nombre de particules qui entrent dans le dispositif à chacune de ces énergies. Un détecteur Silicium-Lithium, Mars83, se situe au niveau de la cible de plomb et compte le nombre de coups à angle fixé pour chaque enregistrement de mesure. La section efficace élastique donne la quantité de coups attendus à un angle de diffusion, une intensité incidente et une énergie incidente fixés. En changeant l’énergie incidente, on obtient un nombre de coups différent. Les nombres de coups mesurés expérimentalement avec Mars83 à chaque énergie faisceau incidente sont comparés à ces sections efficaces élastiques pour normaliser le nombre de noyaux incidents à chaque énergie faisceau. Cela permet *a posteriori* de normaliser, d’une énergie faisceau à l’autre, les sections efficaces obtenues dans le détecteur ACTAR TPC. Après le passage dans le spectromètre Bacchus et le collimateur, une partie des noyaux incidents est perdue. Cette technique ne permet qu’une normalisation relative des données. Il faut ensuite ajuster les données obtenues à des données déjà connues pour en déduire la section efficace absolue.

Plusieurs énergies faisceau ont été utilisées afin de reconstruire la fonction d’excitation de la diffusion ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ sur une large gamme d’énergie centre-de-masse. Elles sont résumées dans la Table 2.1. La colonne de gauche donne les énergies du faisceau en entrée de salle. La colonne de droite donne les énergies correspondantes à l’entrée du démonstrateur suite à la traversée de la cible de plomb de $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, de son support en carbone de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et de la fenêtre en Mylar du démonstrateur de $838 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Paramètre	Valeur
Paramètres de la chambre	
Gaz	95% He + 5% CO ₂
Pression du gaz	1001 mbar
Tension cathode	-2100 — -2200 V
Tension mesh	-410 V
Vitesse de dérive MAGBOLTZ	5 mm/ μ s
Paramètres électroniques	
Capacité pré-amplificateur GET	240 fC
Peaking time	512 ns
Fréquence d'échantillonnage	6.25 MHz
Déclenchement	Multiplicité (CoBo 0n1)UDSSD
Seuil en multiplicité	\simeq 3 pixel pour CoBo 0n1 et \simeq 1 pour CoBo 2
Lecture des voies	Read_only_if_hit
Seuil au-dessus du piédestal par voie	100 valeurs ADC
Lecture du signal	zero_suppress

TABLE 2.2 – Résumé des caractéristiques du démonstrateur ACTAR TPC lors de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$. Deux tensions cathodes différentes ont été utilisées au cours des runs sans changement dans la forme des traces.

Entrée de salle (MeV)	Entrée du démonstrateur (MeV)
23	22.18
21	20.12
19	18.04
16.5	15.43
14	12.78
11.5	10.10

TABLE 2.1 – Résumé des énergies faisceaux utilisées lors de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$.

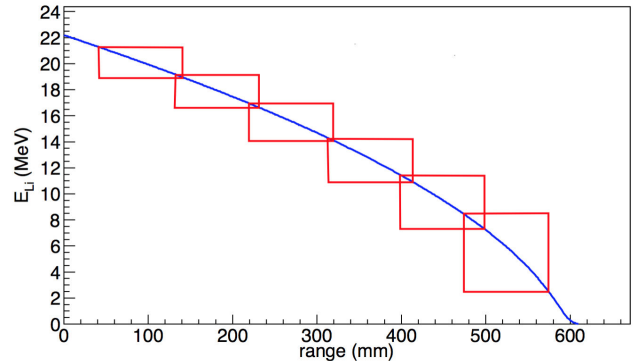


FIGURE 2.20 – Énergie du ${}^6\text{Li}$ incident en fonction du parcours dans un mélange He : CO₂ 95 : 5. Les boîtes indiquent les énergies de réaction scannées pour chaque énergie faisceau incidente en considérant un parcours de 10 cm dans le gaz à partir de 1 cm en amont du plan pixelisé.

L'utilisation d'un mélange de gaz He : CO₂ 95 : 5 à une pression de 1 bar et une température de 296 K, a permis d'atteindre avec ces énergies faisceau les énergies de réaction illustrées dans la Figure 2.20. La ligne principale en bleu indique l'énergie d'un ${}^6\text{Li}$ au cours de son passage dans le mélange de gaz indiqué plus haut. À chaque énergie du faisceau correspond un rectangle dont la longueur selon l'abscisse est fixée par l'acceptance du détecteur : les coins en haut à gauche de chaque rectangle correspondent à l'énergie 1 cm en amont de l'anode pixelisée et les coins en bas à droite correspondent à l'énergie au numéro de colonne 45, c'est-à-dire une pénétration du faisceau de 9 cm à l'intérieur de la cage. L'ensemble des énergies couvertes par un rectangle font partie des énergies de réaction passées en revue au cours de l'expérience. Avec une intensité faisceau de 10^5 pps dans le démonstrateur ACTAR TPC, la région centrale du plan de pixels, qui correspond à l'axe du faisceau devait être masquée pour des raisons décrites

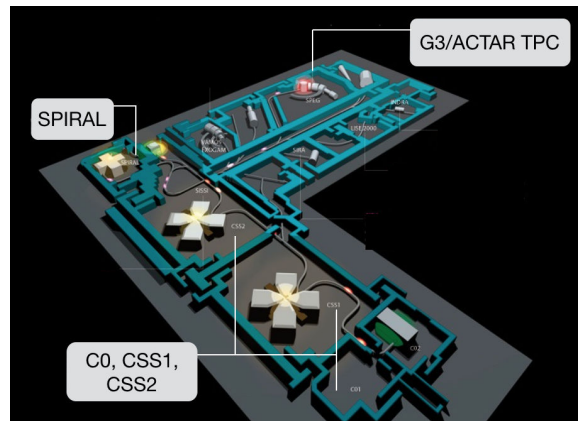


FIGURE 2.21 – Installation du démonstrateur et de la version finale d’ACTAR TPC au GANIL.

en détail dans la Section 2.5.1. Le masque, en aluminium, est visible sur la Figure 2.2. Il a une largeur de 12 mm et cache six lignes de pixels.

La Table 2.2 résume les paramètres du démonstrateur et de son électronique utilisés dans l’expérience du ${}^6\text{Li}$. Le déclenchement en multiplicité correspond au déclenchement L1 de GET (Section 2.3.1). Les cartes CoBo0 et CoBo1 ont été branchées au plan de pixels et la carte CoBo2 aux détecteurs Si et DSSD. Lors de l’expérience, le déclenchement en multiplicité s’est fait soit à partir de CoBo2, soit par un signal en multiplicité venant à la fois de CoBo0 et CoBo1. Chaque côté du plan pixelisé étant couvert par une CoBo complète, cela a nécessité d’avoir au moins une trace de chaque côté du faisceau, ou une particule touchant les DSSD.

La fonction « zero_suppress » a été utilisée pour le plan de pixels au cours de cette expérience. Le piédestal calculé lors de l’alignement en gain du plan de pixels a été retranché pour chaque pixel avant l’application des coefficients d’alignement.

2.4.2 Expériences au GANIL

La Figure 2.21 présente une partie des aires expérimentales du GANIL. Pour toutes les expériences effectuées au GANIL pendant cette thèse, le démonstrateur puis le détecteur final ACTAR TPC ont été installés dans la salle d’expérience G3. L’accélération des faisceaux du GANIL est basée sur l’utilisation de cyclotrons. L’accélération des ions par un cyclotron se fait de manière compacte en combinant des zones avec un champ électrique pour accélérer les ions, et des zones avec un champ magnétique pour les faire tourner. Le champ électrique accélère les ions le long de leur trajectoire. Le champ magnétique \mathbf{B} est quant à lui perpendiculaire au plan du cyclotron. D’après l’équation (2.5), le rayon de courbure augmente à chacune des accélérations successives des ions, formant une spirale croissante jusqu’à l’éjection de la particule du cyclotron.

Les ions d’isotopes stables sous forme de gaz sont extraits à partir de sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) qui transforment les gaz d’isotopes en plasma pour en extraire les noyaux d’intérêt. Au GANIL, l’accélération peut ensuite se faire en utilisant jusqu’à quatre des cinq cyclotrons visibles sur la Figure 2.21. Les ions sont d’abord pré-accélérés par l’un des cyclotrons compact C01 ou C02, en bas à droite. Deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS) peuvent ensuite être utilisés successivement pour atteindre jusqu’à 100 MeV/nucléon pour des noyaux de ${}^{12}\text{C}$. Les noyaux accélérés, plus lourds et plus rapides que dans le cas du TANDEM, sont aussi des noyaux relativement stables. Des noyaux exotiques peuvent en revanche être produits en tant que faisceaux secondaires par fragmentation en vol dans la ligne spectromètre LISE (Ligne d’Ions Super Épluchés) ou par méthode ISOL (Isotopic Separation On Line) avec SPIRAL1 (Système de Production d’Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) et ainsi augmenter le spectre

des faisceaux possibles. Les noyaux atteints ont des durées de vie trop courtes pour pouvoir être étudiés en les utilisant comme cible, d'où l'utilisation de faisceaux d'ions radioactifs et de la cinématique inverse. C'est avec SPIRAL1 qu'est utilisé le cinquième cyclotron, CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie), permettant d'accélérer le faisceau secondaire après production des ions radioactifs dans une source Nanogan ou FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge).

Les deux tests présentés ici ont été effectués avec les noyaux stables ^{58}Ni et ^{24}Mg . Les cyclotrons C0 et CSS1 sont utilisés pour atteindre les énergies 4 MeV/ u pour le ^{58}Ni et 4.6 MeV/ u pour le ^{24}Mg à l'entrée de la salle G3. La salle contient un dipôle permettant de sélectionner en partie le type de noyaux incidents en utilisant un champ magnétique et donc l'équation (2.5). Lors des deux expériences, un épilucheur était placé en amont de l'analyseur pour pouvoir sélectionner les états de charge de sortie et ainsi régler l'intensité du faisceau plus facilement. L'intensité du faisceau en entrée de G3 était en effet trop importante pour être acceptée par l'électronique GET comme expliqué dans la Section 2.5.1 et il était nécessaire de la diminuer.

Pour le test avec le nickel, le $^{58}\text{Ni}^{24+}$ a été sélectionné à la sortie de l'épilucheur d'épaisseur 0.1 mg/cm². Une galette à microcanaux [55] (MicroChannel Plate detector MCP) et un détecteur CATS [56] (Multi Wire Proportional Counter MWPC) fonctionnant à 6 mbar d'isobutane ont été placés juste devant le démonstrateur ACTAR. L'énergie finale après la fenêtre d'entrée était de 2.90 MeV/ u . Dans le cas du test avec le magnésium, le $^{24}\text{Mg}^{8+}$ a été sélectionné à la sortie de l'épilucheur d'épaisseur de 0.2 mg/cm². Enfin, le faisceau traversait un détecteur CATS placé devant le démonstrateur ACTAR. L'énergie après la fenêtre d'entrée était de 3.92 MeV/ u . Dans les deux cas les CATS ou les galettes à microcanaux ont seulement été utilisées pour l'alignement du faisceau sur la fenêtre d'entrée du démonstrateur.

Les paramètres de la chambre à projection temporelle et de l'électronique sont résumés dans la Table 2.3 pour le test ^{58}Ni et la Table 2.4 pour le test ^{24}Mg .

Paramètre	Valeur
Paramètres de la chambre	
Gaz	iC ₄ H ₁₀
Pression du gaz	90 mbar
Tension cathode	-1500 V
Tension mesh	-300 V
Vitesse de dérive MAGBOLTZ	2.57 cm/ μ s
Paramètres électroniques	
Capacité pré-amplificateur GET	120 fC & 1 pC
Peaking time	1014 ns
Fréquence d'échantillonnage	25 MHz
Déclenchement	Multiplicité CoBo 0U1
Seuil en multiplicité	\simeq 3 pixel
Lecture des voies	Read_always
Seuil au-dessus du piédestal par voie	100 valeurs ADC

TABLE 2.3 – Résumé des caractéristiques du démonstrateur ACTAR TPC lors du test ^{58}Ni à 4 MeV/u en entrée de salle et 2.90 MeV/u en entrée de chambre. Section 2.5.2 pour le détail des gains des pré-amplificateurs.

Paramètre	Valeur
Paramètres de la chambre	
Gaz	90% He + 10% iC ₄ H ₁₀
Pression du gaz	201.7 mbar
Tension cathode	-1900 V
Tension mesh	-380 V
Vitesse de dérive MAGBOLTZ	1.67 cm/ μ s
Paramètres électroniques	
Capacité pré-amplificateur GET	120 fC, 1 pC & 10 pC
Peaking time	512 ns
Fréquence d'échantillonnage	25 MHz
Déclenchement	Externe, détecteurs silicium latéraux
Lecture des voies	Read_only_if_hit
Seuil au-dessus du piédestal par voie	100 valeurs ADC

TABLE 2.4 – Résumé des caractéristiques du démonstrateur ACTAR TPC lors du test ^{24}Mg à 4.6 MeV/u en entrée de salle et 3.92 MeV/u en entrée de chambre. Section 2.5.2 pour le détail des gains des pré-amplificateurs.

2.5 Traitement des dépôts de charge mesurés dans la chambre à projection temporelle

Les observables recueillies avec une chambre à projection temporelle sont des charges arrivant sur un pixel donné à un temps donné. Le MICROMEGAS est un système d'amplification de type compteur proportionnel. L'amplitude du signal mesuré varie linéairement avec l'ionisation primaire générée par le passage de particules chargées. Pour chacun des faisceaux décrits dans la Section 2.4, ces dépôts chargés ont nécessité différentes dynamiques de détection.

Les différents problèmes rencontrés et quelques-unes des solutions testées lors des diverses expériences sont explicités dans cette partie.

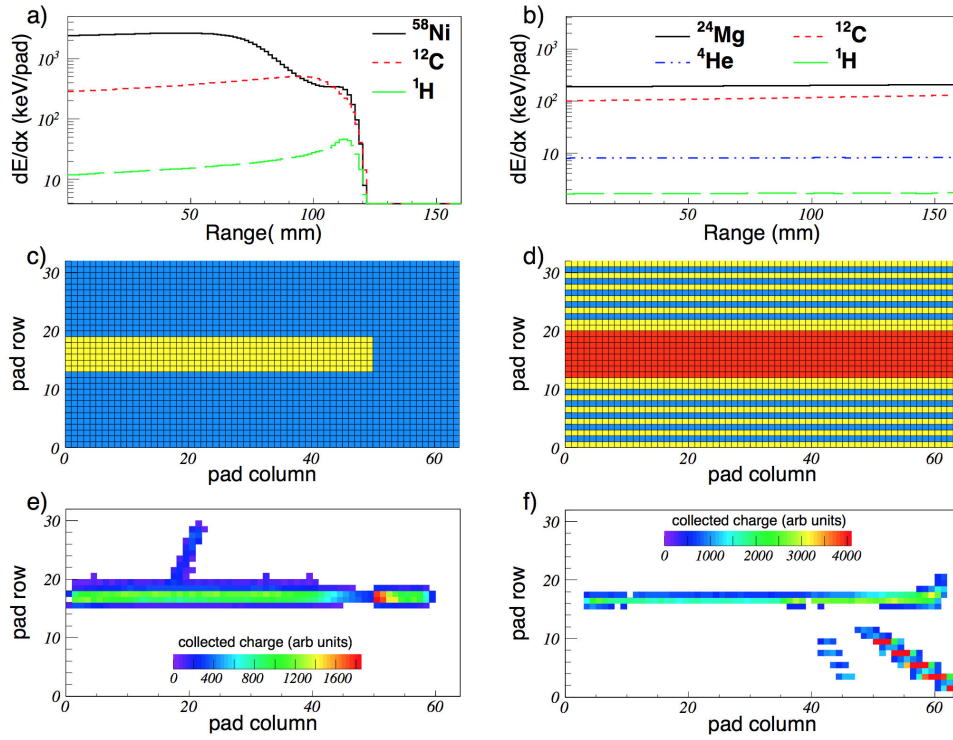


FIGURE 2.22 – Illustration du choix de configuration électronique pour les deux tests effectués au GANIL. (a) Courbes SRIM de dépôts d'énergie en fonction de la distance parcourue pour les noyaux de ^{58}Ni , de ^{12}C et de ^1H attendus lors du test ^{58}Ni sur une cible d'isobutane à 90 mbar. (b) Courbes SRIM de dépôts d'énergie en fonction de la distance parcourue pour les noyaux attendus lors du test ^{24}Mg sur une cible $\text{He}: i\text{C}_4\text{H}_{10}$ à 200 mbar. (c), (d) Configurations en gain correspondantes, les gammes dynamiques ont des valeurs de 120 fC pour les pixels bleus, 1 pC pour les pixels jaunes et 10 pC pour les pixels rouges. (e), (f) Images de traces de chacun des tests. Voir Section 2.5.2 pour des détails sur les figures (c), (d), (e), (f). Figure issue de [36]

2.5.1 La mesure des dépôts de charge, enjeu des TPC

L'enjeu de la gamme dynamique du système de détection

Les particules chargées ionisent et excitent plus ou moins le gaz selon leur charge et leur énergie cinétique comme illustré avec les courbes de pertes d'énergie par unité de longueur de la Figure 2.22(a),(b). À différentes courbes correspondent différents noyaux. Les courbes sont tracées en fonction de la longueur de parcours (notée *Range* sur la figure) de la particule chargée dans le gaz. En particulier, la longueur de parcours correspond à l'énergie perdue par la particule lors de son trajet dans le gaz. La perte d'énergie des particules chargées augmente avec leur charge et inversement avec leur énergie. En-dessous d'une certaine vitesse, l'ion peut capter des électrons d'autres atomes. Sa charge diminue de même que la perte d'énergie par unité de longueur, jusqu'à ce que l'ion s'arrête complètement. Cette forme du profil de dépôt d'énergie en fonction du parcours est nommée courbe de Bragg.

Les courbes de la Figure 2.22(a) montrent que, lors du test du ^{58}Ni , plus de deux ordres de grandeur séparent le dépôt d'énergie du ^{58}Ni au pic de Bragg du dépôt d'énergie moyen d'un proton. Lorsque la gamme dynamique de l'électronique n'est pas suffisamment grande, le ^{58}Ni et le proton ne peuvent pas être traités convenablement en même temps par l'ensemble du système de détection.

En ajustant le gain de manière à ce qu'il soit optimisé pour la détection des protons, le seuil de l'électronique permet de mesurer une large dispersion des électrons d'ionisation générés par les noyaux de ^{58}Ni provoquant une large multiplicité transverse. Les pixels situés au centre de

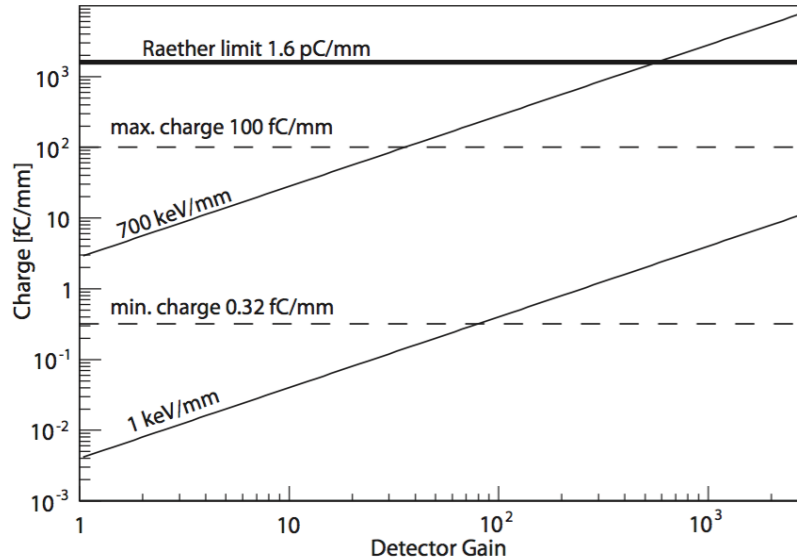


FIGURE 2.23 – Valeur de la charge collectée en fonction du gain du système d’amplification. Les dépôts de charge limites acceptés par l’électronique sont donnés par les deux lignes horizontales en tiretés. La valeur de la charge collectée de deux dépôts de charge qui diffèrent de près de trois ordre de grandeurs est donnée en fonction du gain d’amplification du système. Figure issue de [57]

la trace reçoivent une énergie plus élevée que la gamme accessible et les signaux électroniques mesurés s’en trouvent saturés. La saturation détruit la résolution en charge et en temps et ne peut être corrigée directement car la réponse de l’électronique à la saturation est non linéaire et variable d’un pixel à l’autre. Dans le cas où la gamme est optimisée pour la détection du faisceau de nickel, la pré-amplification des signaux issus des protons n’est pas assez grande. Le signal électronique ne sort pas du bruit et ne dépasse pas le seuil, le passage des protons est invisible et de l’information est perdue. Ce problème de gamme est illustré par la Figure 2.23 issue de [57]. Les limites minimum et maximum d’une gamme dynamique de détection sont données dans le cas de l’électronique GASSIPLEX (GAS Silicium multiPLEXing chip) [58] utilisée pour le détecteur MAYA. Il n’existe pas de gain d’amplification qui permette de mesurer les deux dépôts d’énergie de 1 keV/mm et 700 keV/mm en même temps sans perte d’information sur l’un ou l’autre dépôt.

L’enjeu de la succession rapide de larges dépôts de charge

Un autre problème est lié à l’intensité du faisceau incident. Les MICROMEAS deviennent moins performants pour des taux de comptage de l’ordre de 10^6 particules par seconde. Pour de tels taux, on observe de l’*ion backflow* : les ions sont formés en grande quantité dans l’espace d’amplification, de sorte qu’une partie non négligeable retourne dans la zone de dérive au lieu d’être collectée sur la micromesh. Le gain mesuré de dépôts d’énergie plus tardifs arrivant au même point est diminué par le retour de flux, susceptible de capter des électrons de dérive, ce qui introduit un biais de détection. Le retour de flux peut aussi déformer les lignes de champ localement.

Un fort taux de comptage a aussi une influence en provoquant des effets d’empilements qui saturer les signaux à décroissance relativement lente ($\tau_d \simeq 50 \mu s$) des pré-amplificateurs de GET. La mise en forme d’un signal saturé par la pré-amplification est nulle, et ce type de saturation implique un courant constant dans les pré-amplificateurs, ce qui peut engendrer de

la diaphonie par induction dans les voies voisines de l'électronique dense des AGET.

Durant les expériences de l'IPNO, l'intensité faisceau était supérieure à 10^5 particules par secondes avec des dépôts d'énergie relativement élevés. Pour éviter ces problèmes dus au taux de comptage, un masque en aluminium visible sur la Figure 2.2 a été utilisé. Il était porté au potentiel de la micromesh et permettait d'y collecter directement les électrons d'ionisation libérés par le faisceau, donc d'éviter leur amplification.

2.5.2 Adaptations pour l'augmentation de la gamme de détection et résultats

Adaptation électronique avec GET

L'électronique GET permet un codage des charges sur 12 bits, avec un niveau de bruit d'environ 20 lsb (*least size bin*). La gamme dynamique est insuffisante par gain de l'électronique pour observer dans de bonnes conditions des différences en dépôt d'énergie importantes, comme il y en a eu lors des tests sur le ^{58}Ni et le ^{24}Mg (Figure 2.22 (a), (b)). La solution offerte par cette électronique vient de la possibilité de configurer la gamme dynamique voie par voie.

Dans certaines expériences, les particules chargées sont attendues au-dessus de zones définies du plan pixelisé seulement. Dans la réaction de diffusion élastique du ^{58}Ni sur de l'hydrogène, la masse du proton est par exemple beaucoup plus faible que celle du ^{58}Ni , qui n'est que très peu dévié. La zone centrale est réservée à la mesure du dépôt de charge du faisceau tandis que la zone périphérique est réservée au noyau de recul. Pour une même tension de la micromesh sur l'ensemble du plan pixelisé, le gain des pré-amplificateurs est choisi plus élevé dans la zone des noyaux de recul et plus faible sous le faisceau. Le choix de configuration est illustré dans la Figure 2.22 issue de [36]. Les couleurs des Figures 2.22 (c) et (d) indiquent les gains choisis pour chaque pixel. Si le faisceau s'arrête, comme lors du test sur le ^{58}Ni , on peut choisir de couvrir seulement la zone concernée, ce qui permet de mesurer les noyaux de recul à 0° . Le cas de la Figure 2.22 (d), appliqué au ^{24}Mg est un peu plus complexe car on cherche à observer des événements de dépôts d'énergie variés avec des multiplicités transverses de 3 pixels à chaque fois. Avec une configuration rayée, chaque gain permet l'observation d'un noyau particulier. La cible était en effet constituée de noyaux d'hydrogène, d'hélium et de carbone. L'idée était de pouvoir analyser avec une multiplicité transverse de 3 pixels les noyaux d'hydrogène et d'hélium de recul en même temps.

Des traces expérimentales correspondant aux deux configurations en gain sont observées sur les Figures 2.22 (e), (f). En comparant respectivement aux Figures 2.22 (c), (d), les zones de gains différents apparaissent clairement. Lors du changement de gain vers la colonne 50 la mesure du dépôt de charge augmente brusquement pour le noyau diffusé de ^{58}Ni . Cela correspond à l'arrivée sur le replat qui est observé sur la Figure 2.22 a). Sur la Figure 2.22 (f), les apparitions régulières de l'hydrogène sur les lignes où l'hélium de recul est saturé forment des rayures corrélées au gain de l'électronique. Aucune des deux particules n'est visible sur la zone faisceau à 10 pC, en rouge. Lorsque de multiples gains sont utilisés, l'électronique est alignée dans la configuration en gains multiples directement. Les seules limites électroniques de la méthode des gains adaptés dans la zone des noyaux de reculs sont les signaux qui ne passent pas le seuil et les signaux saturés qui sont inutilisables. Des signaux utilisables et non utilisables se succèdent le long des traces et doivent être séparés les uns des autres. Les traces sont traitées en prenant uniquement les zones de gain adaptées, c'est-à-dire sans saturation pour la particule concernée.

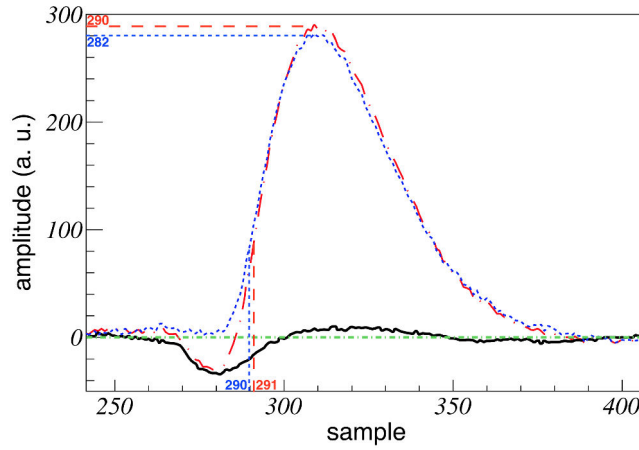


FIGURE 2.24 – Amplitude du signal mesurée en fonction du numéro de cellule. Le signal initial sur un pixel donné est en point et long tiret rouge. La mesure sur plusieurs pixels utilisée pour corriger le signal négatif sur la figure est la courbe continue en noir. La correction du signal rouge par le signal noir forme la courbe en pointillé bleu. Sous l’effet du couplage capacitif négatif puis de la remontée positive, les valeurs du maximum et la détermination du temps d’arrivée du signal varient.

Effet physique limitant l’applicabilité de la méthode

La possibilité de changer le gain de l’électronique permet en théorie d’augmenter la gamme dynamique du détecteur, mais des effets physiques sont à prendre en compte. D’après le théorème de Shockley-Ramo (équation (2.3)), l’avalanche électronique produit le même signal sur l’anode et sur la micromesh. La variation de potentiel correspond à l’énergie fournie par le condensateur, que forme l’ensemble micromesh-anode, aux ions et aux électrons lors de leur dérive. Cette variation est proportionnelle au nombre de charges en déplacement dans la zone d’amplification ([47] Chapitre 5). La variation rapide du potentiel sur la micromesh provoque un signal semblable à celui obtenu avec un générateur d’impulsion, utilisé sur la micromesh pour l’alignement des pixels (Section 2.3.2). En particulier, la variation du potentiel sur la micromesh est perçue par tous les pixels par couplage capacitif [59]. La variation de potentiel perçue par chaque pixel, de surface égale, est la variation de potentiel sur la micromesh, divisée par le nombre de pixels. Si le nombre de charges présentes au même instant dans l’espace d’amplification est suffisamment grand comparé au gain de l’électronique des pixels, ce signal est perceptible à la lecture des voies. Un signal négatif est observé, y compris sur les pixels éloignés de l’avalanche électronique qui a généré le signal sur la micromesh.

Lors du test sur le ^{58}Ni , le gain de l’électronique est adapté sur les pixels situés dans la zone centrale pour ne pas saturer les dépôts de charge du faisceau. Autour, les gains sont plus élevés pour permettre la mesure des dépôts d’énergie des protons de recul. Ces gains élevés de l’électronique ne sont pas adaptés au grand nombre de charges générées dans l’espace d’amplification. La variation de potentiel de la micromesh est donc perçue dans le signal électronique de ces pixels. L’effet de cette variation est illustré par la ligne noire continue sur la Figure 2.24. Cette ligne correspond au signal électronique mesuré moyenné sur plusieurs pixels qui n’ont pas été touchés par un dépôt de charge durant l’évènement tracé. On peut y observer un signal négatif autour de l’échantillon 280 qui est synchronisé avec le faisceau. Ce signal négatif est nommé *undershoot*. La courbe rouge en tiret-pointillé est un dépôt de charge issu du passage au-dessus d’un autre pixel d’un proton produit après réaction du faisceau. Le couplage capacitif dû au faisceau y est aussi observé.

Conséquences de l'*undershoot* sur le signal mesuré et traitement

Le faisceau était masqué lors des expériences à l'IPNO, il n'y avait donc pas de couplage capacitif. En revanche les deux tests ^{58}Ni et ^{24}Mg ont permis d'observer ces phénomènes dus au dépôt de charge du faisceau avec des magnitudes plus ou moins grandes.

Trois effets peuvent être déclinés :

- Une baisse de l'efficacité de détection. Dans le cas du test sur le ^{24}Mg par exemple, l'amplitude de l'*undershoot* était parfois supérieure à l'amplitude des dépôts de charge plus faibles des protons. Le temps de montée de l'*undershoot* dure autant que celui d'un signal normal. En mode « only_if_hit », cela implique que si le dépôt de charge arrive à un temps proche du temps du faisceau, il est complètement absorbé dans le creux et ne dépasse pas le seuil de l'électronique. La charge du pixel n'est pas enregistrée.
- Une baisse de l'efficacité de déclenchement. Si le pôle-zéro est mal corrigé, un dépassement de la baseline apparaît alors à la suite du signal négatif comme on le voit sur la Figure 2.24. S'il passe au-dessus du seuil de déclenchement, ce dépassement peut provoquer des déclenchements intempestifs de l'électronique sur des événements inintéressants.
- Une dégradation de la résolution en reconstruction des dépôts de charge et des angles. La mesure d'un dépôt de charge en synchronisation avec le creux déforme le signal, ce qui est observé lors du test du ^{58}Ni (Figure 2.24). La valeur de la charge et le temps d'arrivée du signal sont alors décalés d'un intervalle dépendant de la position en temps du dépôt de charge comparé à la position du creux.

Sur ce dernier point, la déformation du signal peut être corrigée. Il faut enregistrer à chaque fois plusieurs pixels qui ne sont pas touchés lors d'un évènement. En moyennant la valeur du signal de ces pixels cellule de temps par cellule de temps, on mesure le couplage capacitif tout en minimisant le bruit de l'électronique. Une correction du signal sur les pixels touchés est alors possible. Cette procédure est illustrée sur la Figure 2.24. À la courbe rouge initiale est soustrait la courbe noire pour donner la courbe bleue. Cette correction ne peut s'appliquer que pour des signaux passant au-dessus du seuil de l'électronique.

Adaptation physique par la polarisation des pixels

Pour s'adapter plus efficacement aux larges différences de dépôt d'énergie, il est possible de diminuer le gain du MICROMEGAS directement sous le faisceau, qui dépose généralement plus que les noyaux de recul. En polarisant les pixels, le champ électrique est plus faible dans l'espace d'amplification local. L'amplification du nombre d'électrons y est donc plus faible que dans les zones où les pixels ne sont pas polarisés. Il en résulte que moins de charges sont produites dans la zone d'amplification lors du passage du faisceau. La variation de potentiel est plus faible sur la micromesh et la taille du couplage capacitif diminue. On peut donc bien mesurer à la fois le faisceau et les noyaux de recul. L'électronique du détecteur final ACTAR TPC a donc été adaptée pour permettre la polarisation des pixels sur la zone centrale du plan pixelisé. La Figure 2.25 en haut indique les dépôts de charge attendus lors du *commissioning* en diffusion résonante $^{18}\text{O} + p$ d'ACTAR TPC, et le résultat sur le plan pixelisé dont la zone sous le faisceau est polarisée en bas. Sur cette figure, on constate que malgré de larges différences en dépôt d'énergie entre le faisceau et le noyau de recul, les dépôts de charge observés sont équivalents pour les deux particules. En particulier, tous les pré-amplificateurs du plan de pixels ont une gamme dynamique de 120 fC. Le *commissioning* de la version finale d'ACTAR TPC est détaillé dans le Chapitre 4.

Une autre technique permet, comme pour la polarisation des pixels, de limiter le taux de multiplication des électrons. Un masque semi-transparent est placé à la hauteur d'entrée du faisceau et ne laisse passer qu'un pourcentage des électrons d'ionisation qui dérivent vers le

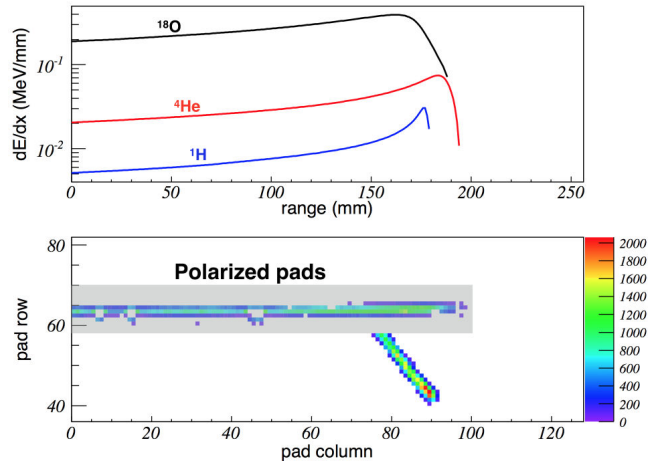


FIGURE 2.25 – *En haut*, dépôts d'énergie par unité de longueur en fonction de la longueur de gaz traversée lors du commissioning $^{18}\text{O} + p$ sur ACTAR TPC. *En bas*, mesure du dépôt de charge pour une gamme dynamique de 120 fC en utilisant une zone polarisée (grisée).

plan pixelisé. Le masque de 1 cm de large est formé de neuf fils alignés avec l'axe x, définit comme l'axe de la trajectoire du faisceau. Ces fils sont portés à des potentiels électrostatiques plus haut que les fils de la cage de champ ne le sont à cette hauteur. Cela permet de capter une partie des électrons d'ionisation libérés par le faisceau, tout en conservant l'homogénéité du champ électrique en dehors de cette zone. Moins de charges arrivent dans la zone d'amplification et le dépôt d'énergie du faisceau est mesuré plus faible qu'il n'est en réalité. Cette technique a été utilisée avec le détecteur MAYA [57].

Des méthodes analytiques peuvent aussi être développées pour récupérer la charge des pixels saturés, à l'instar de celle utilisée pour l'analyse des expériences effectuées avec la TPC S π RIT. Présentée dans [60], cette technique consiste à utiliser la diffusion des électrons sur plusieurs pixels. La trajectoire 2D d'une particule chargée qui passe dans la chambre est mesurée sur plusieurs pixels de large avec un dépôt de charge transverse ayant une forme à peu près gaussienne. Une courbe type de la réponse des pixels transverses touchés est mesurée pour des dépôts d'énergie non saturés. Cette courbe type est ensuite ajustée aux pixels transverses des traces saturées. La mesure de dépôt de charge sur les pixels non saturés est utilisée pour l'ajustement et permet de récupérer la valeur du dépôt de charge réel sur les pixels centraux saturés.

2.5.3 Cas particulier des déformations des lignes de champ dans la zone de dérive

Lors des expériences à l'IPNO, le démonstrateur a été utilisé pour la première fois avec des détecteurs auxiliaires sur les murs de côté. Les murs du démonstrateur et ces détecteurs auxiliaires sont à un potentiel de surface constant $V_{Si} = 0$ V pour des Si polarisés par l'arrière. Leur proximité avec la cage portée à un potentiel variant avec la hauteur z provoque un champ électrique de composante transverse à l'extérieur de la cage variant avec z . La valeur du champ est minimale sur le bas de cage où le potentiel des fils est le plus proche de 0 V. L'ensemble des champs électriques en présence au niveau de la cage est résumé sur la Figure 2.26.

Les électrons de dérive suivent les lignes de champ électrique. Idéalement, les électrons de dérive suivent une trajectoire verticale pour arriver sur le plan pixelisé à la même position 2D que leur point d'ionisation. Si ces lignes sont déformées, les électrons ne suivent pas une trajectoire verticale et sont mesurés sur des pixels à côté de leur position d'ionisation primaire 2D. Cette déviation a un effet sur le plan pixelisé et sur le temps d'arrivée des électrons qui dérivent plus longtemps s'ils sont déviés de leur trajectoire verticale.

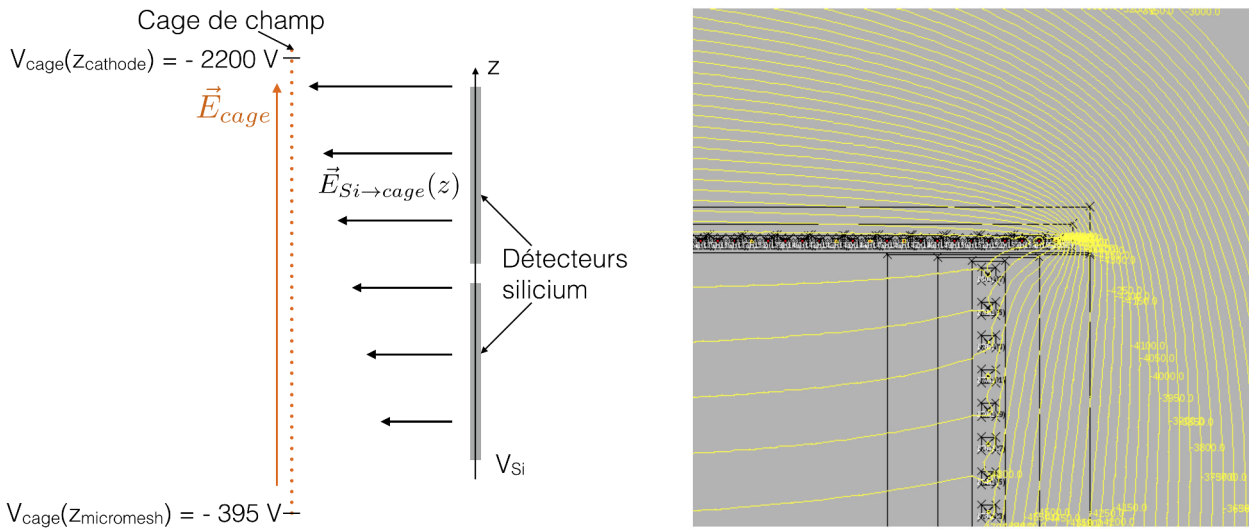


FIGURE 2.26 – Schéma des champs électriques dus aux détecteurs auxiliaires sur un côté de la cage de champ (à gauche) et isopotentiels résultants sur une hauteur sous cathode de 8 mm. Les isopotentiels sont calculés avec le logiciel de simulation Opera pour le démonstrateur ACTAR TPC dans le cas d'une cage simple. Les isopotentiels devraient être horizontaux pour un champ parfaitement homogène, mais ils apparaissent déformés.

Durant l'expérience, la plupart des traces semblaient déformées ce qui a été expliqué par la relative transparence de la cage de champ à ces champs transverses. Des simulations avec GARFIELD [42] et plus tard Opera [61] n'ont pas permis de prévoir une distorsion du champ aussi importante due à la présence des détecteurs auxiliaires. Ces déformations ont plus tard été étudiées à l'aide d'une source α . Un exemple de déformation est tracé sur la Figure 2.27 (a). La déformation a été étudiée dans [36] sur des traces α issues d'une source collimatée et s'arrêtant en un point précis des DSSD. Dans le coin de la cage de champ au plus proche de la cathode, la dérive des électrons est la plus longue et les champs transverses sont les plus forts. La déformation mesurée des traces α est maximale à cet endroit et les pistes où s'arrêtent ces traces ont servi au déclenchement des événements, ce qui a permis d'obtenir la Figure 2.27.

Une deuxième cage de champ placée autour de la première avec un intervalle entre les fils de 5 mm et une même dégradation du potentiel a été utilisée pour réduire la transparence aux champs transverses et donc limiter les déformations du champ électrique de dérive. La même expérience en source α a été effectuée. La Figure 2.27 (b) montre dans les mêmes conditions l'effet d'une double cage sur les traces α : la déformation n'est plus présente et la ligne directe passe au centre de la trace enregistrée.

En plus du phénomène de déformation déjà observé en 2D sur la Figure 2.27 (a), l'image de droite de la Figure 2.28 montre la déformation en numéro d'échantillon, c'est-à-dire en temps. Les traces de chaque côté du plan pixelisé ne sont pas tout à fait alignées et la pente de la trace allant vers le haut est de plus en plus grande, déformant l'angle azimutal calculé.

Le détecteur mesure la distribution des dépôts de charge. L'analyse de ces dépôts permet ensuite d'extraire des paramètres physiques à partir des traces identifiées. Les angles, les dépôts d'énergie par unité de longueur, les distances de parcours, les positions de vertex sont autant de paramètres qui peuvent être calculés. Si les traces sont déformées, cela complique les méthodes d'identification de traces. Les angles et la position en vertex peuvent être faussés. À partir de ces paramètres de base, les observables utiles pour la physique nucléaire tels l'énergie de réaction ou les angles centre de masse perdent en précision.

Puisque les simulations ne permettent pas tout à fait de reproduire les déformations observées, il est impossible de les utiliser pour récupérer la position d'ionisation primaire. Ces déformations sont de même difficilement quantifiables puisque le vertex est déduit des traces

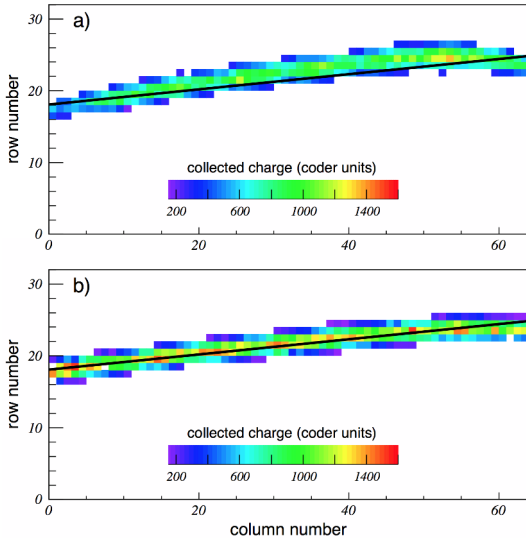


FIGURE 2.27 – Traces α issues d'une source collimatée. La ligne noire dessine la trajectoire directe entre la source collimatée et le point touché sur le DSSD. (a) Cas d'une cage de champ simple, (b) résultat en ajoutant une cage de champ autour de la première. Figure issue de [36]

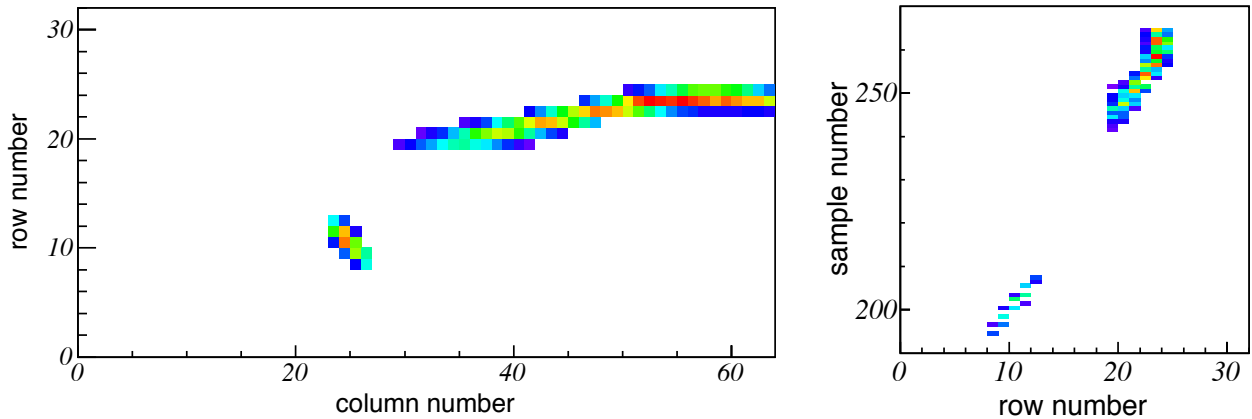


FIGURE 2.28 – Effet de la déformation en 3 dimensions pour un évènement de l'expérience ${}^6\text{Li}+\alpha$. **À gauche** projection du plan pixelisé, **à droite** projection orthogonale au faisceau.

mesurées et déformées, de sorte qu'il n'est pas possible de comparer les traces à un trajet réel durant l'expérience. Comme ces déformations sont *a priori* différentes d'un point à l'autre de la cage de champ, plus ou moins intenses selon l'angle azimutal des noyaux et plus ou moins visibles selon le dépôt d'énergie, il est impossible de faire une correction analytique globale. Plusieurs exemples des effets produits par ces déformations sont donnés avec l'expérience ${}^6\text{Li} + \alpha$ effectuée à l'IPNO dans le chapitre suivant.

2.6 Conclusion : Conception de la cible active ACTAR TPC

Les observations instrumentales décrites plus haut ont été utilisées pour la conception du détecteur ACTAR TPC final. ACTAR TPC existe en deux versions. La première version, étudiée en détail ici, consiste en un plan de pixels carré de taille $256 \times 256 \text{ mm}^2$, adapté à l'étude des réactions nucléaires. Elle offre un compromis entre une cible relativement épaisse, une couverture active de chaque côté du faisceau assez large pour observer à la fois des reculs d'énergie faible et intermédiaire, et la relative facilité à couvrir les murs de détecteurs auxiliaires. La deuxième version consiste en un plan de pixels rectangulaire de taille $512 \times 128 \text{ mm}^2$. Elle est plus adaptée pour l'étude de la radioactivité de noyaux très exotiques produits par fragmentation et ayant

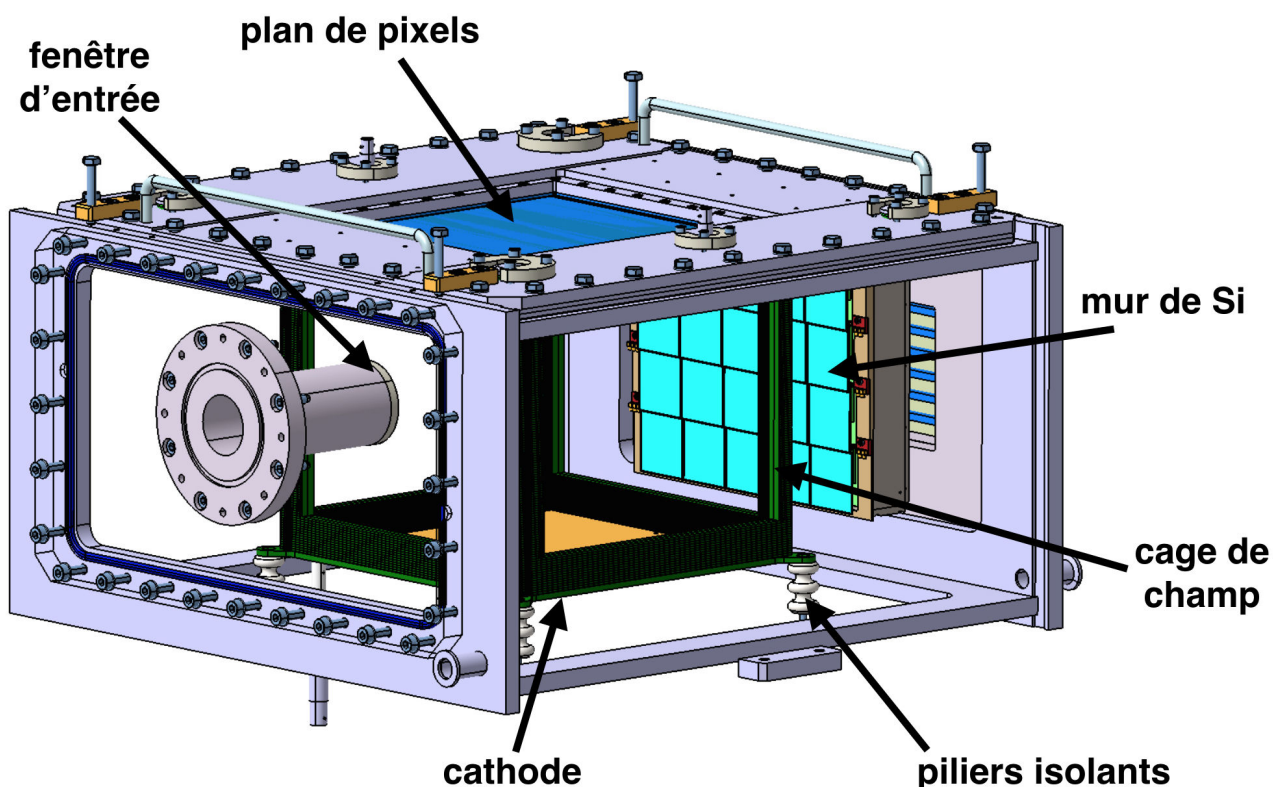


FIGURE 2.29 – Schéma 3D de la cible active ACTAR TPC dans sa version finale.

des énergies de plus de 100 MeV qu'il faut arrêter dans la chambre. C'est ce qui permet la longueur de la TPC, car l'épaisseur est augmentée par rapport à la chambre carrée sans augmenter la pression du gaz. Les produits de désintégration de faible énergie ont donc un parcours suffisamment long pour être bien analysés. Les deux versions ont le même nombre de pixels et utilisent la même électronique, agencée d'une manière différente.

Dans ce paragraphe, la version d'ACTAR TPC avec un plan de pixels carré est d'abord décrite. Les détails de la polarisation des pixels de l'anode sont ensuite donnés.

2.6.1 Chambre de détection d'ACTAR TPC

Comme pour le démonstrateur, la conception du détecteur final ACTAR TPC est basée sur une large adaptabilité du détecteur aux différentes réactions nucléaires étudiées. La Figure 2.29 donne un schéma 3D du détecteur. Il est composé d'une structure évidée de $606 \times 606 \times 355 \text{ mm}^3$ en acier inoxydable. L'entrée et la sortie de gaz sont situées à des coins opposés de la chambre pour assurer la circulation du gaz dans toute la chambre et donc l'homogénéité du gaz au cours du temps. Toutes les plaques fixées à la structure sont en aluminium d'épaisseur 1.5 cm pour supporter des différentiels de pression d'un bar avec un minimum de déformation.

La cage de champ de $295 \times 295 \times 255 \text{ mm}^3$ et la cathode sont soutenues au-dessus de la plaque inférieure par quatre piliers isolants en céramique et dessinés en blanc sur la Figure 2.29. Cette plaque est aussi percée de trous qui permettent de faire passer la haute tension de la cathode via un connecteur 20 kV et d'introduire dans la chambre une source radioactive.

Le mur en amont est percé d'un trou central de 100 mm de diamètre auquel il est possible de fixer une bride permettant d'ajuster une fenêtre pour faire le lien entre le vide de la ligne faisceau et le détecteur. Lors du *commissioning*, un nez y était fixé et a permis de rapprocher la fenêtre en Mylar d'épaisseur $6 \mu\text{m}$ à 60 mm du plan de pixels. En rapprochant la fenêtre du plan de pixels, la distance parcourue par le faisceau dans le gaz avant qu'il puisse être observé est minimisée.

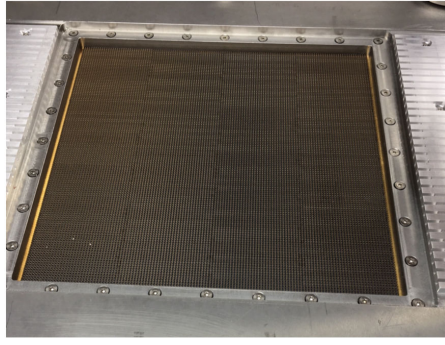


FIGURE 2.30 – Photo des connecteurs fakir du plan de pixels d’ACTAR TPC.

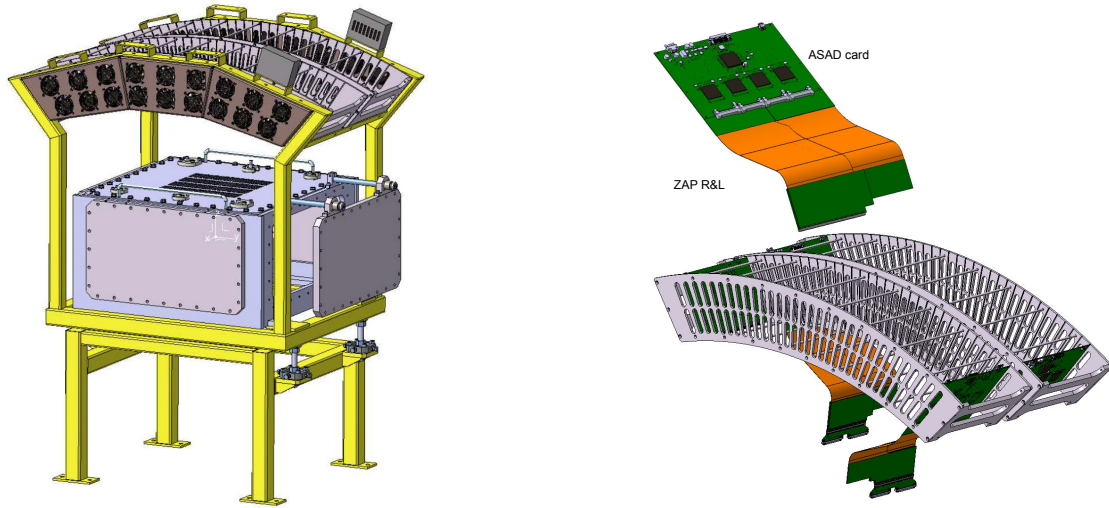


FIGURE 2.31 – À gauche, schéma 3D de la structure contenant ACTAR TPC et son électronique. À droite, schéma des rails contenant les cartes AsAd

Lors des tests présentés ici, les murs latéraux n’étaient pas équipés de détecteurs auxiliaires. Le mur en aval soutenait des détecteurs silicium et à iodure de césium (CsI) placés en deux murs successifs respectivement bleu clair et brun sur la Figure 2.29. Le premier mur est à 60 mm du plan de pixels. Les détecteurs Si (non segmentés) font $50 \times 50 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur active de $700 \mu\text{m}$. Le mur de CsI a été placé pour mesurer les particules qui traversent les Si. Les CsI font $25 \times 25 \text{ mm}^2$ pour une épaisseur active de 1 cm suivie d’un guide de lumière d’environ 1 cm. Ce mur n’a pas été utilisé lors de l’analyse des tests. Les deux murs de détecteurs ont été calibrés à l’aide d’une source de $3\alpha \text{ }^{239}\text{Pu} + \text{}^{241}\text{Am} + \text{}^{244}\text{Cm}$ par la même méthode que celle donnée dans la Section 2.3.2. La résolution en largeur à mi-hauteur obtenue lors de la calibration des détecteurs Si est d’environ 58 keV pour des particules α de 5.8 MeV. Les détecteurs auxiliaires ont été traités par une électronique analogique externe à l’ensemble GET.

En accord avec les résultats sur le démonstrateur et pour éviter toute déformation du champ de dérive, la TPC est entourée d’une double cage de champ de 255 mm de haut. Elle est dessinée en vert au centre de la chambre sur la Figure 2.29. Les cages interne et externe sont faites de fils de cuivre de diamètre $20 \mu\text{m}$ placés avec un pas de 1 mm et 2 mm à l’intérieur et à l’extérieur de la cage respectivement. L’anode segmentée de 128×128 pixels carrés de taille $2 \times 2 \text{ mm}^2$ est située en haut. La haute densité et le grand nombre de pixels sont un défi pour la connexion entre les pixels et les voies de l’électronique. L’une des solutions choisie et utilisée sur ACTAR lors du *commissioning* a été développée par le CENBG en collaboration avec le CERN PCB Workshop et est présentée dans [62]. Le PCB (Printed Circuit Board) est construit sur un support métallique en acier inoxydable avec des trous percés selon un pas de 2 mm, ce qui

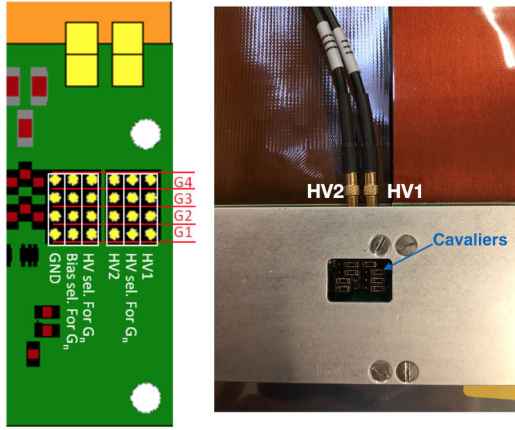


FIGURE 2.32 – Application de la tension pour la polarisation des pixels sur les cartes ZAP. Des cavaliers, observés à droite, sélectionnent les groupes de voies G_n sur lesquels appliquer la haute tension.

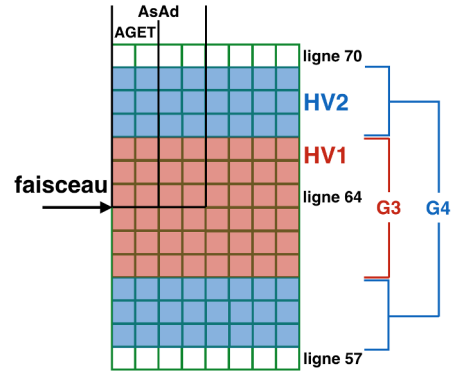


FIGURE 2.33 – Schéma des pixels polarisés par HV1 et HV2 dans la configuration carrée du plan de pixels. Les numéros de ligne sont différents dans le cas de la configuration rectangulaire de 64 pixels de large pour avoir une polarisation centrée sur le faisceau, à la ligne 32.

correspond à la taille des pixels, pour permettre la connexion à l'électronique. Le plan de pixels est aussi équipé d'un système d'amplification MICROMEGAS d'environ $220 \mu\text{m}$ fabriqué au CERN PCB Workshop. Du côté extérieur de la chambre, le plan de pixels dessiné en bleu foncé sur le dessus de la Figure 2.29 et en photo sur la Figure 2.30 est formé de connecteurs mâles sur lesquels les cartes ZAP viennent se brancher. Les rainures sur les bords permettent de guider le branchement des cartes ZAP. Pour éviter d'endommager les connecteurs, chaque carte est vissée depuis les bords pour assurer un branchement progressif sur les connecteurs du plan de pixels.

L'ensemble de la chambre est contenu dans une structure métallique comme indiqué sur le schéma 3D de la Figure 2.31 à gauche. Trois pieds permettent de régler la hauteur et l'horizontalité du détecteur. La figure de droite est un zoom des rails contenant les cartes AsAd. Leur structure arrondie permet d'avoir la même longueur de carte ZAP pour toutes les voies de l'électronique. Elle écarte aussi les cartes les unes par rapport aux autres pour éviter leur surchauffe. Des ventilateurs sur les côtés permettent de refroidir les cartes AsAd en permanence.

2.6.2 Système de polarisation des pixels

Il a été montré dans la Section 2.5.2 que l'adaptabilité des gains de l'électronique seule n'était pas suffisante pour traiter en même temps des particules ayant des dépôts d'énergie de près de deux ordres de grandeur différents. La polarisation des pixels est une solution pour réduire le gain du MICROMEGAS localement, et en particulier, dans le cas de réactions en cinématique inverse, sous le faisceau. Le nombre d'électrons générés par ionisation dans la zone d'amplification est réduit et la déformation des signaux électroniques par couplage capacitif reste négligeable. Un système qui permet la polarisation des pixels a ainsi été ajouté sur les cartes ZAP du détecteur final qui utilise aussi GET.

Dans le détecteur final, les cartes CoBo sont alignées perpendiculairement au faisceau et contiennent huit colonnes complètes de 128 pixels. Les ASAD contiennent chacune 4 demi-colonnes de pixels. Le faisceau ne touche ainsi que deux ou trois voies sur chacune des colonnes par carte AsAd, ce qui réduit le temps mort [52]. Enfin, les AGET contiennent chacun deux quart de colonnes. Les cartes ZAP protègent chacune deux AGET des claquages du MICROMEGAS et c'est à leur niveau que les connecteurs permettant la polarisation des pixels peuvent être branchés. La tension maximale qu'il est possible d'appliquer sur les pixels est de 180 V.

La Figure 2.32 à gauche indique la façon de choisir les pixels qui reçoivent la haute tension de polarisation. Des cavaliers (figure de droite) permettent d’amener les tensions HV1 et HV2. Les cavaliers de gauche permettent de choisir les groupes de voies (G_n) activées tandis que ceux de droite sélectionnent le branchement HV1 ou HV2 des G_n . Les G_n correspondent à douze pixels chacun par carte ZAP. Dans la configuration du *commissioning*, cela représente trois lignes de pixels pour HV1 et HV2. Les six lignes polarisées par carte ZAP sont sur un côté du plan de pixels comme indiqué sur la Figure 2.33. Des branchements sont faits à droite et à gauche du plan de pixels. Au total, six lignes de pixels sont connectées au plus proche du faisceau avec HV1 et six lignes de pixels autour avec HV2, soit douze lignes polarisées au maximum. En particulier, tous les pixels connectés à un G_n sont polarisés en même temps. La polarisation peut ensuite être choisie AGET par AGET pour sélectionner les colonnes de pixels ayant un champ d’amplification réduit. Différentes configurations des cavaliers sont possibles pour permettre une adaptabilité relativement rapide entre les chambres carrée et rectangulaire.

La construction d’ACTAR TPC s’est finie en octobre 2017 et un *commissioning* du détecteur sous faisceau a eu lieu en novembre. Nous verrons dans le Chapitre 3 les techniques d’analyse utilisées pour le détecteur et des résultats physiques expérimentaux obtenus lors des tests sous faisceau du démonstrateur. Le Chapitre 4 est ensuite consacré à la description du *commissioning* du détecteur final avec les expériences de diffusion résonante $^{18}\text{O} + \text{p}$ et $^{20}\text{Ne} + \text{p}$.

Chapitre 3

Analyse de données et simulations

Sommaire

3.1	Méthodes de reconstruction des traces	52
3.1.1	Transformation dans l'espace de Hough	53
3.1.2	Traitement aléatoire RANSAC	55
3.1.3	Méthode des agrégats	56
3.2	Détermination d'évènements physiques	61
3.2.1	Définition d'un vertex	61
3.2.2	Généralisation aux réactions à plusieurs corps et séparation de sous- évènements empilés	64
3.3	Paramètres de base et simulations	68
3.3.1	Méthodes de reconstruction des angles	68
3.3.2	Simulations et analyse des performances de reconstruction en angle . .	70
3.3.3	Reconstruction des vertex et des points d'arrêt	74
3.3.4	Modélisation du gaz et reconstruction des pertes d'énergie	76
3.3.5	Identification des produits de réaction	78
3.4	Analyse des expériences et tests avec le démonstrateur	80
3.4.1	Caractérisation des faisceaux	81
3.4.2	Reconstruction des énergies d'excitation	82
3.4.3	Calcul des distributions angulaires et des fonctions d'excitation	88
3.4.4	Normalisation et sections efficaces absolues	89

L'UNE des particularités des cibles actives est le format des données expérimentales. Les chambres à projection temporelle sont basées sur un dépôt d'énergie mesuré continûment le long de la trajectoire des particules dans le détecteur. Pour extraire les paramètres cinématiques des réactions, il est nécessaire de reconstruire la trajectoire des noyaux à partir des traces mesurées dans la chambre.

Il est précisé au chapitre précédent que toutes ces observables ne sont pas forcément accessibles. Le fait que des particules puissent s'échapper de la chambre à projection temporelle implique une perte d'information sur l'énergie totale, tandis que la non-observation d'une particule influe sur la détermination du point de réaction et l'identification de la voie de réaction. Dans ACTAR TPC, l'utilisation de détecteurs auxiliaires permet de récupérer une information sur l'énergie des particules s'échappant du volume. La distribution d'éléments de volumes (voxels) fournie par la chambre à projection temporelle est reconstruite en traces. Les traces sont des droites ayant des angles, des dépôts d'énergie et des longueurs donnés.

Dans le détecteur Maya [20] développé précédemment au GANIL, un seul temps par ligne de pixels était mesuré par évènement. Les traces superposées ne pouvaient pas être séparées, la

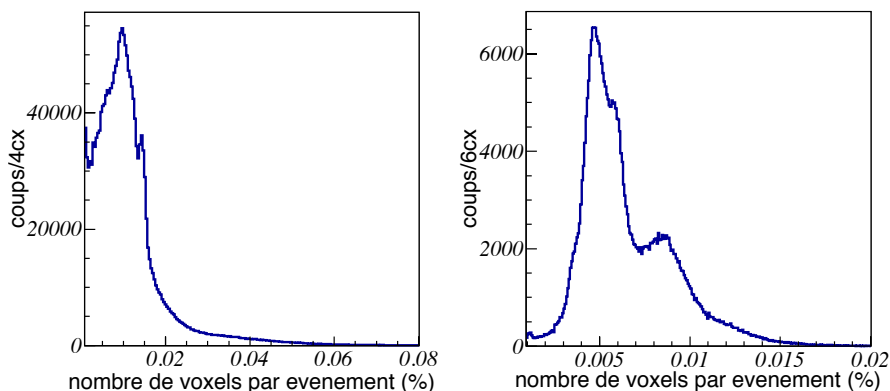


FIGURE 3.1 – Nombre de fois où un certain pourcentage de voxel est touché par évènement dans le cas, **à gauche**, de l’expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$ avec le démonstrateur d’ACTAR, **à droite** du commissioning en diffusion résonante ${}^{18}\text{O} + p$ avec la version finale d’ACTAR.

méthode de détection limitait l’analyse aux réactions à deux corps. L’analyse se faisait en 2D puis le temps mesuré sur les lignes de pixels était utilisé pour reconstruire l’angle en trois dimensions. Dans le cas d’ACTAR, l’utilisation de GET permet de lire le signal sur une fenêtre en temps pour chaque pixel. L’espace est ainsi décomposé en voxels (élément de volume) pour une reconstruction complète des traces en trois dimensions. Pour traiter les évènements à plusieurs particules et les superpositions d’évènements en trois dimensions, les codes de reconstruction utilisés pour Maya ne sont plus suffisants et il a fallu en développer de nouveaux. Les traces identifiées sont ensuite regroupées en évènements physiques. Ainsi ces évènements superposés en temps sont séparés.

Le but de ce chapitre est tout d’abord de présenter des méthodes de reconstruction de traces et une technique possible pour l’association d’évènements. Une méthode de reconstruction, utilisée pour les analyses de données subséquentes, est étudiée en détail à l’aide du programme dédié de simulation de cibles actives ACTARSim [63], basé sur GEANT4 [64, 65]. L’analyse des observables physiques extraites est enfin décrite à partir d’exemples issus des expériences et tests réalisés avec le démonstrateur.

3.1 Méthodes de reconstruction des traces

Des algorithmes de reconnaissance de forme existent depuis longtemps pour l’analyse d’image, que ce soit en imagerie médicale, pour la lecture automatique d’écritures manuscrites, la reconnaissance de visage ou plus récemment pour rendre des véhicules autonomes. Ces algorithmes puissants permettent notamment de reconnaître des motifs variés au sein d’images en deux dimensions contenant beaucoup d’information à rejeter.

Au contraire, pour des cibles actives, la quantité d’information est limitée à quelques traces en trois dimensions dans un espace essentiellement vide. La Figure 3.1 indique par exemple le pourcentage de voxels touchés par évènement pour le démonstrateur ACTAR TPC à gauche, et le détecteur final à droite. Un évènement du démonstrateur contient $2048 \times 512 \simeq 10^6$ voxels et ce nombre s’élève à $8 \cdot 10^6$ voxels pour le détecteur final. Près d’un voxel pour dix mille est donc touché par évènement. La forme de ligne droite est connue et attendue, la question est seulement de connaître le nombre de traces présentes par évènement. Lors d’une expérience, il faut aussi être capable de vérifier en temps réel que tout se passe convenablement. Avec plus de dix évènements enregistrés par seconde, il est nécessaire d’analyser rapidement chaque évènement contenant les quelques centaines de voxels indiqués sur la Figure 3.1. Les paramètres physiques

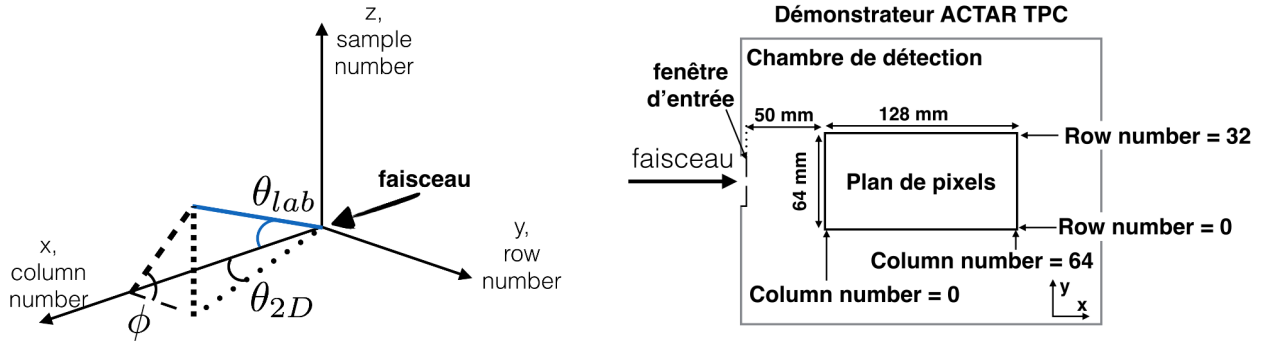


FIGURE 3.2 – À gauche, référentiel et notations des axes utilisés. x est la direction de propagation du faisceau et correspond aussi au numéro de colonne des pixels. y est la deuxième dimension du plan de pixels et correspond au numéro de ligne des pixels. z figure le temps d'arrivée des charges, donc le numéro d'échantillon. À droite, schéma récapitulatif des distances dans la chambre de détection du démonstrateur ACTAR TPC, et définition des numéros de position utilisés dans les exemples d'évènements suivants.

extraits permettent ensuite de juger en cours d'expérience la qualité des données mesurées et les problèmes possibles.

Un algorithme rapide doit être utilisé pour traiter les traces. Deux méthodes usuelles pour la détermination de lignes dans l'espace sont d'abord présentées. Une troisième méthode, développée et utilisée au cours de cette thèse est enfin exposée.

Dans toute la suite on utilisera les notations données sur la Figure 3.2 de gauche pour les axes des figures et les angles des noyaux. La Figure 3.2 de droite récapitule les distances et les référentiels utiles pour la compréhension des exemples d'évènements se produisant dans le démonstrateur et utilisé dans la suite pour l'identification de traces et l'identification d'évènements physiques.

3.1.1 Transformation dans l'espace de Hough

On peut trouver une infinité de droites passant par chaque point de l'espace. L'espace de Hough [66] est l'espace dans lequel ces droites sont paramétrées par une distance à l'origine r et un angle θ . À chaque point de coordonnée (x, y) de l'espace cartésien on associe l'ensemble des droites passant par ce point selon l'équation

$$r = x \cos(\theta) + y \sin(\theta). \quad (3.1)$$

Un exemple de ces paramétrisations de droite pour un point de l'espace est donné sur la Figure 3.3. Sur la figure de gauche, un point de l'espace est tracé avec quatre droites, tracées en rouge, qui passent par ce point. Les segments noirs qui lient ces droites à l'origine représentent la paramétrisation en terme de distance à l'origine r , c'est-à-dire la longueur du segment, et d'angle de ce segment avec l'axe (Ox) , θ . Dans l'espace de Hough la paramétrisation de l'infinité des droites qui passent par ce point forme une courbe, tracée en noir sur la figure de droite. Les quatre points rouges correspondent aux quatre couples de paramètres des droites tracées sur la figure de gauche.

Quand il y a plusieurs points dans l'espace, comme sur la Figure 3.4 à gauche, on peut tracer pour chacun de ces points les courbes dans l'espace de Hough qui correspondent aux paramètres (r, θ) de toutes les droites qui passent par chacun de ces points. Ces courbes sont tracées sur la Figure 3.4 à droite. Aux quatre carrés noirs correspondent les quatre courbes noires et au rond rouge correspond la courbe rouge. Au point de coordonnée (θ_{par}, r_{par}) , les quatre courbes noires

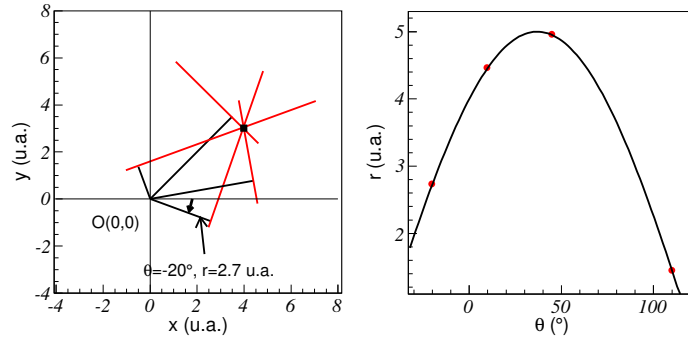


FIGURE 3.3 – **À gauche**, un point de l'espace cartésien et quatre droites, qui passent par ce point sont tracées en rouge. Les segments noirs qui relient ces droites à l'origine définissent leur paramétrisation en termes de distance r à l'origine et d'angle θ avec l'axe x . **À droite**, dans l'espace de Hough, la paramétrisation de chacune des droites dessinées à gauche est un point rouge. L'infinité de droites passant par le point de l'espace (x, y) forme une courbe continue, tracée en noir sur la figure.

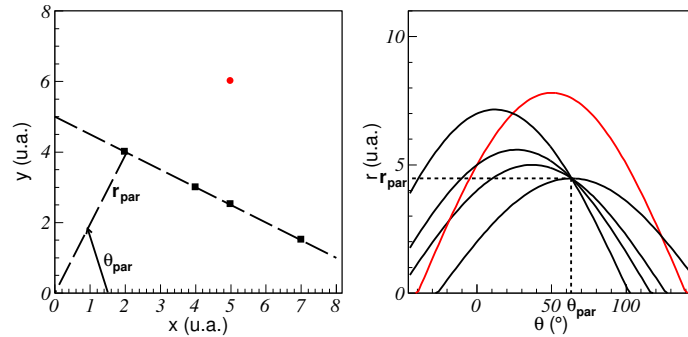


FIGURE 3.4 – **À gauche**, dans l'espace cartésien, quatre carrés noirs sont alignés et une droite peut être trouvée qui passe par ces quatre points. Un rond rouge est complètement en dehors. **À droite**, dans l'espace de Hough, aux quatre carrés noirs de la figure de gauche correspondent quatre courbes de l'espace de Hough, tracées en noir. Elles se croisent toutes au point (θ_{par}, r_{par}) qui est la paramétrisation de la droite sur laquelle ils sont alignés. La courbe rouge correspond au rond rouge et ne croise pas les autres aux coordonnées qui paramètrent l'alignement des quatre carrés noirs.

se croisent. Cela indique que cette paramétrisation de droite passe par les quatre carrés noirs. Elle est tracée en pointillée avec le segment qui la paramètre sur la figure de gauche. Enfin, sur la figure de droite, la courbe rouge ne croise pas les courbes noires au point (θ_{par}, r_{par}) , le rond rouge n'est pas aligné avec les quatre carrés noirs, ce qui se vérifie sur la figure de gauche.

Cette transformation se fait en deux dimensions. Elle est adaptée tant que des traces ne sont pas superposées dans la projection étudiée, comme c'est par exemple le cas pour MINOS, TPC cylindrique contenant une cible à hydrogène liquide [19, 67]. Cette cible est en effet adaptée pour les réactions de *knock-out* où seules deux particules chargées sont expulsées hors de la trajectoire du noyau lourd, avec des trajectoires en opposition. Dans le cas d'ACTAR TPC, des réactions à plusieurs corps peuvent avoir lieu et les traces peuvent se trouver superposées dans l'espace. Donc la transformée de Hough dans une seule projection peut ne pas être suffisante. La comparaison avec l'association de points dans une autre projection est alors nécessaire. Aux points dans les deux projections étudiées, par exemple xy et yz , il faut alors faire correspondre un unique point de l'espace en trois dimensions initial. À chaque évènement il faut donc transformer tous les points de l'espace en une série de courbes tracées dans deux histogrammes associés aux deux projections. Lorsqu'on trouve un maximum de densité, les points correspon-

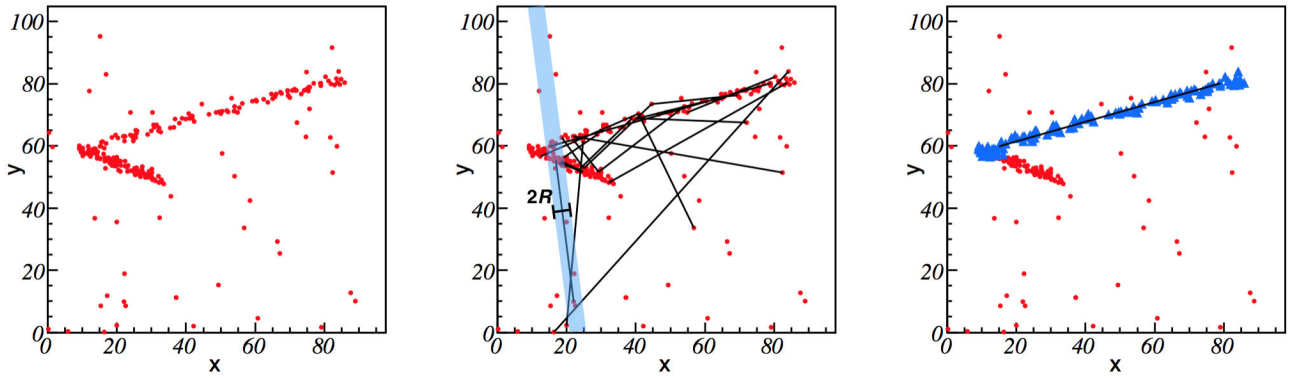


FIGURE 3.5 – **À gauche**, dans l'espace cartésien, des points sont dispersés dans l'espace et deux zones de points plus denses forment deux lignes. **Au centre**, un tirage aléatoire de vingt couples de ces points sont reliés par des lignes. La distance de chaque point de l'espace aux droites définies à partir de ces lignes permet de décider si le point considéré appartient à la trace ou non. En exemple, la zone bleutée définit un cylindre autour d'une de ces droites. Les points contenus dans cette zone sont attachés à la droite correspondante. **À droite**, la droite à laquelle le plus de points ont été attachés est identifiée comme une trace (triangles bleus).

dants sont retirés. Un deuxième maximum est trouvé et retiré. L'opération continue jusqu'à ce que le seuil minimum de points qui définit une trace soit atteint.

Il faut donc faire plusieurs itérations pour remplir et vider précisément des histogrammes dans plusieurs projections à la fois. La transformation de Hough existe aussi en trois dimensions [68]. Chaque ligne est alors définie par quatre paramètres, ce qui augmente le temps de calcul de manière exponentielle [67]. Le temps de calcul s'allonge avec le nombre de voxels à traiter dans l'évènement.

3.1.2 Traitement aléatoire RANSAC

L'algorithme RANSAC (RANDOM SAMPLE CONSENSUS) permet d'interpoler des données contenant un large pourcentage d'erreurs [69]. Appliqué à notre problématique de points dispersés dans l'espace, comme dans la Figure 3.5 à gauche, l'algorithme RANSAC consiste à choisir aléatoirement un grand nombre de couples de points. Des droites sont définies à partir de chacun de ces couples de points, comme indiqué sur la Figure 3.5 au centre. On définit une distance $2R$ comme la largeur totale d'une trace. La valeur de R est arbitraire et dépend des conditions expérimentales. Un cylindre de rayon R , marqué par la zone bleue pour l'une des droites de la Figure 3.5 au centre est ainsi formé. Tous les points contenus dans ce cylindre sont considérés comme appartenant à la droite. La droite à laquelle appartiennent le plus de points est identifiée comme une trace. Sur la Figure 3.5 à droite, la trace constituée des points bleus a été identifiée par cette méthode. Le segment noir restant est le segment à partir duquel la trace a été identifiée. Une fois qu'une trace est trouvée, les points associés sont enlevés et une nouvelle itération est effectuée pour trouver la trace suivante. La procédure est répétée jusqu'à ce que le nombre de points restants soit en-dessous du seuil de définition d'une trace, à adapter en fonction des expériences.

La probabilité de trouver une trace dépend du nombre de points qui constituent la ligne, du nombre de points en dehors et du nombre d'itérations. Plus il y a de possibilités de former des couples de points formant des droites extérieures à la trace principale, plus il faut faire d'itérations pour trouver la bonne trace avec une certitude suffisante.

Une approximation du nombre d'itérations nécessaires ne faisant pas intervenir la largeur de la trace peut être calculée avec le nombre de points total N_{tot} et le nombre de points composant



FIGURE 3.6 – *Vision schématique d’une trace 2D enregistrée sur des pixels (verts) à gauche. Les pixels de base sont regroupés en pixels plus large de taille fixe (rouges) à droite. Les quatre pixels larges sont regroupés plus rapidement et la rupture entre pixels initiaux est lissée. L’information des pixels de base est ensuite utilisée par zone pour définir les traces.*

la trace N_{trace} selon la formule :

$$N_{iteration} = \frac{\ln(I_c)}{\ln(P(A))} \quad (3.2)$$

avec

$$\overline{P(A)} = 1 - \frac{N_{trace}(N_{trace} - 1)}{N_{tot}(N_{tot} - 1)}$$

la probabilité de choisir deux points dont au moins un n’appartient pas à la trace. $N_{iteration}$ est arrondi à l’entier supérieur et I_c est le pourcentage d’erreur toléré. Dans le cas de la Figure 3.5, 50 points sont dispersés au hasard dans l’espace et deux traces sont formées par 100 points aléatoirement disposés le long de l’axe de chacune. La probabilité de prendre deux points sur une seule des deux traces est $\frac{100 \times 99}{250 \times 249} \simeq 16\%$. Le nombre d’itération minimum est $N_{iteration} = 14$ avec 10% de chances de ne pas trouver la trace, $N_{iteration} = 27$ pour une chance de 1%, $N_{iteration} = 40$ pour une chance de 0.1% et ainsi de suite.

Cette technique s’applique directement en trois dimensions sans coût supplémentaire en mémoire ou en temps si ce n’est l’ajout d’une troisième coordonnée à comparer. Comme on ne connaît pas *a priori* la taille des traces ou la quantité de bruit, il est plus prudent d’utiliser une valeur du nombre d’itérations constant pour tous les évènements. Le but est alors de définir un nombre d’itérations qui permette d’identifier des traces même pour des évènements complexes. Afin de minimiser le temps de calcul, ce nombre ne doit pas être choisi trop grand. Cette technique est notamment utilisée dans l’AT-TPC de MSU pour des expériences n’utilisant pas de champ magnétique [70].

3.1.3 Méthode des agrégats

La méthode des agrégats est une technique s’appliquant directement en trois dimensions, comme RANSAC. Elle se décline en deux parties : le regroupement des voxels (élément de volume) en zones de traces, puis le regroupement des voxels en traces. Les zones de traces permettent de manipuler individuellement des régions éloignées de l’espace qui contiennent chacune des voxels. Les traces sont ensuite reconnues et définies par des ajustements linéaires tridimensionnels successifs des voxels contenus dans chaque zone de traces. Cette méthode a été initialement développée pour l’analyse de l’expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$. Des exemples tirés de cette expérience sont donc utilisés. En particulier, les histogrammes ont les dimensions du plan de pixels du démonstrateur (Figure 3.2). Comme on l’a vu aux Sections 2.4.1 et 2.5.1, l’axe du faisceau était masqué sur six lignes de pixels, ce qui explique qu’on ne voit pas de dépôt de charge dans la région allant des lignes de pixels 13 à 18, comprises.

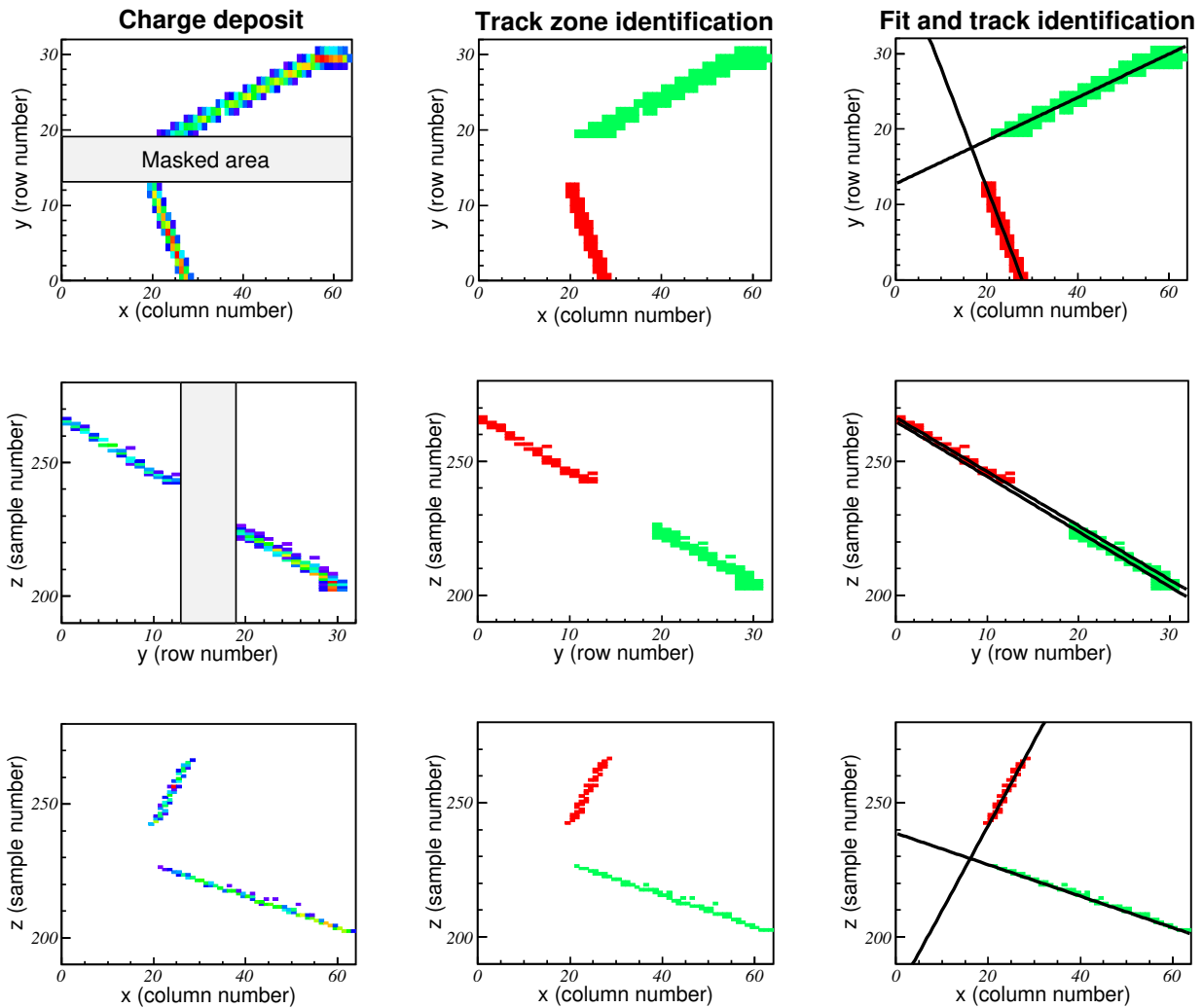


FIGURE 3.7 – Exemple de séparation en traces de l'expérience de diffusion résonnante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$. La **colonne de gauche** correspond aux données brutes, la **colonne du milieu** à l'identification en zones de traces et la **colonne de droite** à l'identification en traces. Dans ces deux derniers cas, les zones puis les traces sont identifiées à leur couleur. De haut en bas, les histogrammes représentent différentes projections de l'évènement. x correspond à l'axe du faisceau et z au temps d'arrivée des signaux. Le faisceau est masqué sur le plan de pixels.

Le regroupement des voxels en zones de traces se fait par condition de continuité. S'il y a des variations rapides des temps d'arrivée des signaux, cela peut générer des espaces entre les voxels qui sont problématiques pour leur regroupement. Il est donc intéressant de grossir et lisser les distributions de points. L'espace est découpé en grands voxels contenant les voxels initiaux. La Figure 3.6 illustre, en deux dimensions, l'utilisation d'un quadrillage de pixels fixes de grande taille (grands carrés à bords rouges sur la figure de droite) contenant les pixels de taille initiale (petits carrés à bords verts). Les pixels initiaux touchés sont colorés en bleu sur la figure de gauche. Quand un pixel de taille initiale est touché, le grand pixel auquel il appartient est identifié (coloration jaune sur la figure de droite). Les grands pixels voisins sont assemblés en une zone. Ainsi sur la Figure 3.6, au lieu de chercher les voisins de chacun des treize pixels initiaux pour les regrouper, on cherche les voisins de chacun des quatre grands pixels qui les contiennent. L'information sur la position et la charge des pixels initiaux est cruciale pour la précision de la reconstruction des angles et des longueurs des traces et est conservée. La transformation en grands pixels sert uniquement au regroupement des zones de traces pour gagner du temps et éviter des discontinuités accidentelles. La méthode s'applique directement

en trois dimensions avec des voxels en place des pixels. Dans l'espace tridimensionnel, trois fois plus d'itérations sont à effectuer pour chercher les voisins. Des traces séparées de plus d'un grand voxel sont contenues dans des zones de traces différentes.

Ces zones de traces sont définies, séparées et facilement manipulable. Comme des voxels *a priori* groupés se trouvent dans ces zones, c'est qu'ils peuvent former une trace. La Figure 3.7 illustre le traitement d'un évènement de l'expérience ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$. Les dépôts de charge dispersés dans le volume de l'évènement sont tracés dans les trois projections de l'espace sur la colonne de gauche. La zone cachée par le masque en aluminium est grisée. En divisant l'espace en grands voxels, deux zones de traces sont obtenues. Les points correspondants tracés dans la colonne centrale de la Figure 3.7 ont une couleur (rouge ou verte) qui dépend de la zone de traces à laquelle ils ont été affiliés. Comme les particules ont des trajectoires droites, les points contenus dans la zone de traces doivent être dispersés le long d'une droite. Un ajustement linéaire tridimensionnel des voxels contenus dans chacune de ces zones de traces est effectué. L'ajustement linéaire utilisé est une méthode analytique exposée dans la Section 3.3.1. Comme dans la méthode RANSAC, la distance entre les voxels de la zone de trace et l'ajustement est comparée à un rayon caractéristique r pour déterminer si ces voxels peuvent être associés à l'ajustement ou non. L'ajustement est considéré comme étant de qualité si plus de 90% des voxels de la zone de traces ont pu lui être associé. Seuls les voxels qui peuvent être associés à la trace sont conservés. Dans le cas de l'évènement de la Figure 3.7, les ajustements correspondants à chacune des zones de traces sont tracés sur la colonne de droite. Dans chacune des zones, les voxels sont tous suffisamment proches de l'ajustement de la zone pour lui être associé : les traces sont formées et identifiées par leur couleur sur les figures de la colonne de droite. Elles coïncident parfaitement avec le résultat de la zone de traces, une seule étape a donc été nécessaire pour identifier ces traces.

Des cas plus complexes peuvent se produire. On peut par exemple avoir une seule trace contenue dans plusieurs zones de traces ou plusieurs traces contenues dans une même zone de traces. Dans le premier cas, il suffit que les voxels initiaux de toutes les zones de traces soient comparés à l'ajustement de la zone de traces étudiée. S'ils peuvent lui être associé, c'est qu'il y a de forte chance qu'ils appartiennent à la même trace. En effet, comme on est en trois dimensions, il est très peu probable qu'un voxel qui ne fait pas partie de la trace réelle soit exactement dans l'axe de la trace reconstruite. Les voxels supplémentaires trouvés dans d'autres zones de traces sont associés à la trace reconstruite. Ce type de problème peut se produire pour des particules déposant peu d'énergie comparé à la gamme dynamique du système de détection : la trace mesurée est très fragmentée le long de la trajectoire. Une fois tous les voxels de la trace identifiés, ils sont à nouveau fittés.

Dans le deuxième cas, si plusieurs traces sont contenues dans une même zone de traces, elles restent assez éloignées les unes des autres. L'ajustement tombe entre les traces et moins de 90% des voxels sont associés à l'ajustement de la zone de traces, qui est de mauvaise qualité. Un traitement supplémentaire évite de rejeter tous ces évènements. L'espace de la zone de traces est découpé en des voxels de taille intermédiaire. Ce traitement est illustré pour des pixels dans un plan sur la Figure 3.8. Sur la figure de gauche, deux traces apparaissent dans le plan et sont regroupées dans des grands pixels de taille $4u_x \times 4u_y$ voisins. $u_x = u_y$ sont les unités de largeur des pixels du plan de pixels, soit la taille des pixels nommés initiaux. Par continuité, les deux traces sont regroupées dans la même zone de traces. Le fit des points contenus dans la zone passe entre les deux traces, et très peu de points sont dans le cylindre de rayon r entourant l'ajustement. Après le test de qualité de l'ajustement linéaire, le plan est redécoupé en des pixels de taille intermédiaire $2u_x \times 2u_y$. Avec le gain en résolution, les deux traces sont séparées dans deux zones de traces différentes. Une fois la procédure terminée, les nouvelles zones de traces trouvées dans la zone de traces initiale sont ajustées par une régression linéaire. Si ça ne suffit pas à rendre compte de tous les voxels de la zone initiale, la zone n'est pas prise en

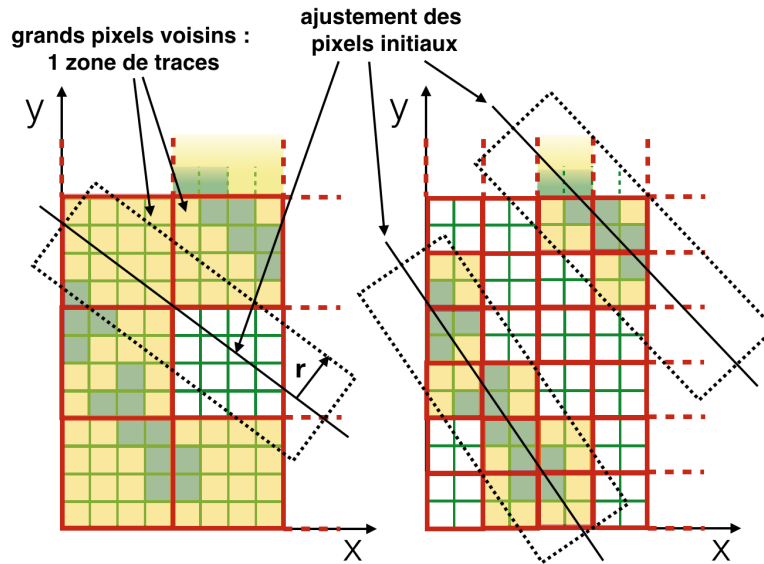


FIGURE 3.8 – Vision schématique de deux traces 2D enregistrée sur des pixels (verts). **À gauche**, lors du découpage en grands pixels, les deux traces sont contenues dans des grands pixels voisins, de sorte que la condition de continuité force l’assemblage de tous les grands pixels en une zone de traces. Très peu de voxels initiaux de cette zone sont à une distance de leur ajustement inférieure à r , qui correspond à la largeur maximale des traces pour l’expérience. **À droite**, suite à la mauvaise qualité de l’ajustement linéaire, la zone de traces est redécoupée en pixels de taille intermédiaire. Le gain en résolution permet de séparer les deux traces dans deux zones de traces différentes. Dans chaque zone, tous les petits pixels sont à une distance de l’ajustement de la zone inférieure à r .

compte dans la suite de l’analyse. Cela permet en particulier d’éviter de jeter des événements quand une zone de traces contient des voxels qui ne sont pas des traces mais du bruit dans le système de détection.

Une fois les traces identifiées, un seuil sur le nombre de voxels qu’elles contiennent permet de rejeter des traces qui s’apparentent plutôt à du bruit. Ce seuil dépend des conditions expérimentales. Une trace est définie à partir de cinq voxels dans l’expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$. Pour l’analyse des expériences d’ACTAR TPC et de son démonstrateur, les grands voxels ont été choisis de taille $4u_x \times 4u_y \times 8u_z$. u_z est l’unité de largeur des cellules de temps. Les voxels intermédiaires ont une taille de $2u_x \times 2u_y \times 4u_z$. La technique est appliquée avec succès sur la zone de traces bleue de la Figure 3.9 qui contient deux traces. Il n’y a pas de travail supplémentaire à fournir sur les zones de traces verte et rouge. À partir des trois zones de traces repérées par les trois couleurs de la colonne centrale, on identifie quatre traces, notées de couleurs différentes dans la colonne de droite.

Les traces étant identifiées, il faut vérifier si elles forment un événement physique ou si elles sont apparues par hasard dans la même fenêtre de temps de l’évènement électronique. On en voit l’exemple avec la Figure 3.9 où trois traces semblent corrélées dans les projections (xy) et (xz) , alors qu’une quatrième est arrivée plus tard en temps. La section suivante explique comment les traces sont regroupées en événements physiques et comment l’empilement est identifié pour traiter séparément les événements physiques superposés dans la fenêtre en temps.

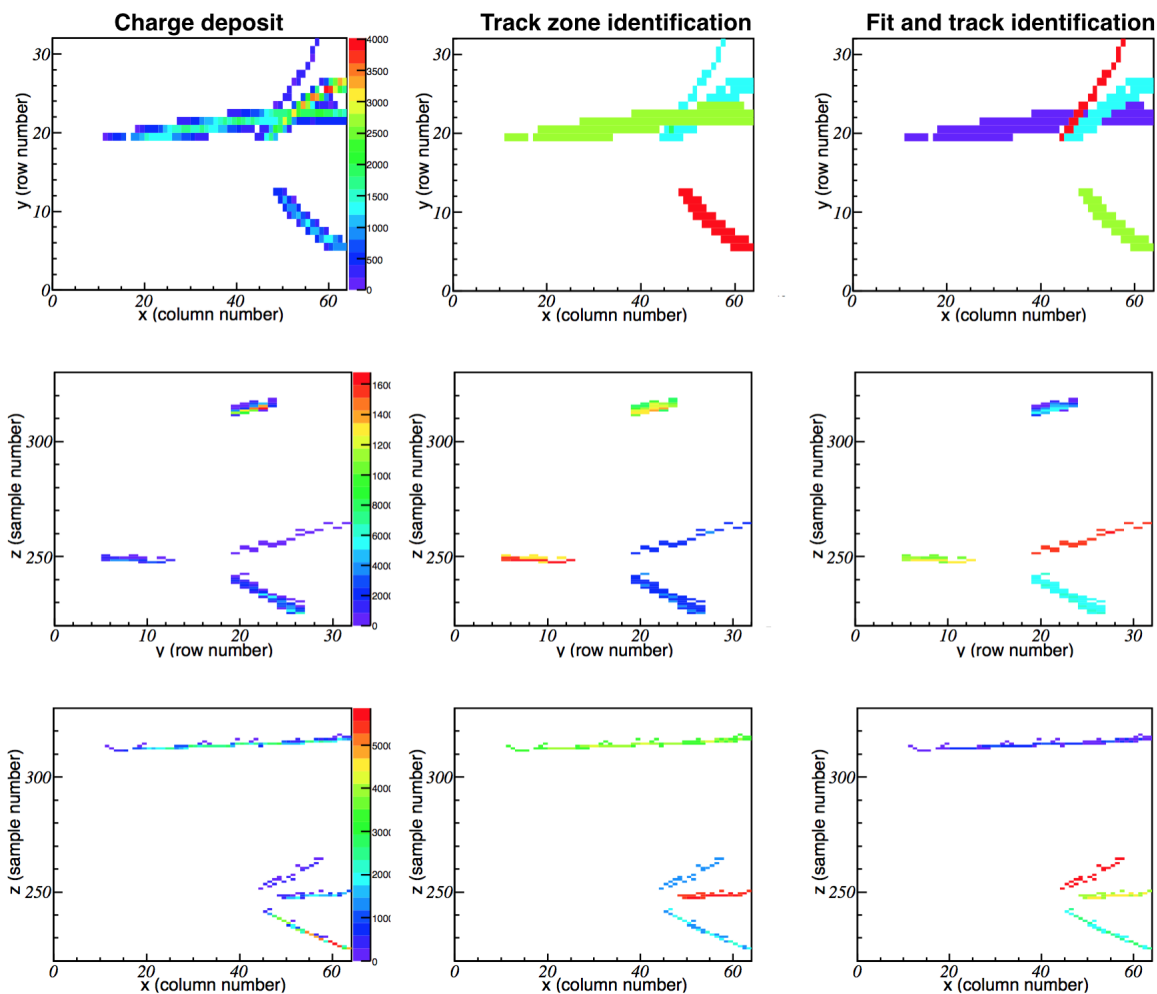


FIGURE 3.9 – Même chose que la Figure 3.7 pour un autre exemple d'évènements de l'expérience de diffusion résonnante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ où les traces sont identifiées. La couleur des pixels **au centre** et **à droite** indiquent leur appartenance à une zone de traces ou à une trace respectivement. Deux traces appartenant à une zone de traces (bleue) ont été séparées avec succès par la méthode des voxels intermédiaires.

3.2 Détermination d'évènements physiques

Avec le système GET (Section 2.3.1), un évènement électronique contient l'information sur les 512 cellules de temps enregistrées pour chaque pixel. Dans le cas de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$, la fréquence d'échantillonnage est de 6.25 MHz (Table 2.2). La fenêtre de temps est de $82\mu\text{s}$. À l'intensité de 10^5 pps, il y a environ huit particules par fenêtre de temps qui entrent dans le détecteur. Un évènement électronique peut contenir un empilement d'évènements physiques qui se sont produits à différents instants et ont été enregistrés dans la même fenêtre de 512 cellules de temps. Comme il y a un masque au-dessus du plan de pixels, les traces faisceau sont pour la plupart cachées, mais des évènements empilés peuvent être observés à cause de l'émission du faisceau, qui a parfois un angle qui le fait sortir du masque. À basse énergie, la section efficace de Rutherford est aussi plus élevée, donc la probabilité d'observer plusieurs évènements physique dans la même fenêtre en temps augmente. La Figure 3.10 indique pour chaque énergie faisceau le nombre de fois où, un (étoile noire), deux (rond rouge), trois (carré vert) ou quatre (triangle bleu) évènements physiques ont été reconstruits. Prendre uniquement les évènements électroniques lorsqu'un seul évènement physique apparaît nécessite de perdre 15 à 50 % des données selon les énergies faisceau. La récupération de l'empilement est nécessaire. Dans cette partie, on définit un **évènement** comme un évènement électronique et un **sous-évènement** comme un évènement physique. Chaque évènement peut être vide (selon le trigger), contenir un sous-évènement, ou plus. Chaque sous-évènement contient au moins une trace. Dans cette partie, on explique de quelle manière les traces identifiées par l'une des méthodes précédentes sont regroupées pour définir des sous-évènements lors d'un évènement.

3.2.1 Définition d'un vertex

Le vertex de réaction est le point où une réaction a eu lieu et d'où proviennent les produits de la réaction. Les traces formées lors d'un sous-évènement sont donc issues d'un même point. Chaque trace est définie par une équation de droite en trois dimensions et un sens de propagation du noyau associé. Si la trace apparaît en-dehors de la bande centrale où se situe le faisceau, le sens de propagation est choisi de la bande centrale vers l'extérieur. L'étude de l'intersection des droites permet de définir un ou plusieurs vertex de réaction, chacun associé à un sous-évènement et ses traces. L'étude est faite dans deux projections de l'espace, les plans (xy) et (xz) définis dans la Figure 3.7. On commence ici par le cas où deux traces seulement apparaissent dans un évènement.

Dans chaque projection, une intersection est définie pour chaque couple de droite. La posi-

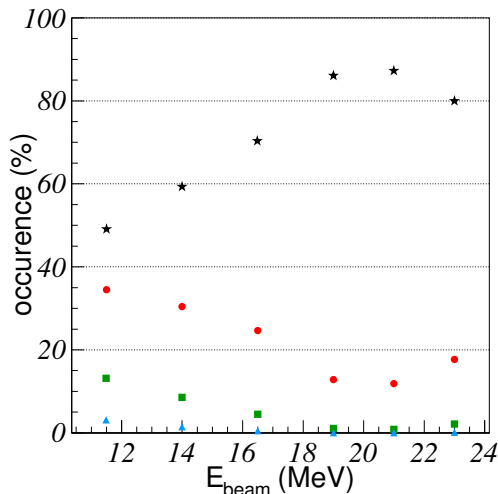


FIGURE 3.10 – Pourcentage d'évènements électroniques contenant un (étoile noire), deux (rond rouge), trois (carré vert) ou quatre (triangle bleu) évènements physiques, en fonction de l'énergie.

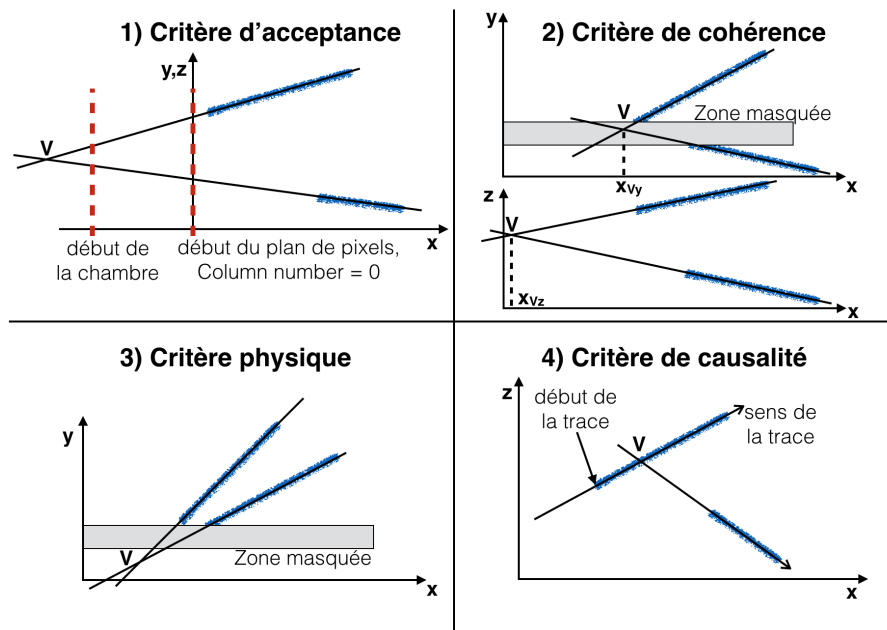


FIGURE 3.11 – Schémas des quatre critères d'évaluation des intersections de deux traces présentes dans un évènement électronique. Les traces sont les larges lignes bleues et les lignes noires sont leurs ajustements linéaires respectifs. **1)** l'intersection est en dehors du détecteur dans la projection (xy) et/ou (xz) : le critère d'acceptance est rejeté. **2)** l'intersection n'est pas à la même position en x dans les projections (xy) et (xz) : le critère de cohérence est rejeté. **3)** l'intersection est en dehors de la zone faisceau dans la projection (xy) : le critère physique est rejeté. **4)** l'intersection ne se trouve pas au début d'une des traces dans la projection (xz) : le critère de causalité est rejeté.

tion de l'intersection est soumise à des critères pour déterminer s'il s'agit d'un vertex de réaction ou d'une intersection entre deux traces décorréliées. Ces critères sont définis à partir de considérations géométriques et de problèmes de causalité dans le déroulement du sous-évènement, c'est-à-dire de l'évènement physique, à décrire. Il y a quatre critères de sélection, dont les cas de rejets sont schématisés sur la Figure 3.11 :

- 1. Critère d'acceptance :** la réaction à étudier se produit dans le détecteur. Un vertex ne peut être pertinent que s'il est contenu dans la chambre. Ce critère s'applique aux deux projections et indique que la position selon x du vertex ne peut pas être avant la fenêtre d'entrée du détecteur ni après la fin du plan de pixels (Figure 3.11 1)).
- 2. Critère de cohérence :** la réaction se produit au même endroit quelque soit la projection. La position en x des intersections doit être la même dans les deux plans étudiés (Figure 3.11 2)). À cause d'erreurs de reconstruction, la position en vertex calculée peut être légèrement différente selon les projections. Dans le cas où les traces sont déformées, cela peut notamment provoquer des différences en position de plusieurs millimètres. Ce critère dépend donc d'un paramètre fixé à la main.
- 3. Critère physique :** le faisceau réagit avec un constituant du gaz. Un vertex se produit donc uniquement selon l'axe du faisceau. Ce critère agit dans le plan (xy) . Si une intersection est trouvée pour une valeur de y en dehors de la zone faisceau centrale, elle ne peut pas correspondre à une réaction induite par le faisceau. Les deux traces sont considérées comme décorréliées (Figure 3.11 3)).
- 4. Critère de causalité :** les produits de réaction sont issus du vertex. Le vertex doit se trouver au début des traces. Si l'intersection est positionnée au milieu ou à la fin d'une des traces, elle ne peut pas correspondre à un vertex (Figure 3.11 4)). Le début et la fin de la

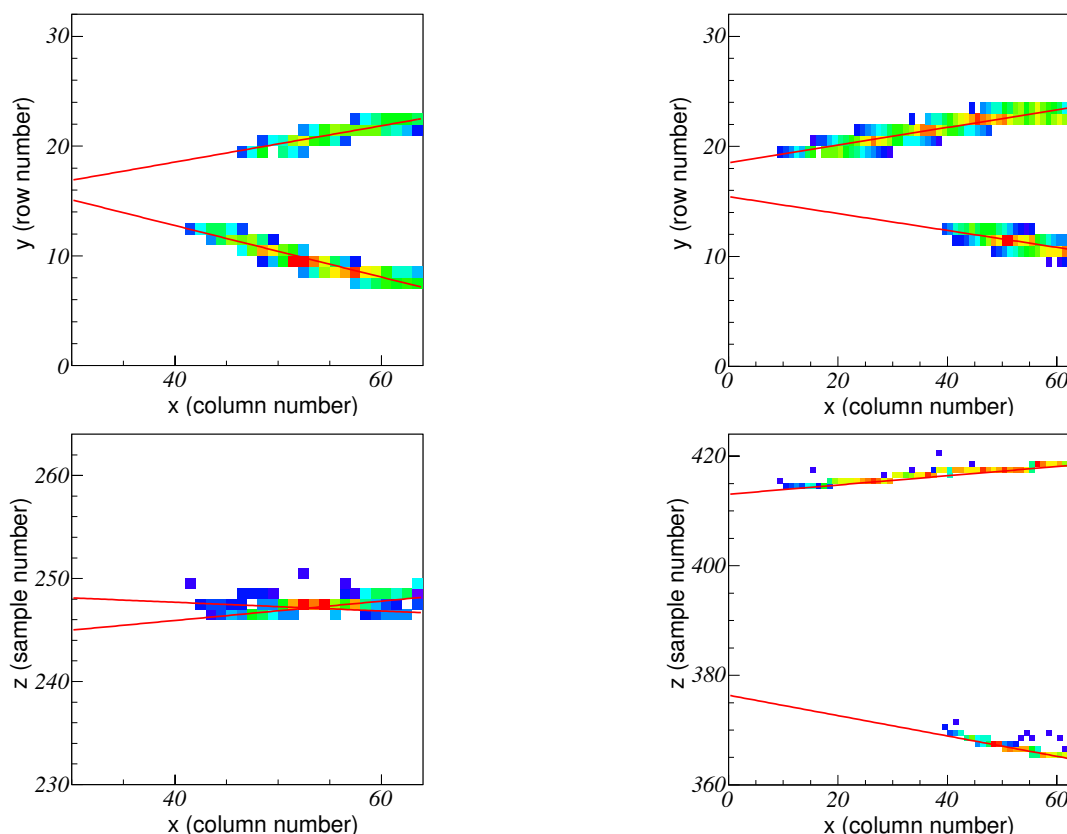


FIGURE 3.12 – Deux évènements issus de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ sont tracés dans les colonnes de gauche et de droite respectivement. Dans la projection (xy) , **ligne du haut**, un vertex qui satisfait aux quatre critères de base peut être défini pour chacun des deux évènements. On rappelle que la chambre de détection s'étend jusque dans les numéros de colonne négatifs. Dans la projection (xz) , **ligne du bas, à gauche**, le critère de causalité n'est pas vérifié. Mais comme les traces sont confondues en temps, on choisit de ne pas faire intervenir cette projection dans le choix du regroupement en sous-évènement. **À droite**, le critère d'acceptance n'est pas vérifié et les traces sont suffisamment séparées en temps pour être reconnues comme deux sous-évènements superposés.

trace sont donnés par le sens de déplacement du noyau associé défini à partir du plan (xy) . Ce critère s'applique dans le plan (xz) car la hauteur du faisceau dépend du déclenchement et des évènements. Dans le cas de sous-évènements empilés, certains peuvent se trouver à des hauteurs qui ne correspondent pas à un déclenchement particulier.

La position de l'intersection doit répondre aux quatre critères. Les deux traces de la Figure 3.7 en sont un exemple. Les intersections des deux ajustements linéaires tridimensionnels projetés et tracés sur la colonne de figures de droite permettent de définir des intersections dans toutes les projections. En observant les projections (xy) et (xz) , les intersections sont acceptées par les quatre critères. L'intersection est un vertex et les deux traces sont associées en un sous-évènement. On voit en particulier que dans la projection (yz) , les traces sont à peu près parallèles et les projections des ajustements ne se croisent pas. Il est beaucoup plus difficile de décrire une intersection cohérente dans cette projection. C'est pourquoi elle n'est pas utilisée.

Comme la projection en (xz) dépend du temps d'arrivée des charges, elle est particulièrement importante pour vérifier la corrélation de deux traces. Des exceptions s'ajoutent ensuite pour le traitement des cas particuliers. Deux traces confondues dans l'une des projections auront des équations très proches dans cette projection. L'intersection peut alors se trouver dans une zone rejetée par au moins un critère. Si l'intersection n'est pas acceptée par tous les critères,

les équations des deux droites sont comparées. Si les deux traces sont confondues dans cette projection, celle-ci n'est pas utilisée pour déterminer si les traces sont associées ou non. Si les deux traces sont éloignées, la projection est utilisée et sépare définitivement les deux traces en deux sous-événements différents. C'est généralement la projection (xz) qui est déterminante pour ce choix.

Un exemple est donné dans la Figure 3.12 où deux événements issus de la diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ sont projetés dans les plans (xy) et (xz) . Le faisceau est masqué des lignes de pixels 13 à 18 incluses. Pour l'évènement de la colonne de gauche, les deux traces sont confondues dans la projection (xz) et le vertex ne répond pas au critère de causalité. Une comparaison des deux équations de droite montre que les deux droites sont parfaitement confondues dans cette projection, qui est ignorée. Les critères sont vérifiés dans la projection (xy) , donc les deux traces sont associées en un sous-événement, c'est-à-dire un événement physique. Dans la colonne de droite, le vertex ne répond pas au critère d'acceptance dans le plan (xz) et les traces sont bien séparées dans cette projection : les deux traces sont reconnues comme deux sous-événements bien séparés.

3.2.2 Généralisation aux réactions à plusieurs corps et séparation de sous-événements empilés

Cette méthode se généralise lorsqu'il y a plus de deux traces dans la fenêtre en temps. On a alors une intersection pour chaque paire de traces considérée. Dans un événement électronique de 512 cellules de temps, ces traces multiples peuvent être regroupées en plusieurs sous-événements, c'est-à-dire plusieurs événements physiques. Il est possible d'avoir plus de deux traces dans un même sous-événement. Des critères supplémentaires permettent de rassembler les traces en sous-événements à partir des positions relatives des intersections.

Vertex et probabilité d'association

Dans un premier temps, le cas de plusieurs traces est traité pour une absence de faisceau au centre, c'est-à-dire en considérant qu'il est masqué. Cela arrive lorsque le faisceau a une intensité supérieure à 10^5 pps. C'était le cas de la diffusion résonante effectuée à l'IPNO pour l'analyse de laquelle cette technique a été développée. Cela se généralise si la zone faisceau a un gain différent qui ne permet pas de mesurer les dépôts de charge des noyaux de recul : on peut alors diviser l'espace en une zone faisceau et une zone pour les noyaux de recul. Dans ce cas la zone des noyaux de reculs a un "masque" dans l'algorithme, qui correspond à la zone faisceau.

Avec plus de deux traces apparaissant dans un événement, plus d'une intersection est définie et chaque trace compte plusieurs intersections. Dans le cas d'un sous-événement à N-corps, les intersections des traces correspondantes sont très rapprochées, voire confondues. Si les intersections appartiennent à différents sous-événements, elles sont plus dispersées. Des critères supplémentaires permettent d'organiser l'évènement avec les intersections acceptables. Une intersection est considérée comme acceptable si elle vérifie les quatre critères présentés dans la Section 3.2.1.

Dans le premier cas, deux critères permettent de déterminer si une trace appartient à un sous-événement à N-corps ou pas et s'appliquent dans les deux projections (xy) et (xz) :

5. **Critère de zone** : toutes les traces sont issues du même endroit. Les traces ayant des intersections acceptables, selon les quatre critères de base, dans une zone définie dans les deux plans de projection à la fois peuvent donc être regroupées en un sous-événement. C'est le cas des trois traces de la Figure 3.13 5) dans la projection (xz) , la même chose doit être vérifiée dans la projection (xy) .

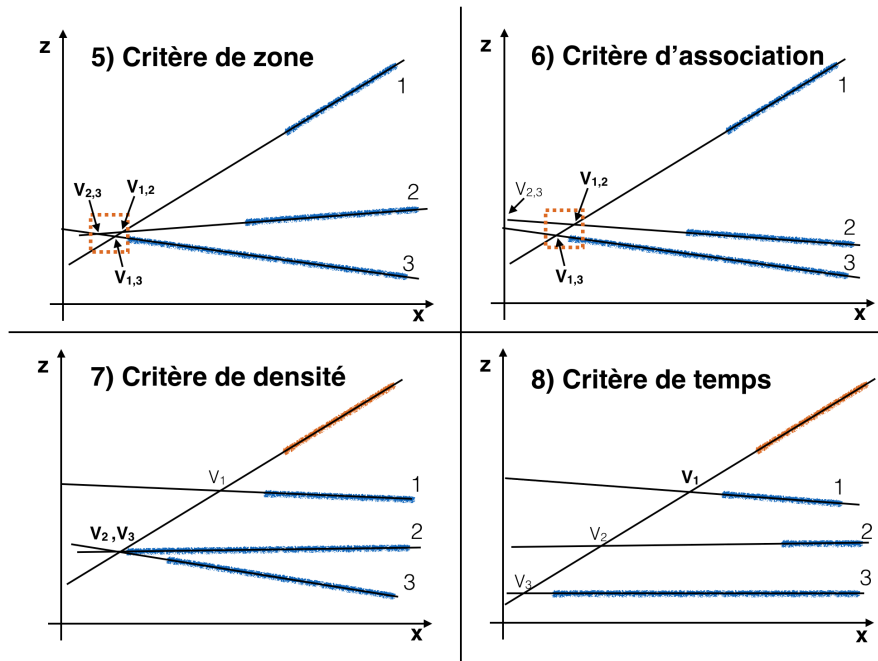


FIGURE 3.13 – Schémas des quatre critères d'évaluation des intersections supplémentaires lorsque plus de deux traces sont présentes dans un évènement électronique. Les traces sont les larges lignes bleues et les lignes noires sont leurs ajustements linéaires respectifs. Les traces oranges sont concernées par un choix de regroupement entre plusieurs possibilités. Les intersections écrites en gras sont celles qui sont utilisées à la fin du traitement. **5)** le carré tireté orange définit une zone et d'après le critère de zone, les trois intersections qu'il contient permettent de regrouper les traces correspondantes. **6)** l'une des intersections est en dehors de la zone, mais les deux intersections font intervenir trois traces, le critère d'association s'applique et les trois traces sont regroupées **7)** la zone de croisement avec les traces 2 et 3 est plus dense que la zone avec la trace 1 : d'après le critère de densité, la trace orange est regroupée aux traces 2 et 3 via V_2 et V_3 . **8)** Trois intersections différentes possibles : d'après le critère de temps, l'intersection la plus proche de la trace orange (V_1) est la bonne.

- 6. Critère d'association :** toutes les traces issues d'un vertex ne se croisent pas forcément au même endroit. Plus il y a de traces, plus il y a de chances que deux d'entre elles soient pratiquement parallèles entre elles dans l'une des projections. Ce critère permet de généraliser l'exception sur les traces confondues. Il suffit qu'une trace ait une intersection acceptable avec une trace associée au sous-évènement à l'intérieur de la zone dense en intersections pour qu'elle soit associée à l'évènement. C'est comme ça que les traces 2 et 3 de la Figure 3.13 6) sont associées par leur croisement avec la trace 1 alors qu'elles ne se croisent pas au même endroit.

Une région rectangulaire dans les projections (xy) et (xz) est utilisée pour définir la zone d'intersections. Cette région rectangulaire est déplacée autour d'une intersection de référence. En déplaçant la zone autour de l'intersection de référence un nombre maximum d'intersections dans la zone d'intersections est trouvé. Les intersections contenues dans la zone lorsque celle-ci a un nombre d'intersections maximum sont les intersections associées à l'évènement. Dans l'exemple de la Figure 3.13 5), le carré tireté orange contient trois intersections. Une autre position du carré aurait pu n'associer que deux voir qu'une seule intersection au sous-évènement. Il est possible d'en avoir trois au maximum, donc ces trois intersections identifient les traces associées au sous-évènement.

La zone d'association utilisée lors de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ fait $6u_x \times 6u_y$ dans la projection (xy), où $u_x = u_y$ est l'unité de largeur d'un pixel du plan de

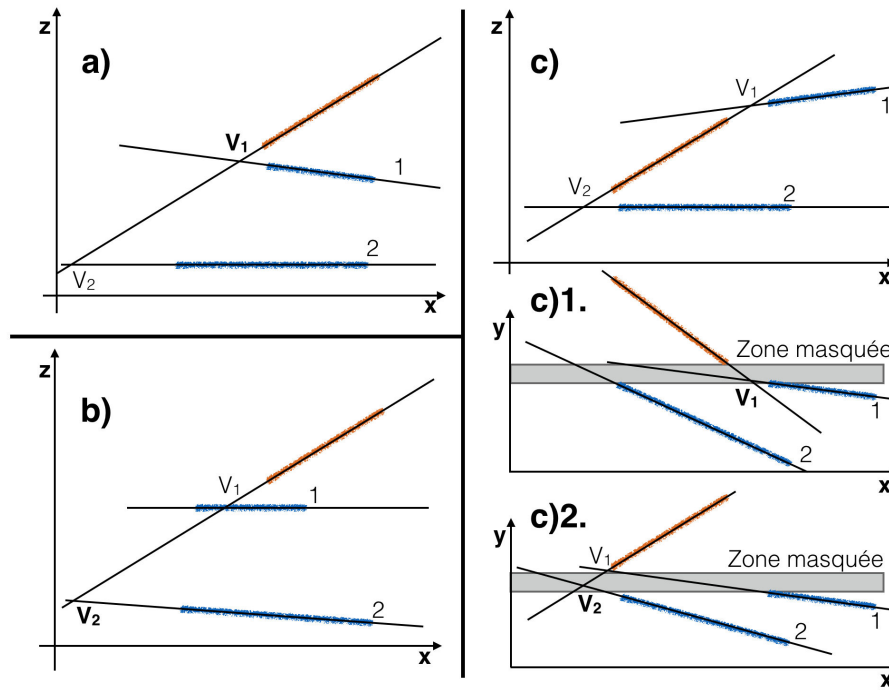


FIGURE 3.14 – Exemples de choix de regroupement en évènements en utilisant tous les critères sur les intersections. Les traits larges indiquent des traces et les traits fins les fits associés. La trace de couleur orange doit être associée à l'une des traces bleues dans les différents cas de figures a), b) ou c). c)1 et 2 correspondent à deux projections du plan de pixels possibles pour la projection dans le plan (xz) c). Elles permettent de définir l'axe faisceau et de donner le sens de propagation des produits. Chacune représente l'association de la trace orange à l'une ou l'autre des traces bleues. L'intersection notée en gras est celle finalement choisie.

pixels, et $6u_x \times 12u_z$ dans la projection (xz) , où u_z est l'unité de largeur d'une cellule de temps. La zone est déplacée demi-pixel par demi-pixel. Ces valeurs ont été déterminées empiriquement en vérifiant l'association en vertex de plusieurs centaines d'évènements. Leur valeur élevée permet de prendre en compte le problème des déformations. Ces paramètres peuvent être variés dans un contexte expérimental différent.

Les critères indiqués dans la section précédente continuent de s'appliquer pour définir si une intersection peut être interprétée comme un vertex ou non. Parmi les intersections qui restent, il faut ensuite déterminer si plusieurs intersections forment un seul sous-évènement. Si une trace possède plusieurs intersections non corrélées, qui peuvent chacune être interprétée comme un vertex, il faut déterminer celle qui correspond au sous-évènement réel.

Deux critères probabilistes supplémentaires sont utilisés dans la projection en (xz) pour faire ces choix :

7. **Critère de densité** : si plusieurs traces se croisent au même endroit, il est probable qu'elles appartiennent au même sous-évènement. Une trace qui peut être associée à plusieurs sous-évènements sera donc préférentiellement associée au sous-évènement contenant le plus de traces. Ce critère est appliqué sur la Figure 3.13 7) où la trace dessinée en orange doit être associée à la trace 1 ou aux traces 2 et 3. Par ce critère, elle est associée au groupe le plus nombreux, c'est-à-dire aux traces 2 et 3.
8. **Critère de temps** : à deux intersections de densités égales, il est plus probable d'associer les traces à l'intersection qui leur est le plus proche en temps. Le vertex est choisi comme l'intersection dont la position en temps minimise la différence de temps avec le début de la trace. Ce critère est appliqué sur la Figure 3.13 8) où la trace dessinée en orange doit

être associée à la trace 1, 2 ou 3. Par ce critère, elle est associée à la trace ayant une intersection valable la plus proche, la trace 1.

La Figure 3.14 illustre l'utilisation de plusieurs de ces critères. La trace de couleur orange doit à chaque fois être associée à l'un ou l'autre de deux événements superposés. Sur la Figure 3.14 (a), le critère de temps s'applique et V_1 définit le bon vertex. En revanche, sur la Figure 3.14 (b) V_1 est impossible du point de vue du critère de causalité, le critère de temps n'intervient pas et c'est V_2 qui définit le bon vertex. La Figure 3.14 (c) présente un cas où tous les critères sont respectés dans le plan (xz) mais ne permettent pas de choisir le vertex : dans la figure c), la trace peut venir du haut ou du bas. Il est nécessaire de vérifier la projection du plan de pixels. Si on se trouve dans le cas de c)1, les critères physique, et de causalité permettent d'éliminer V_2 . La position de V_2 en y est loin de la zone faisceau et la trace orange est coupée au mauvais endroit vis-à-vis de la trace 2. Dans le cas c)2, ce sont les critères de cohérence et de causalité qui permettent de choisir V_2 comme le bon vertex. La position de V_1 change entre les figures c) et c)2. et le sens de propagation du produit appliqué à la projection c) invalide V_1 .

Dans le cas où le faisceau est visible, une zone spéciale est associée au faisceau. Les conditions d'association dépendent uniquement des traces sortant de la zone faisceau après réaction. La zone faisceau fait office d'exception pour les critères. Un faisceau lourd est généralement peu dévié et forme une seule trace comprenant les traces avant et après réaction. Le critère de causalité sur l'intersection ne s'applique pas au faisceau : le faisceau peut être coupé en n'importe lequel de ses points. En cas de superposition de sous-événements, le critère de temps est utilisé pour associer le faisceau aux traces de produits de réaction. S'il y a plus de 3 corps en voie de sortie, le critère de densité est aussi utilisé. L'intersection doit toujours respecter l'ensemble des critères vis-à-vis des traces des produits. Le critère de causalité dans la projection (xz) est particulièrement utile dans le cas où le faisceau est présent.

Cas limites

Si le faisceau est visible, chaque trace faisceau permet de définir un sous-événement, c'est-à-dire un événement physique. La reconstruction de la trace du faisceau et donc du sous-événement est alors limitée par une taille minimale qui dépend de la taille caractéristique des voxels et de la diffusion longitudinale des électrons. Avec la définition des zones de trace, un grand voxel de taille 8 cellules en temps ne permet pas d'avoir une séparation d'événements plus proche que 16 cellules entre deux traces faisceaux empilées dans le même événement, pour les séparer dans deux zones différentes. Si la diffusion longitudinale des électrons est supérieure à la taille d'un grand voxel, la différenciation en événement demande une taille plus grande pour permettre d'avoir toujours un grand voxel de séparation entre les faisceaux. Les traces faisceau sont en effet trop diffuses en général pour permettre de les séparer à l'aide de voxels de taille intermédiaire sans se retrouver avec plusieurs zones de traces différentes. Cela veut aussi dire que, pour une bonne association des voxels en traces comme des traces en événements, il est nécessaire d'avoir une résolution en temps d'arrivée des dépôts de charge aussi précise que possible.

L'information sur un sous-événement peut être incomplète dans le cas où certaines traces ne sont pas prises en compte tandis que de mauvaises traces associées forment de mauvais sous-événements. La reconstruction des paramètres physiques de ces sous-événements donne de mauvais résultats qui sont associés à du bruit de fond. Le but de la reconstruction des traces et de la détermination des événements physiques est donc de maximiser les bonnes reconstructions sur l'ensemble des configurations d'événements possibles. Il y a toujours une certaine probabilité de mal reconstruire des sous-événements. Certains paramètres doivent être ajustés à la main en fonction des conditions d'expérience pour maximiser l'efficacité de reconstruction. Le rayon R du cylindre utilisé pour vérifier la correspondance d'un voxel à une trace ou la taille des zones de voxels en sont des exemples (Section 3.1.2).

3.3 Paramètres de base et simulations

3.3.1 Méthodes de reconstruction des angles

La séparation des traces dépend de la séparation des dépôts d'énergie dans l'espace. Elle est donc limitée par la taille des voxels et la diffusion transverse des électrons de dérive. Des traces plus fines sont ainsi séparées plus facilement. Contrairement au pouvoir de séparation, la résolution angulaire détermine la précision de reconstruction des angles. En particulier, elle est améliorée avec une large diffusion transverse des électrons qui permet une définition plus précise des points d'ionisation [71].

En effet, comme décrit à la Section 2.2, la diffusion transverse mène à un dépôt de charge qui suit une fonction Gaussienne centrée sur le point d'ionisation primaire. Comme illustré sur la Figure 3.15, si la trace fait un seul pixel de large, la précision est d'un pixel. La trace réelle peut avoir plusieurs positions ou plusieurs angles (lignes jaunes). Si elle est plus large, le calcul du barycentre des charges transversalement à la trace permet d'avoir une précision en position meilleure que la taille du voxel. Sur la figure, il n'y a qu'une seule possibilité : la symétrie du dépôt de charge implique un fit central. Il en résulte que, quand la résolution angulaire augmente, le pouvoir de séparation diminue. Une multiplicité transverse des traces de l'ordre de trois ou quatre pixels permet de faire un compromis entre les deux.

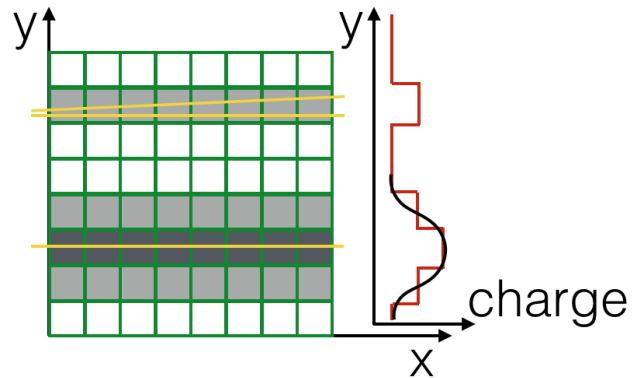


FIGURE 3.15 – Dépôts de charge de noyaux sur un plan de pixels. Le dépôt de charges est d'autant plus grand que le pixel est sombre. Avec les profils de charge transverses indiqués à droite, la précision sur la reconstruction d'une trajectoire est meilleure pour une trace large.

Deux méthodes de reconstruction des angles en trois dimensions sont utilisées pour les analyses d'expérience. Une première méthode, analytique et rapide, est en particulier utilisée pour l'association des points de l'espace en traces dans la méthode des agrégats. La deuxième méthode utilise le premier fit et se base sur une pondération barycentrique pour améliorer la précision de la reconstruction angulaire.

Traitement analytique

Le traitement analytique est adapté de [72]. La trace est fittée en trois dimensions à partir d'une méthode de régression des distances orthogonales. Le barycentre de la trace forme un premier point de sa droite caractéristique. L'ajustement linéaire de la trace implique d'obtenir une équation de droite de la trace en trois dimensions. Pour avoir l'équation de droite, il faut lui trouver un vecteur colinéaire. Le vecteur colinéaire est équivalent à une équation de plan qui lui est orthogonal. Le but est donc de trouver un plan orthogonal à la trace pour obtenir, en le combinant au barycentre de la trace, l'équation de droite de la trace.

La surface formée par la projection des points de la trace sur un plan de l'espace est minimale quand le plan est orthogonal à la trace. Le traitement analytique permet de trouver l'équation du plan qui minimise la surface. Une fois l'équation trouvée, le vecteur normal au plan et le barycentre définissent de façon unique l'équation de droite représentant l'axe de la trace. Les équations correspondantes sont données en détail dans [72].

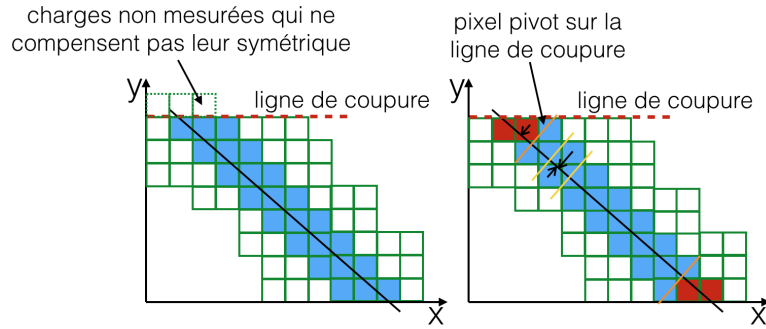


FIGURE 3.16 – Dépôts de charges en deux dimensions ajustés linéairement par pondération barycentrique. **À gauche**, la ligne de coupure fait que des charges ne sont pas prises en compte pour l’ajustement linéaire : il y a un biais dans la reconstruction de l’angle. **À droite**, un point pivot, dernier le long de la ligne de coupure est déterminé. Seuls les points dont la projection sur l’ajustement linéaire analytique sont compris entre les points pivots aux deux lignes de coupure sont pris en compte pour la pondération barycentrique (pixels bleus). Entre les deux lignes maximales, les pixels sont associés à une tranche de la trace qui dépend de la position de leur projection sur l’ajustement linéaire analytique.

Un poids peut être donné aux points pour tenir compte de la diffusion des électrons primaires et avoir une équation au plus proche de la réalité. Le fait que le dépôt d’énergie dépende de l’énergie de la particule peut introduire un biais pour des traces courtes de noyaux s’arrêtant dans le gaz [73]. Pour prendre en compte les dépôts de charge, il est plus intéressant de faire une pondération barycentrique perpendiculairement à un premier fit, comme traité dans la partie suivante. Le traitement analytique étant surtout utilisé pour permettre l’association des points en traces dans le cadre de la méthode des agrégats, il est suffisant d’utiliser la position des voxels sans utiliser leur poids.

Pondération barycentrique

Les pixels formant la trace sont projetés orthogonalement sur l’ajustement obtenu par le traitement analytique de tous les points de la trace, comme schématisé par les petites flèches sur la Figure 3.16 à droite. La droite de régression est découpée en segments de longueur fixe. Chaque segment contient un certain nombre de points projetés. Le barycentre de ces points avant projection est calculé en deux dimensions à partir de la charge déposée par pixel et de leur position sur le plan de pixels. La diffusion des électrons d’ionisation implique que les charges collectées sur les pixels transverses sont issues d’électrons qui parcourent plus de chemin et mettent plus de temps à arriver au plan de pixels. Pour rester cohérent, le temps associé au barycentre est pris comme le temps du pixel de la trace le plus proche du barycentre, généralement la charge centrale maximum. Le traitement analytique en trois dimensions expliqué ci-dessus est ensuite effectué pour obtenir un fit de la trace à partir des positions des barycentres en trois dimensions.

Les positions barycentriques le long de la trajectoire ont plus de sens physique que les positions des points individuels puisqu’ils prennent en compte la disposition des charges perpendiculairement à la trajectoire. La pondération barycentrique permet aussi de s’affranchir de certains biais à la bordure des zones de détection. En effet, comme expliqué sur la Figure 3.16 à gauche, en bordure de zone de détection, il y a une ligne de coupure, de sorte que des charges ne sont pas mesurées et ne compensent pas leur symétrie. Cela provoque un biais sur l’ajustement linéaire. Pour l’éviter, un point pivot est défini le long de chaque ligne de coupure pour enlever les points problématiques. Sur la Figure 3.16 à droite, on voit l’un des points pivots qui définit la limite à partir de laquelle des pixels ne sont plus pris (colorés en rouge).

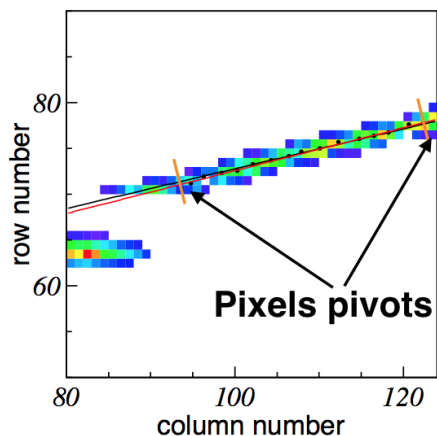


FIGURE 3.17 – Exemple de trace à laquelle est appliquée la méthode de pondération barycentrique. Comparaison entre les méthodes de traitement analytique (ajustement tracé en une ligne noire) et la méthode la pondération barycentrique, où l’ajustement (en rouge) est fait sur les barycentres des différentes tranches, notés par les points noirs.

La Figure 3.17 donne un exemple d’évènement pour la diffusion résonante $^{18}\text{O} + p$ traitée dans le Chapitre 4. Le fit analytique en noir et le fit barycentrique en rouge ont une différence d’angle laboratoire de 0.3° . La différence entre le traitement analytique et la pondération barycentrique dépend de la largeur de la trace et de son angle avec la ligne de coupure. Plus l’angle de la trace est proche de la ligne de coupure, plus la différence entre les deux angles est importante. De même avec la largeur de la trace.

3.3.2 Simulations et analyse des performances de reconstruction en angle

La détermination des paramètres physiques découle de la reconstruction des angles des traces obtenues sur le plan de pixels. Il est donc important de connaître les performances de reconstruction des traces. Les performances de reconstruction angulaire sont testées avec ACTARSim [63], programme de simulation basé sur GEANT4 [64, 65]. Dans ce programme, la géométrie d’ACTAR est fixée avec la possibilité d’utiliser la géométrie du démonstrateur ou du détecteur final. Le gaz et les réactions sont alors choisies par l’utilisateur de même que les intervalles de vertex et d’angle centre-de-masse parcourus par la particule. Des points d’ionisation successifs forment les traces dans GEANT4. Pour chacun de ces points, la dérive des électrons est ensuite simulée dans ACTARSim par une fonction Gaussienne dépendant de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, de leur diffusion et de la hauteur entre le plan de pixels et le point d’ionisation. Le signal est enfin digitalisé sur le plan de pixels selon la forme des pixels voulue, carrée dans le cas d’ACTAR TPC.

Des traces ayant un angle donné sont générées et la reconstruction angulaire du programme d’analyse est comparée à la valeur d’angle choisie au départ : $\Delta\theta_{lab} = \theta_{lab\ reconstruit} - \theta_{lab\ GEANT4}$. Comme GEANT4 simule le trajet d’une particule dans le gaz, le parcours des particules est modulé par la *straggling*. La résolution en angle lors de la reconstruction des traces ne correspond donc pas seulement à la forme des pixels et à la méthode de reconstruction mais prend en compte la *straggling*. Pour connaître son influence sur la reconstruction en angle, la résolution angulaire est systématiquement comparée aux valeurs de *straggling* données par LISE++ [74].

Simulations et analyse

La reconstruction des traces est vérifiée pour différents paramètres. La précision de la technique, de même que la résolution de la reconstruction, sont étudiées. Plusieurs réglages de paramètres sont effectués avec 10000 tirages par réglage pour maximiser la statistique. Des réactions élastiques entre du lithium et de l’hélium sont simulées dans des conditions similaires à l’expérience de l’IPNO. Cela permet de vérifier la précision de la reconstruction des angles et

Paramètre	Valeur de réglage						
Variation en ϕ avec $\theta_{2D\ He} = 45^\circ$ constant							
E_{reac} (MeV)	17	17	17	17	17	20	
ϕ ($^\circ$)	0	20	40	50	60	70	
θ_{cm} ($^\circ$)	90	86.44	74.91	65.46	53.13	37.76	
Variation en θ_{cm} avec $\phi = 0^\circ$ et $E_{reac} = 15$ MeV constants							
θ_{cm} ($^\circ$)	30	40	50	60	70	80	
$\theta_{2D\ He}$ ($^\circ$)	75	70	65	60	55	50	
$\theta_{2D\ Li}$ ($^\circ$)	11.9	15.8	19.6	23.3	27	30.5	
Variation en E_{reac} avec $\phi = 0^\circ$ et $\theta_{cm} = 80^\circ$ constants							
E_{reac} (MeV)	3	4	5	7	10	12	15
E_{He} (MeV)	1.19	1.59	1.98	2.77	3.96	4.75	5.95
R_{He} (mm)	26.1	31.3	41.8	41.8	41.8	41.8	41.8
E_{Li} (MeV)	1.81	2.41	3.01	4.22	6.03	7.24	9.05
R_{Li} (mm)	23.7	31.6	39.5	59.3	63.4	63.4	63.4

TABLE 3.1 – Réglages pour l'étude de la précision de l'algorithme de reconstruction en fonction de l'angle azimutal ϕ , de l'angle 2D des traces sur le plan de pixels θ_{2D} ou de la longueur des traces au-dessus du plan de pixels. Les traces simulées commencent au pixel (8,16) dans la géométrie du démonstrateur ACTAR TPC (64×32 pixels).

des vertex de réaction avant d'étudier les traces déformées de cette expérience. Avec différents noyaux, la qualité de la reconstruction en fonction du *stragglings* et des différentes largeurs de traces est aussi testée. Une réaction est simulée au point de numéro de colonne 8, de numéro de ligne 16, à mi-hauteur de la cage de champ du démonstrateur sans avoir d'interaction du faisceau avec le gaz en amont de la réaction. Le faisceau n'est donc pas sujet au *stragglings* et n'influe pas sur la résolution en angle ni sur l'énergie de réaction. Pour chaque réglage de la simulation, il y a deux traces en sortie, étudiées indépendamment l'une de l'autre.

On cherche à connaître la précision de la reconstruction en fonction de trois paramètres des traces :

- L'angle azimutal ϕ , angle dans la projection yz, qui dépend de la variation du temps d'arrivée des charges sur les pixels le long de la trace.
- L'angle en deux dimensions θ_{2D} , angle dans la projection xy, qui dépend de la discrétisation en pixels.
- La longueur des traces sur le plan de pixels et en particulier l'énergie des particules.

Ces paramètres sont variés en fixant les autres. Les angles azimutal et 2D sont définis sur la Figure 3.2 à gauche. D'après cette figure, l'angle laboratoire est obtenu par la formule :

$$\tan \theta_{lab} = \frac{\tan \theta_{2D}}{\cos \phi}. \quad (3.3)$$

Notamment, θ_{2D} varie avec ϕ à angle laboratoire θ_{lab} fixé. L'angle laboratoire de l'hélium est de ce fait adapté à l'angle azimutal pour conserver θ_{2D} constant. Cette adaptation correspond à l'hélium mais pas au lithium qui change de θ_{2D} . La Table 3.1 résume l'ensemble des réglages utilisés pour la simulation. La Figure 3.18 montre la distribution de reconstruction obtenue pour le lithium dans le cas du premier réglage de la Table 3.1 : $E_{reac} = 17$ MeV, $\phi = 0^\circ$ et $\theta_{cm} = 90^\circ$. La figure de gauche donne la distribution en angle reconstruit avec la méthode de pondération barycentrique. La moyenne de l'ajustement gaussien $\langle \Delta \theta_{lab} \rangle$ définit la *précision* de la reconstruction et la résolution de la gaussienne $\sigma_{\theta_{lab}}$ donne la résolution angulaire. Sur

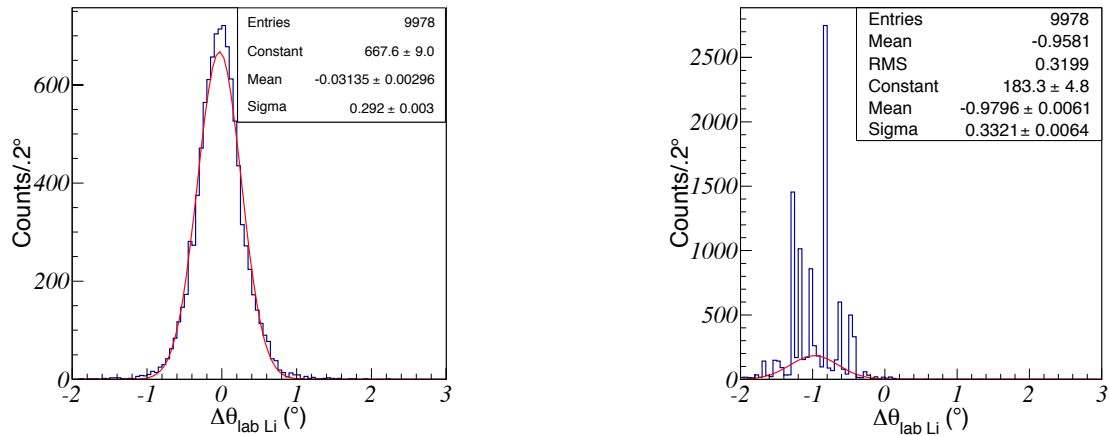


FIGURE 3.18 – *Distribution des reconstructions en angle de noyaux de lithium simulés avec GEANT4 parcourant un mélange de gaz He: CO₂ 93: 7 à 1 bar (voir Section 3.3.4 pour le choix du gaz). Ces distributions ont été obtenues pour le premier réglage donné dans la Table 3.1. À gauche, la reconstruction utilise la pondération barycentrique. À droite la reconstruction utilise directement le fit analytique des charges. $\Delta\theta_{lab} = \theta_{lab\ reconstruit} - \theta_{lab\ GEANT4}$ donne la précision de la reconstruction angulaire. Le sigma des distributions, donne la résolution angulaire de la reconstruction.*

la Figure 3.18, la précision en reconstruction est par exemple de $\langle \Delta\theta_{lab\ Li} \rangle = -0.031^\circ$ et la résolution est de $\sigma_{\theta_{lab}} = 0.292^\circ$.

Sur la Figure 3.18, la figure de droite montre un problème récurrent avec la régression linéaire par la méthode de traitement analytique : la discrétisation dans certains cas de la reconstruction angulaire. Ce sont des effets provenant de l’aspect discret des pixels et de la méthode de reconstruction. Dans ce cas, comme il est montré sur la figure de droite, l’ajustement par une fonction gaussienne ne prend pas en compte les pics individuels et permet de déduire une moyenne et une résolution. Ces effets disparaissent lorsque la valeur des charges est prise en compte. C’est en particulier le cas avec la méthode de pondération barycentrique expliquée dans la section précédente.

Les valeurs de précision et de résolution sont tracées pour les différents réglages en angle sur la Figure 3.19 et en énergie sur la Figure 3.20. Les ronds rouges correspondent au fit des barycentres de la trace tandis que les carrés bleus correspondent au fit par traitement analytique des voxels. Avec la simulation GEANT4, les traces simulées sont sujettes au *straggling*. Le *straggling* correspond à la distribution en angle final de la particule après une certaine longueur de gaz traversée. Pour estimer l’effet du *straggling* sur la résolution reconstruite, on la compare à la valeur du *straggling* donnée par LISE++ pour chacun des paramètres d’énergie et de longueur de trace des noyaux traversant la chambre. On remarque sur les Figures 3.19 et 3.20 que les résolutions angulaires sont les mêmes pour les deux techniques de fit et suivent le *straggling* donné par LISE++, qui est noté par les triangles noirs.

Sur l’ensemble des graphiques, on peut constater que la pondération barycentrique donne de meilleurs résultats en précision que le traitement analytique simple, sujet à des erreurs systématiques supérieures à 0.5° . Les discontinuités dans la précision de l’ajustement linéaire analytique proviennent aussi de la discrétisation des pixels et du poids égal que tous les pixels ont dans cette méthode. Cela s’observe en particulier sur la Figure 3.18, où la pondération barycentrique donne une erreur sur la précision proche de 0° alors que le traitement analytique simple donne une erreur sur la précision de plus de 1° . La précision $|\langle \Delta\theta_{lab} \rangle|$, inférieure en moyenne à 0.3° par la méthode de pondération barycentrique, est satisfaisante. Elle est semblable à la précision de 0.5° trouvée avec la cible active Maya pour du ^9Li [71]. Les régressions linéaires des traces sont obtenues à partir de toute la trajectoire. La résolution doit être meilleure que le *straggling*,

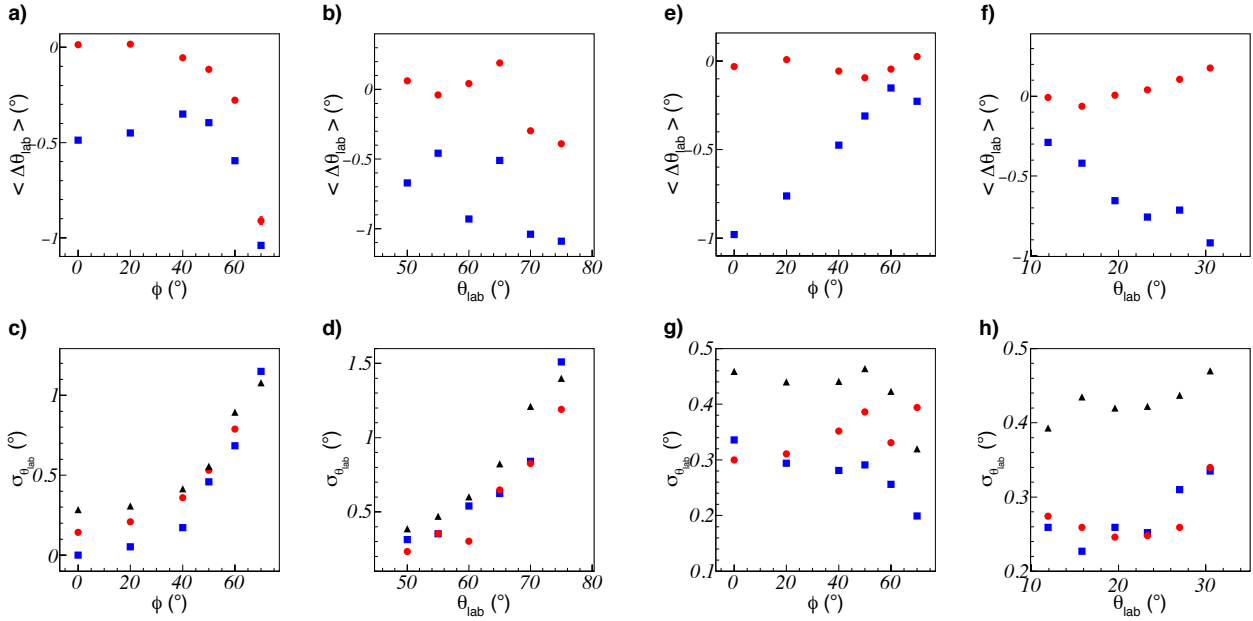


FIGURE 3.19 – Écart entre l'angle laboratoire simulé et l'angle reconstruit par le programme d'analyse en fonction de l'angle azimutal (a) et e)) et de l'angle laboratoire pour $\phi = 0^\circ$ (b) et f)). Résolution sur la reconstruction de l'angle laboratoire simulé en fonction de l'angle azimutal (c) et g)) et de l'angle laboratoire pour $\phi = 0^\circ$ (d) et h)). Les noyaux simulés avec GEANT4 parcourent un mélange de gaz He:CO₂ 93:7 à 1 bar. Les figures a)-d) correspondent à des noyaux de ⁴He reconstruit, les figures e)-f) à des noyaux de ⁶Li. Les carrés bleus correspondent au résultat du traitement analytique simple et les ronds rouges au résultat de la pondération barycentrique. Les triangles noirs indiquent les valeurs en σ du straggling calculé avec LISE++ pour la longueur de parcours dans le gaz et l'énergie correspondante.

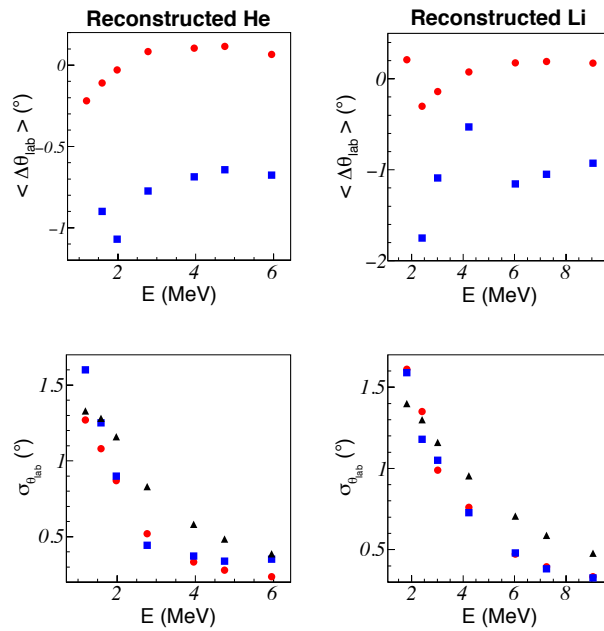


FIGURE 3.20 – Même chose que la Figure 3.19 en fonction de l'énergie des particules. À gauche, il s'agit de l'hélium reconstruit et à droite du lithium. La ligne du haut donne la précision en reconstruction et la ligne du bas la résolution.

ce qui se vérifie en analysant la simulation sur l'ensemble des figures. Si une partie de la trace manque, par exemple si elle est masquée dans la zone faisceau, le début de la trajectoire n'est pas moyenné et la résolution est dégradée.

Limites de reconstruction

On a décrit ici les capacités de la reconstruction dans le cas général. La limite de reconstruction des traces dans le détecteur est atteinte lorsque la longueur des traces est du même ordre que leur largeur. Cet effet se voit sur la Figure 3.20 où l'énergie des noyaux reflète en partie leur longueur de parcours dans le gaz suivant la Table 3.1. La précision de reconstruction de l'hélium et du lithium commence à diminuer à partir du moment où le noyau s'arrête au-dessus du plan de pixels. Dans les deux cas, la résolution angulaire s'approche de plus en plus du *stragglng* calculé avec LISE++ et finit par le dépasser.

Un effet similaire s'observe pour l'hélium sur la Figure 3.19 a) et c), qui montre la qualité de la reconstruction en fonction de l'angle azimutal. Plus la particule part à la verticale, plus les écarts sur la précision en reconstruction augmentent. Cela vient notamment du fait que la longueur de la trace projetée sur le plan de pixels devient de plus en plus petite, c'est-à-dire que de moins en moins de points sont utilisés par la méthode de pondération barycentrique. Le lithium de haute énergie continue de parcourir une large portion de plan de pixels et ce problème n'apparaît pas pour la reconstruction.

Une autre restriction s'applique quand la zone utile du plan de pixels devient plus faible pour une réaction donnée. Une réaction se produisant en fin de plan de pixels laissera par exemple une marge trop petite pour bien reconstruire les traces. De même, quand une zone faisceau est définie par exemple avec l'utilisation d'un masque ou d'un gain différent, une portion centrale du plan de pixels peut manquer pour certaines traces (Figure 3.7 et 3.17). Plus les traces ont des angles 2D faibles, plus elles sont masquées par la zone faisceau. Le *stragglng* sur la partie masquée n'est pas moyenné avec le reste de la trace, la résolution en reconstruction est moins bonne. Si les effets de dégradation sont importants pour des angles, des points d'arrêt ou encore des énergies donnés, ils doivent être pris en compte dans le calcul d'acceptance du détecteur.

3.3.3 Reconstruction des vertex et des points d'arrêt

Évaluation du point de réaction

Plusieurs méthodes existent pour l'évaluation du point de réaction, l'intersection des traces ou la variation rapide du dépôt de charge en sont des exemples. Le regroupement des traces en sous-événements détermine déjà l'existence d'un vertex (Section 3.2.1). Le fit de toutes les charges, plus simple et plus rapide que le calcul des barycentres, est utilisé pour le regroupement. En revanche, le traitement analytique est sujet à des erreurs systématiques en angle. Cela se traduit par une erreur systématique de 0.33 mm sur la position en vertex : $|\langle \Delta x_{vertex\ c} \rangle + 0.33| < 0.1$ mm dans le cas du traitement analytique simple. La position du point de réaction permet de déterminer une énergie de réaction en utilisant des tables de pertes d'énergie. Cette erreur, négligeable pour un bon regroupement des traces en sous-événements, diminue donc la précision de reconstruction de l'énergie de réaction.

La précision du fit des barycentres de la trace est de $|\langle \Delta x_{vertex\ b} \rangle| < 0.1$ mm, sans erreurs systématiques. Il est donc utilisé pour déterminer le point de réaction une fois que le sous-événement est considéré comme intéressant pour l'expérience réalisée. Dans l'ensemble des réactions étudiées ici, deux traces ont toujours été utilisées pour déterminer le point de réaction. Dans le cas de l'expérience ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$, les deux noyaux ont des masses proches. Ils sortent généralement tous les deux de la zone masquée en même temps et peuvent être fittés pour calculer le vertex. Dans le cas de faisceaux plus lourds, seul un noyau de recul s'échappe de

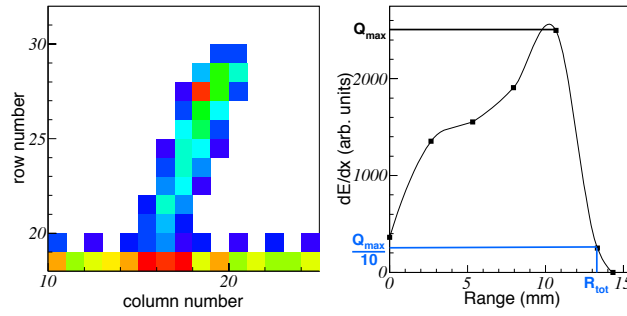


FIGURE 3.21 – **À gauche**, trace d'un noyau d'hydrogène sur le plan de pixels. **À droite**, profil de charge de la trace et évaluation du point d'arrêt. La longueur de parcours R_{tot} est calculée comme le point où la charge déposée vaut un dixième de la charge maximale. Les points du faisceau ne sont pas pris en compte dans la définition du profil.

la zone du faisceau, le noyau lourd étant peu dévié après réaction. La trajectoire du faisceau permet alors d'avoir une deuxième trace pour calculer le vertex.

Évaluation du point d'arrêt

Lorsque les particules s'arrêtent au-dessus du plan de pixels, il est possible d'étudier leurs longueurs de parcours pour remonter à leur énergie totale en utilisant des tables de pertes d'énergie. C'est par exemple ce qui a été fait pour les protons de recul lors du test sous faisceau de ^{58}Ni . L'étude du profil de charge du faisceau pour obtenir le parcours total de la particule faisceau permet aussi d'extraire des informations sur l'énergie de réaction. Cette particularité, utilisée lors du commissioning du détecteur final ACTAR TPC, est détaillée dans le Chapitre 4.

La reconstruction du profil de charge utilise une méthode similaire à la pondération barycentrique. La droite de régression de la trace est découpée en segments de longueur fixe sur lesquels sont projetés les voxels formant la trace. Un exemple de trace dont il faut obtenir un profil est indiqué sur la Figure 3.21 à gauche. Les charges des voxels projetés sur chaque segment sont sommées. Un profil de charge peut alors être tracé (Figure 3.21 à droite). Le maximum du profil, sans tenir compte de la trace faisceau, est déterminé. Le point de la descente qui atteint un certain pourcentage du maximum définit le point d'arrêt de la particule sur le plan de pixels. Une interpolation linéaire du profil de Bragg assure la continuité du profil pour la détermination du point d'arrêt. La longueur totale de gaz parcourue par la particule R_{tot} est alors calculée comme la distance entre le point d'arrêt et le point de réaction calculé à partir des fits de la trace et du faisceau. Dans le cas du test avec le ^{58}Ni , le pourcentage de la charge maximum choisi pour la détermination du point d'arrêt des noyaux d'hydrogène est 10%. Ce choix est basé sur la diffusion du dépôt de charge mesuré sur le plan de pixels pour les traces d'hydrogène.

La limite de cette technique apparaît pour des noyaux d'énergie trop faible. En effet, s'ils apparaissent sur le plan de pixels en étant déjà dans la descente du profil de Bragg, le maximum n'est pas connu et la définition de R_{tot} varie en fonction du point de perte d'énergie à partir duquel la trace devient visible. Les noyaux de carbone de recul étaient sujet à ce problème dans le cas du test sur le ^{58}Ni . L'autre problème pour ces noyaux était que leurs dépôts de charges étaient saturés. La détermination du maximum n'était donc pas possible à partir de la mesure des charges brutes. La technique analytique de [60] utilisée sur S π RIT et mentionnée dans la Section 2.5.2 peut aussi corriger ces problèmes dus à la saturation de certains pixels.

3.3.4 Modélisation du gaz et reconstruction des pertes d'énergie

Une fois que le point de réaction et/ou les longueurs de parcours sont mesurés, on peut utiliser des tables de pertes d'énergie des noyaux dans le gaz pour en déduire l'énergie des noyaux au vertex ou leur énergie totale lorsqu'ils s'arrêtent au-dessus du plan de pixels. La qualité de la reconstruction des énergies dépendra alors de la validité des tables de pertes d'énergie.

Propriétés de différents modèles

L'interaction des particules chargées avec le gaz est un processus statistique qui n'est pas encore bien simulé à ce jour. Des modèles basés sur des pertes d'énergie moyennes mesurées pour quelques noyaux sont extrapolés à l'ensemble des isotopes. C'est par exemple le cas de SRIM [75, 76], GEANT4 [64, 65] ou ATIMA [77]. Ces trois programmes sont basés sur une simulation statistique moyenne. Dans le cas de GEANT4 ou de TRIM, variante de SRIM, il est de plus possible de calculer une probabilité d'interaction avec le gaz pas à pas. Une simulation particule par particule est alors possible et donnera des résultats variables événement par événement comme pour une véritable expérience, avec les effets de *straggling* reproduits par construction. L'un des problèmes, notamment de GEANT4, est que la variation de l'état de charge lors du parcours n'est pas prise en compte. Ce phénomène statistique est en effet trop lourd à simuler puisqu'il dépend des sections efficaces atomiques pour ajouter ou enlever un électron à l'ion à chaque pas. L'ion incident est considéré comme ayant la même charge tout au long de son parcours et les pertes d'énergie ne sont plus dispersées autour des pertes moyennes attendues. Dans l'approche statistique globale de SRIM, ce phénomène est pris en compte directement en utilisant une perte d'énergie moyenne phénoménologique qui contient nécessairement les distributions d'état de charge.

Les tables et la probabilité d'interaction sont obtenues dans tous les cas pour un ion léger, par exemple le proton. Elles sont ensuite étendues aux autres isotopes par un facteur correctif dépendant de leur charge. Si des différences avec les résultats expérimentaux sont observées, des facteurs correctifs supplémentaires peuvent être ajoutés pour rendre compte de ces différences. Un exemple de correction pour des ions lourds de faible énergie à ajouter à SRIM est donné dans [78].

La précision de ces tables est cruciale pour l'analyse de données puisqu'elles permettent de reconstruire les énergies du projectile et des produits de réaction au vertex. L'utilisation de tables de pertes d'énergie inadaptées engendre donc des erreurs systématiques à vertex donné sur l'énergie de réaction. Dans une cible active, on peut utiliser le gaz dans une configuration cible épaisse pour ralentir le faisceau jusqu'à plusieurs MeV et mesurer la réaction à différentes énergies de réaction. Un décalage est alors obtenu lors de la reconstruction de la fonction d'excitation. Les erreurs systématiques seront différentes pour différentes énergies de réaction, c'est-à-dire de parcours des particules. Cela peut aussi résulter en une perte de résolution de l'énergie d'excitation intégrée sur l'ensemble des énergies de réaction couvertes.

Test des modèles dans le cas de l'expérience ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$

Un résumé des variations dans les calculs de perte d'énergie entre les modèles pour le cas de l'expérience ${}^6\text{Li}$ dans un mélange He : CO₂ 95 : 5 à 1000 mbar est présenté dans la Figure 3.22. Les points expérimentaux sont mesurés avec les événements faisceaux entrant dans les DSSD dans le cas du ${}^6\text{Li}$ et avec une source 3α composée d'un mélange de ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Am}$ et ${}^{244}\text{Cm}$ faisant face aux détecteurs Si latéraux. Les enregistrements en source α ont été effectués durant l'expérience pour vérifier le mélange de gaz. Les barres d'erreur sont estimées à partir de la déviation standard en énergie mesurée dans les détecteurs auxiliaires. Cette déviation standard

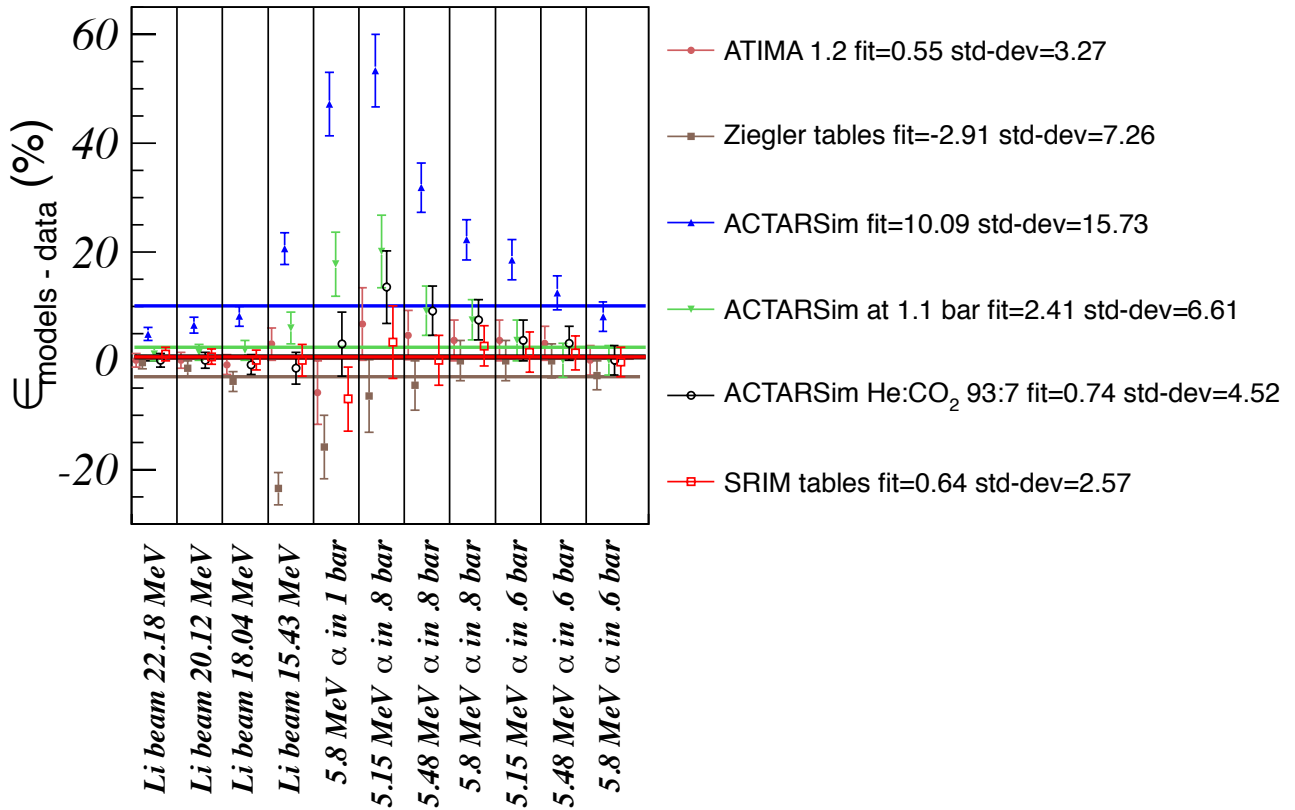


FIGURE 3.22 – Variation de la différence entre les pertes d'énergie par modèle et la perte d'énergie mesurée en fonction de différents noyaux à différentes énergies. Le mélange est He: CO₂ 95: 5 à 1000 mbar pour une densité $d = 0.2439 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-3}$ dans le cas où on compare l'énergie du Li enregistrée dans les DSSD. Trois runs α ont été effectués à des pressions de 1 bar, 0.8 bar et 0.6 bar. Les barres d'erreur sont estimées à partir de la déviation standard en énergie mesurée dans les détecteurs auxiliaires. La différence moyenne pour chaque modèle est donnée sous le label fit et la déviation standard sous le label std-dev.

dépend essentiellement du *stragglng* du faisceau dans le gaz qui donne une erreur finale sur la détermination de l'énergie au point de réaction. Cette erreur est estimée à $\pm 200 \text{ keV}$ pour l'ensemble des énergies faisceau et $\pm 100 \text{ keV}$ pour l'ensemble des enregistrements en source α . La Figure 3.22 donne la différence entre la perte d'énergie expérimentale et la perte d'énergie calculée par les différents modèles :

$$\epsilon_{\text{models-data}} = \frac{dE_{\text{models}} - dE_{\text{data}}}{dE_{\text{data}}}$$

Dans le cas décrit ici, ACTARSim utilise la librairie emstandard_opt3 de GEANT4 pour la perte d'énergie. La pression ou le mélange du gaz sont indiqués dans la légende lorsqu'ils ont été changés par rapport au mélange He : CO₂ 95 : 5 à 1000 mbar considéré au départ. Les points notés Ziegler sont obtenus avec les tables Ziegler de LISE++ [79]. SRIM correspond aux tables Ziegler utilisées dans SRIM 2008. D'après la figure, les tables données par SRIM 2008 sont les plus proches des résultats expérimentaux pour cette configuration, avec une erreur moyenne de 0.64 % et une déviation standard de 2.57 %. La perte d'énergie de GEANT4 est la plus éloignée des données expérimentales. Il est nécessaire de changer la pression du gaz ou la composition du mélange de gaz pour obtenir une perte d'énergie plus proche de la perte d'énergie expérimentale. Ces différences sont d'autant plus visibles que les noyaux perdent beaucoup d'énergie dans le gaz.

Comme les données de SRIM 2008 sont les plus proches des données expérimentales, ce sont

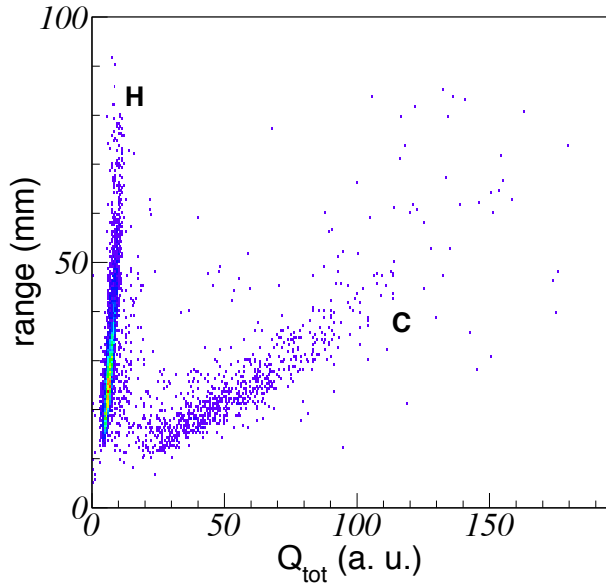


FIGURE 3.23 – Parcours (range) en fonction de l'énergie totale déposée sur le plan de pixels des noyaux qui s'arrêtent dans la TPC. Figure utilisée pour l'identification des particules lors de l'expérience du ^{58}Ni sur une cible d'isobutane, $i\text{C}_4\text{H}_{10}$.

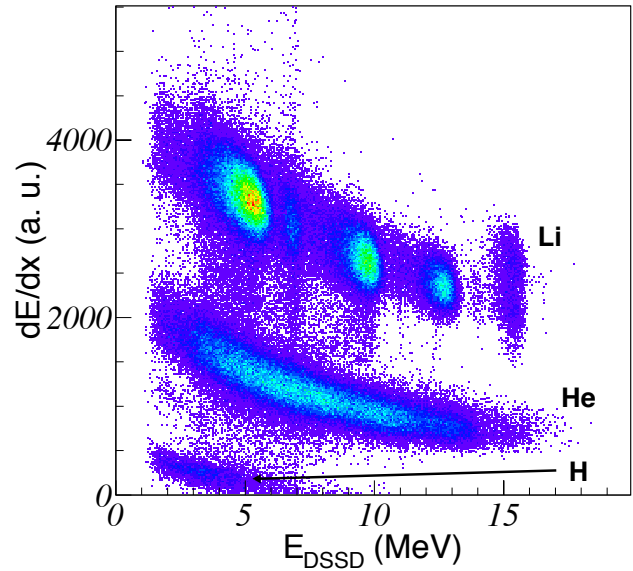


FIGURE 3.24 – Dépôt de charge par unité de longueur mesuré sur le plan de pixels en fonction de l'énergie déposée dans les DSSD. Figure permettant l'identification des particules suffisamment énergétiques pour atteindre les détecteurs auxiliaires lors de l'expérience du ^6Li sur une cible $\text{He} : \text{CO}_2$. Les différentes taches sur la ligne du ^6Li viennent des différentes énergies faisceau incidentes.

ces tables qui sont utilisées pour la reconstruction des énergies du faisceau, du ^4He de recul et du ^6Li diffusé au point de réaction.

3.3.5 Identification des produits de réaction

Pour l'analyse des données physiques, il est nécessaire de connaître la voie de sortie. À partir de l'énergie déposée dans les détecteurs auxiliaires et/ou différentes combinaisons des observables reconstruites, les produits de réaction sont identifiés. Chaque technique peut s'appliquer dans des conditions particulières.

Un noyau de recul ayant une énergie cinétique faible s'arrête dans la TPC. Dans ce cas, la mesure du parcours de la particule en fonction de son dépôt de charge total permet dans une certaine mesure de différencier les noyaux de recul légers. C'est par exemple le cas dans la Figure 3.23 où les noyaux d'hydrogène et de carbone de recul sont séparables. Pour des noyaux de plus en plus lourds, les variations deviennent de plus en plus faibles et il est d'autant plus difficile de les séparer par cette technique.

Dans le cas où les particules atteignent les détecteurs auxiliaires et parviennent à y générer un signal mesurable, l'information sur l'énergie peut être couplée au dépôt d'énergie par millimètre mesuré sur quelques colonnes en fin de plan de pixels pour les identifier. Cette technique a été utilisée durant l'expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$ comme l'indique la Figure 3.24. Le dépôt d'énergie a été sommé sur les cinq dernières colonnes du plan de pixels. Le dépôt total a été divisé par la distance correspondant à cinq colonnes du plan de pixels corrigée par l'angle dans le référentiel du laboratoire de la trace. Les différentes lignes sont identifiées. La ligne de l'hydrogène vient de la dissociation du ^6Li en $\alpha + ^2\text{H}$. Elle intervient lors de la diffusion inélastique du ^6Li en son premier état excité à 2.186 MeV, au-dessus du seuil $\alpha + ^2\text{H}$ situé à

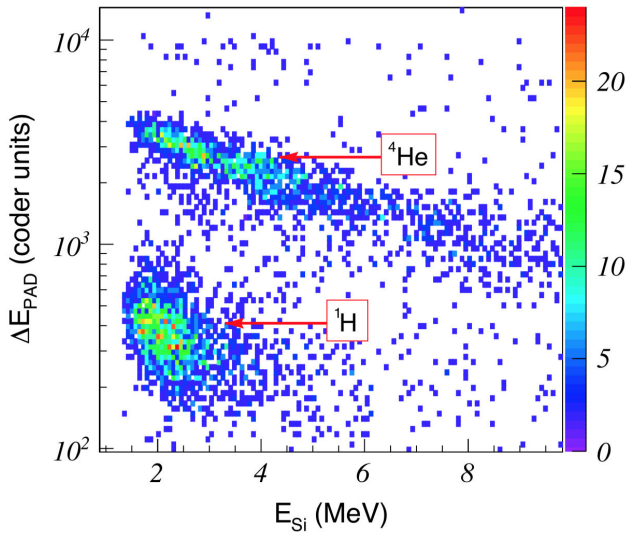


FIGURE 3.25 – Dépôt de charge par unité de longueur mesuré sur le plan de pixels en fonction de l'énergie déposée dans le mur de Si. Figure permettant l'identification des particules dans le cas du test avec le ^{24}Mg sur cible $\text{He} : i\text{C}_4\text{H}_{10}$ au cours duquel le plan de pixels avait une configuration en gain rayée (Section 2.5.2). Figure issue de [36]

1.4743 MeV. L'état décroît uniquement par émission α . Les différentes taches dans la ligne du lithium correspondent aux différents settings en énergie du faisceau.

Pour la configuration en gain rayée de l'électronique dans le cas du test sur le ^{24}Mg (Figure 2.22 et Section 2.5.2), l'identification est aussi possible entre les protons et les α diffusés et mesurés dans les murs de détecteurs Si placés sur les côtés (Figure 2.2). La Figure 3.25 montre cette identification.

Une dernière technique basée sur la cinématique de réaction peut être utilisée dans certains cas. Il s'agit d'étudier la corrélation entre l'angle de la particule étudiée et sa perte d'énergie moyenne par unité de longueur dans ACTAR. Cette technique a l'avantage d'être utilisable tant que le parcours des particules est suffisamment long pour que leurs traces soient identifiables. L'identification couvre ainsi les énergies allant de particules s'arrêtant au-dessus du plan de pixels aux particules allant dans les détecteurs auxiliaires, y compris si elles s'arrêtent entre les deux et ne peuvent pas être reconstruites par l'une ou l'autre méthode. La Figure 3.26 illustre ce procédé dans le cas de l'expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$. Les figures du haut donnent la simulation géométrique de la technique pour différents settings en énergie faisceau. Les figures du bas donnent le résultat expérimental. La cinématique de réaction n'est pas la même pour chaque énergie faisceau et l'identification devient de plus en plus difficile à mesure que l'énergie diminue. Les résultats expérimentaux de l'identification sont plus diffus que les résultats de la simulation car la simulation utilisée est purement géométrique. Les effets de l'analyse sont pris en compte avec des limites sur la reconstruction et le calcul des dépôts de charge empiriques qui donnent un résultat plus net. Les distributions angulaires dues à la physique de la réaction viennent aussi moduler la répartition des points expérimentaux. L'effet des déformations des traces joue de même sur la reconstruction angulaire et donc sur une dispersion plus grande des angles. L'utilité de la simulation dans ce cas est juste de vérifier si l'identification est possible par cette méthode, et d'estimer les zones d'identification à sélectionner. Avec cette méthode, chacune des traces issues d'un évènement peut être identifiée.

Au fur et à mesure que l'énergie faisceau augmente, la tache correspondant à l'hélium est plus étendue expérimentalement que ce que prévoit la simulation. Cela vient des réactions inélastiques. À un angle donné, l'hélium peut en effet avoir une énergie différente de ce qu'on attend dans la voie élastique. Son dépôt d'énergie est légèrement différent. Comme le premier état excité du ^6Li est au-dessus du seuil de séparation α et que le rapport d'embranchement γ est négligeable, les évènements inélastiques décroissent en $\alpha + d + \alpha$. Pour éviter la pollution par le canal inélastique il est possible de sélectionner d'abord la partie considérée élastique de l'hélium puis de sélectionner le lithium.

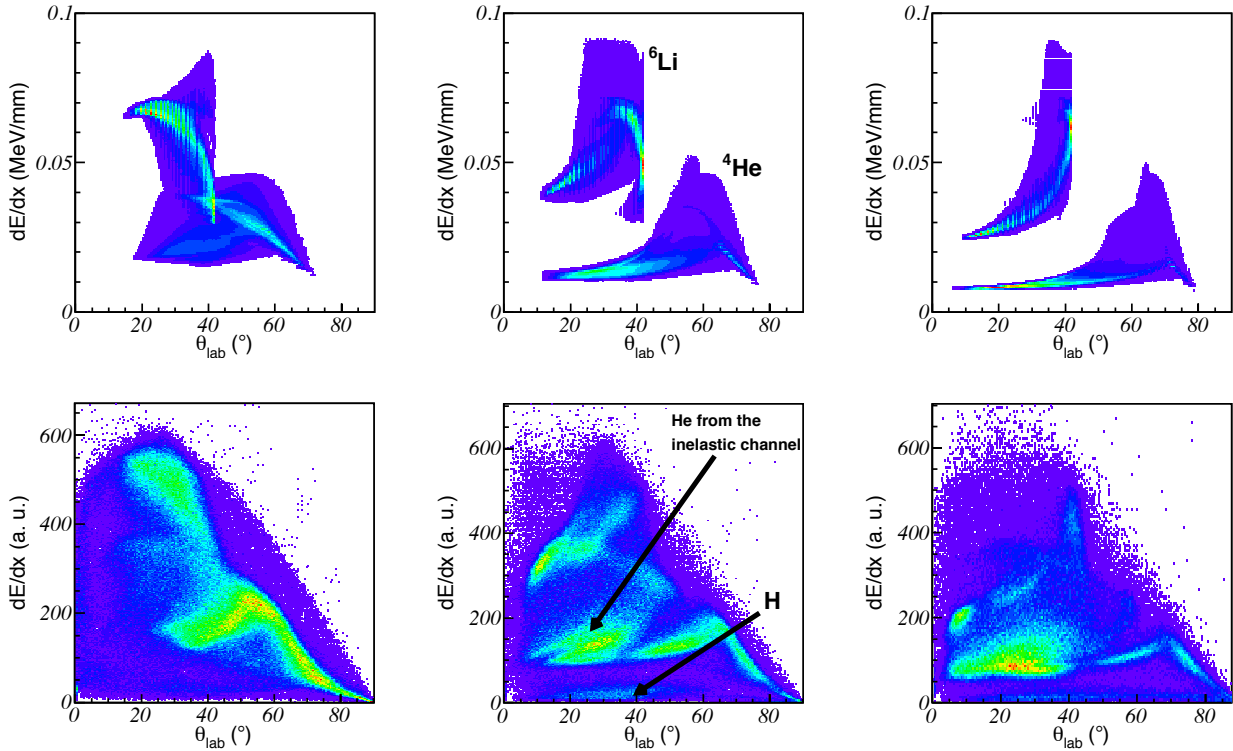


FIGURE 3.26 – Identification de particules par mise en corrélation du dépôt d'énergie de la particule étudiée et son angle dans le référentiel du laboratoire. Cas de l'expérience du ${}^6\text{Li}$ sur une cible He : CO_2 . Les figures du haut sont des simulations aux énergies faisceaux d'entrée 11.5, 16.5 et 23 MeV de gauche à droite respectivement. Les résultats expérimentaux correspondants forment les figures du bas. La simulation sert juste à indiquer les lignes d'identification du ${}^4\text{He}$ et du ${}^6\text{Li}$ dans les données expérimentales.

Pour la reconstruction de la fonction d'excitation, la position du vertex et l'angle de la particule suffisent. Dans ce cas, l'information sur l'énergie du noyau de recul n'est pas nécessaire et cette technique permet de gagner en efficacité de détection. Elle s'affranchit de l'angle solide couvert par les détecteurs auxiliaires et des zones mortes correspondant aux noyaux s'arrêtant dans le gaz entre la cage de champ et les détecteurs auxiliaires. La reconstruction de la fonction d'excitation ne dépend que de la reconstruction du vertex et de la reconstruction de la perte d'énergie du faisceau dans le gaz jusqu'au point de réaction.

3.4 Analyse des expériences et tests avec le démonstrateur

Dans cette section, les méthodes d'analyse physique sont données en détail avec des exemples et des résultats de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ réalisée à l'IPNO et des tests sous faisceaux de ${}^{58}\text{Ni}$ et de ${}^{24}\text{Mg}$ opérés au GANIL. Du gaz d'isobutane a été utilisé pour l'expérience avec le ${}^{58}\text{Ni}$, de sorte que des réactions sur des protons et sur des noyaux de carbone sont possibles. Un mélange He : iC_4H_{10} a été utilisé pour l'expérience avec le ${}^{24}\text{Mg}$, et donne comme cible des protons, des noyaux d'hélium et des noyaux de carbone. Ces réactions avaient pour fonction de tester la capacité du système GET à gérer différents dépôts d'énergie avec des gains électroniques variables selon les pixels (voir la Figure 2.22). Les capacités de reconstruction du démonstrateur sont testées dans ces différentes conditions expérimentales. La caractérisation des faisceaux est d'abord présentée, puis les méthodes de sélection des voies de réaction, de calcul de l'énergie d'excitation du partenaire lourd et de la fonction d'excitation

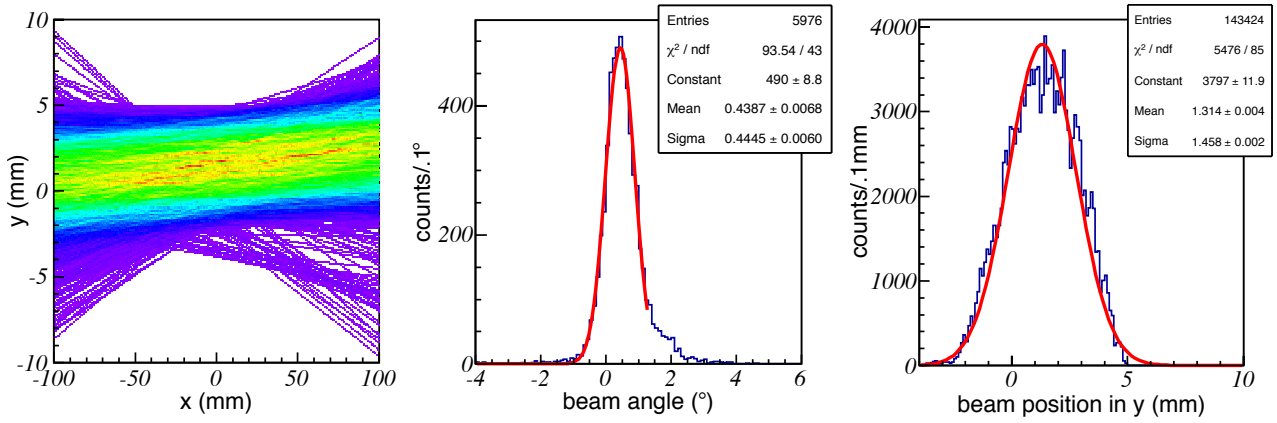


FIGURE 3.27 – Émittance du faisceau de ^{58}Ni . **À gauche**, superposition de trajectoires faisceau reconstruites avant réaction pour des vertex situés au-delà du pixel 20. **Au centre**, distribution en angle dans le plan (xy) parallèle au plan de pixels ayant une résolution $\sigma_\theta = 0.44^\circ$. **À droite**, distribution en position selon l'axe y au point focal $x \in [-22; -18]$ ayant une résolution $\sigma_y = 1.46 \text{ mm}$.

dans le cas de la diffusion résonante.

3.4.1 Caractérisation des faisceaux

Dans la section suivante, nous verrons la reconstruction de paramètres physiques comme l'énergie d'excitation de certains noyaux de recul ou la fonction d'excitation de la réaction. Ces observables dépendent notamment de l'énergie du faisceau au point de réaction et de l'angle du faisceau avec l'axe x . Le premier paramètre influence la reconstruction de l'énergie de réaction, tandis que le second influence la mesure des angles dans le référentiel du laboratoire.

Si le faisceau est visible, on peut déduire son angle incident événement par événement et corriger l'angle dans le référentiel du laboratoire des noyaux de recul en conséquence. S'il s'arrête, on peut déduire le *straggling* du faisceau et donc avoir une borne inférieure de la résolution en énergie au point de réaction.

Dans l'expérience $^{58}\text{Ni} + p$, la Figure 3.27 indique par exemple l'émittance du faisceau de Ni calculée à partir des trajectoires du faisceau avant réaction. On peut observer un offset en angle et l'émittance, calculée à partir de la distribution en angle et de la largeur minimale selon y , est de $\pi\sigma_y\sigma_\theta = (11.2 \pm 0.1)\pi \text{ mm}\cdot\text{mrad}$. L'émittance est uniquement calculée selon l'axe y . Le déclenchement est sujet à un *jitter* dépendant de la hauteur d'ionisation des traces qui déclenchent l'électronique. Ainsi en déclenchement multiplicité, le temps de déclenchement n'est pas le même selon que la trace va vers le haut ou vers le bas, puisque les électrons d'ionisation arrivent plus tard dans le premier cas que dans le deuxième. La largeur en z reconstruite au point focal est donc différente de la largeur réelle. L'angle d'incidence du faisceau est corrigé événement par événement et a un effet minime sur la reconstruction de l'énergie d'excitation.

Pour l'expérience $^6\text{Li} + \alpha$, le masque sous la zone faisceau ne permet pas de reconstruire l'angle d'incidence du faisceau événement par événement. Un angle d'incidence moyen du faisceau sur l'ensemble de l'expérience doit être déterminé pour minimiser les erreurs sur la reconstruction des angles des noyaux après réaction par rapport à la trajectoire initiale du faisceau. Avec l'émittance du faisceau, il arrive que des noyaux de ^6Li passent au-dessus du plan de pad et atteignent les DSSD. Le noyau est identifié à partir du dépôt d'énergie sur le plan de pixels en fonction de l'énergie mesurée dans les DSSD. Comme ils n'ont pas réagi, l'énergie qu'ils déposent dans les DSSD est maximale ce qui permet de les sélectionner.

La distribution des pistes des DSSD touchées dépend de l'émittance du faisceau en entrée

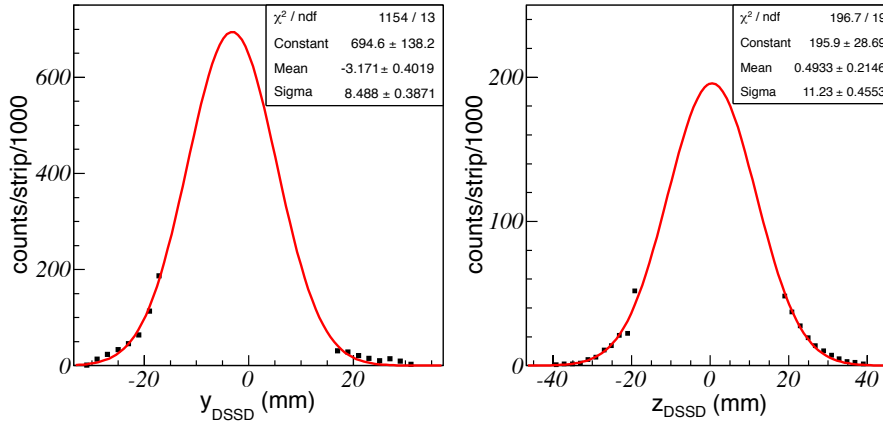


FIGURE 3.28 – Distribution des impacts faisceau sur les DSSD projetés sur l’horizontale (à gauche) et la verticale (à droite).

de chambre et du straggling dans le gaz. L’angle moyen du faisceau est quant à lui conservé et peut être extrait à partir d’un ajustement gaussien de cette distribution. Un *beam-dump* placé à 21 mm du plan de pixels limite le nombre de particules faisceau qui atteignent les DSSD, on ne voit donc que les queues de distribution des impacts du faisceau. L’ajustement se fait uniquement sur ces queues de distribution comme indiqué sur la Figure 3.28. En projetant selon l’horizontale et la verticale, on trouve des moyennes respectives de $\langle y \rangle = -3.2$ mm et $\langle z \rangle = 0.4$ mm. En supposant que le faisceau passe la fenêtre du démonstrateur ACTAR en son centre, cela donne respectivement, pour une longueur de parcours dans la chambre de 230 mm, des angles de $\theta_{xy \text{ DSSD}} = (0.8 \pm 0.1)^\circ$ et $\theta_{xz \text{ DSSD}} = (0.1 \pm 0.05)^\circ$. Par comparaison, la reconstruction des vertex réaction par réaction donne la trajectoire du faisceau dans la chambre dans la projection (xy) . Un ajustement linéaire de la distribution en vertex au-dessus du plan de pixels donne un angle du faisceau $\theta_{xy pp} = (0.67 \pm 0.02)^\circ$, en accord avec la valeur trouvée avec la distribution d’impact sur les DSSD.

3.4.2 Reconstruction des énergies d’excitation

Les voies de réaction sont caractérisées par l’énergie d’excitation des produits. Une fois les produits identifiés, les conservations de l’énergie et de l’impulsion permettent de déduire directement l’énergie d’excitation de l’un des produits en voie de sortie lorsque l’autre n’est pas sujet à l’excitation. C’est par exemple le cas des particules α dans le cas de la diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$. En fonction des conditions d’expérience, plusieurs méthodes peuvent servir pour identifier ces voies de réaction et déterminer leurs énergies. Quelques unes sont exposées dans cette section. Les méthodes sont appliquées aux réactions ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$, ${}^{58}\text{Ni} + \text{p}$, ${}^{24}\text{Mg} + {}^4\text{He}$ et ${}^{24}\text{Mg} + \text{p}$.

Lignes cinématiques pour la diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$

Pour la réaction de diffusion ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$, les deux noyaux ont des masses proches et sont donc émis avec des angles suffisamment larges pour avoir une corrélation angle-angle précise. Le fait que l’une ou l’autre particule puisse arriver dans les DSSD permet aussi d’observer la corrélation angle-énergie d’une seule des particules.

Quelques unes de ces corrélations sont présentées dans la Figure 3.29 et la Figure 3.30. La Figure 3.29 à gauche donne la corrélation entre l’énergie reconstruite au vertex des ${}^6\text{Li}$ s’arrêtant dans les DSSD et leur angle dans le référentiel du laboratoire. L’angle $\theta_{lab \text{ dssd}}$ est calculé à partir de la position en vertex déduite des angles des traces et de la position des

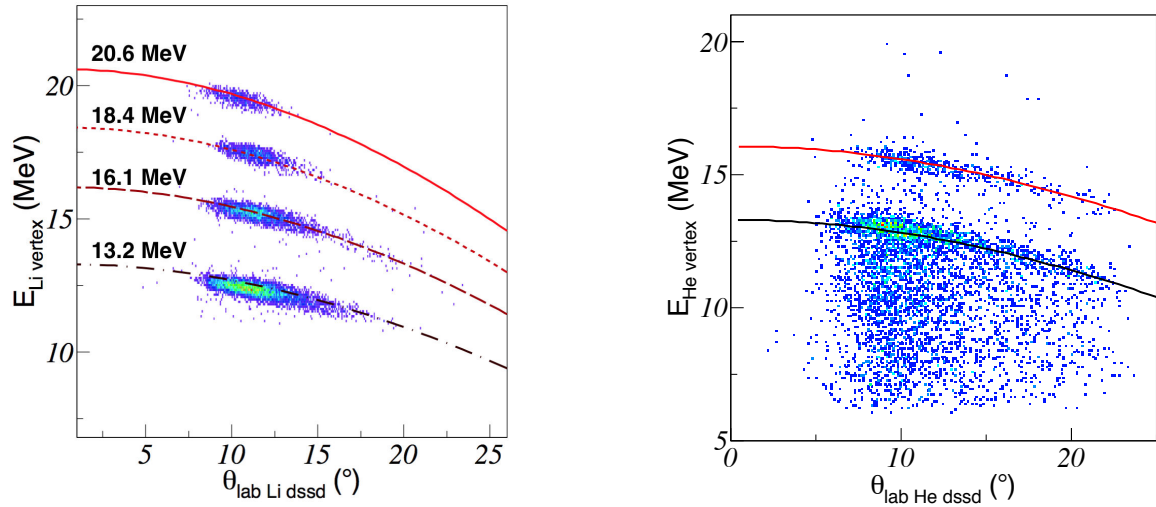


FIGURE 3.29 – Lignes cinématiques de corrélation énergie-angle lors de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$. Les lignes théoriques aux énergies de réaction et aux énergies d'excitation associées sont tracées en continu et pointillé. **À gauche**, mesure du Li dans les DSSD, les points expérimentaux correspondent à la coupure ($7.5 < x_{\text{vertex}} < 12.5$) pixel pour les énergies incidentes en entrée de salle $\{23, 21, 19, 16.5\}$ MeV. Les énergies de réactions sont notées à côté des courbes. **À droite**, mesure du ${}^4\text{He}$ dans les DSSD, les points expérimentaux correspondent à une coupure pour ($-5 < x_{\text{vertex}} < 5$) pixel sur une énergie faisceau initiale de 19 MeV.

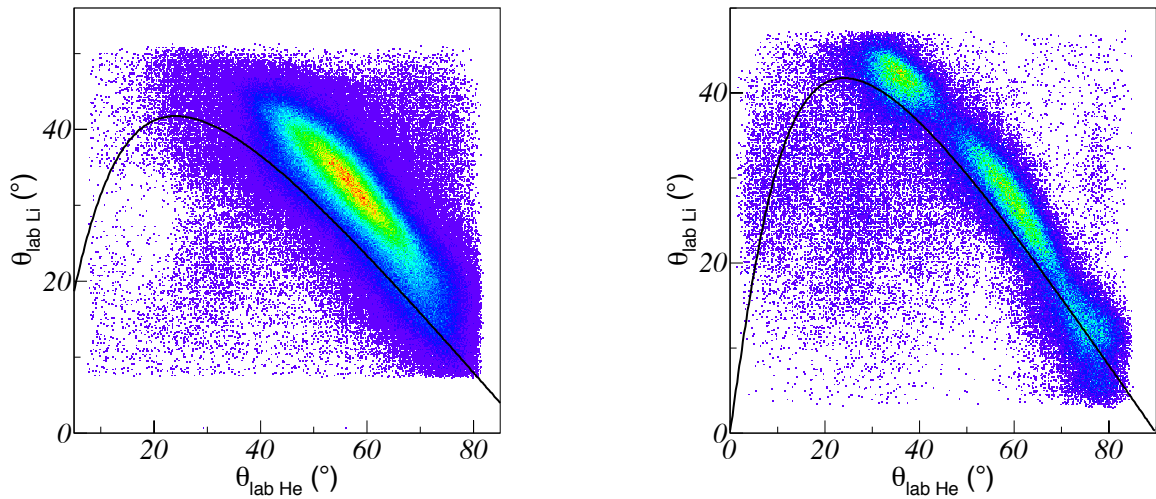


FIGURE 3.30 – Lignes cinématiques de corrélation angle-angle lors de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$ pour une énergie faisceau initiale de 14 MeV (**à gauche**) et 21 MeV (**à droite**). Les angles $\theta_{\text{lab He}}$ et $\theta_{\text{lab Li}}$ sont calculés à partir de la pondération barycentrique sur les 4 points les plus proches du centre comme indiqué sur la Figure 3.31. Les courbes noires correspondent à la ligne cinématique théorique.

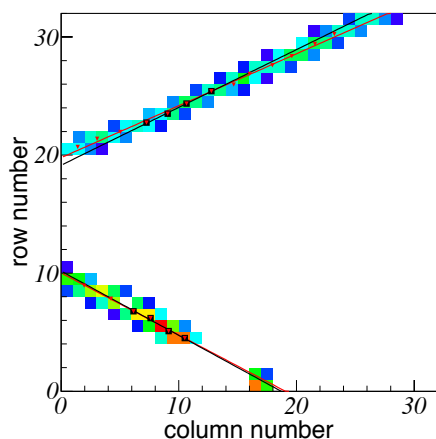


FIGURE 3.31 – Évènement de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$. Sur les traces, les barycentres de la méthode de pondération barycentrique (Section 3.3.1) sont les triangles rouges. Quatre carrés noirs par trace sont situés sous les triangles les plus au centre de la chambre. Les lignes rouges et noires sont les ajustements linéaires associés à chaque série de marqueurs respectivement, pour chacune des traces.

pistes verticales et horizontales touchées dans les DSSD pour éviter l'effet des déformations décrites dans la Section 2.5.3. Le premier état excité du ${}^6\text{Li}$ étant non-lié, en sélectionnant la ligne du Li dans les produits de réaction, on s'attend à n'avoir que la ligne cinématique correspondant à l'état fondamental. Cette ligne cinématique varie avec l'énergie de réaction. En appliquant des restrictions sur la position du vertex, c'est-à-dire sur l'énergie de réaction, on obtient plusieurs lignes tracées sur la Figure 3.29 à gauche. Les différentes courbes en pointillés sont les lignes cinématiques théoriques aux énergies de réaction moyennes de ces restrictions en vertex, obtenues pour les quatre énergies incidentes 23 MeV, 21 MeV, 19 MeV et 16.5 MeV.

La Figure 3.29 à droite présente la même figure de corrélation pour les noyaux de ${}^4\text{He}$ à une seule énergie faisceau. Deux lignes correspondent au peuplement de l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ (en haut) et à son premier état excité (en bas). Les points dispersés qui apparaissent sous le premier état excité viennent de la reconstruction de l'énergie d'excitation à partir de l' α de dissociation du ${}^6\text{Li}$ en $\alpha + d$. La sélection sur l'hélium ne permet pas de différencier l'hélium de recul de cet α de dissociation qui ne suit pas la cinématique de la réaction ${}^6\text{Li}^* + \alpha$.

La Figure 3.30 présente la corrélation angle-angle pour l'expérience ${}^6\text{Li} + \alpha$ pour les énergies faisceau 14 MeV et 21 MeV à gauche et à droite respectivement. On y constate une dépendance en fonction de l'énergie incidente dans la qualité de la reconstruction. De plus l'efficacité géométrique n'est pas la même, puisqu'à 14 MeV on atteint $\theta_{lab He} = 40^\circ$ à 75° et à 21 MeV on atteint $\theta_{lab He} = 30^\circ$ à 80° . La ligne noire sur chaque figure correspond à la ligne cinématique théorique. Dans le cas élastique, la corrélation angle-angle ne dépend pas de l'énergie de réaction et les graphiques ont été tracés pour l'ensemble des vertex. La disposition des points expérimentaux suit une ligne à peu près de même forme que la ligne théorique mais décalée vers l'extérieur de quelques degrés. Les déformations, bien que non quantifiables, ont été estimées comme la source principale d'erreur. L'étude du programme d'analyse de la Section 3.3.2 montre en effet que l'algorithme de reconstruction est précis à mieux que 0.3° en général. Pour avoir un effet des déformations le plus homogène possible, seuls les quatre points les plus proches du centre ont été utilisés pour reconstruire l'angle, comme indiqué sur la Figure 3.31. La forme de la corrélation angle-angle indique en particulier que les dépôts de charge en centre de cage sont aussi l'objet d'un champ déformant, puisque la ligne cinématique mesurée est toujours au-dessus de la ligne cinématique théorique. Selon l'angle centre-de-masse, la différence entre la ligne cinématique expérimentale et la ligne cinématique théorique n'a pas les mêmes effets. Il n'est pas possible de savoir en quelle proportion la différence entre la ligne cinématique théorique et la ligne cinématique expérimentale vient de l'angle du ${}^6\text{Li}$ diffusé ou de ${}^4\text{He}$ de recul. Ces angles n'ont pas été corrigés et on verra dans la Section 3.4.4, l'effet sur la reproduction de distributions angulaires mesurées par d'autres expériences.

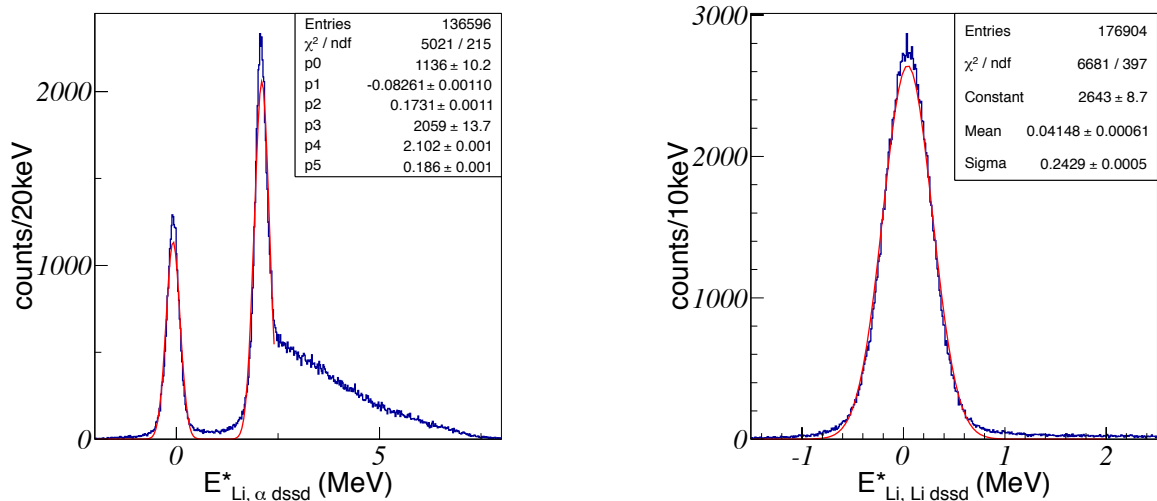


FIGURE 3.32 – Énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ obtenue lors de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$ toutes énergies confondues. **À gauche** le spectre est déduit de l'hélium de recul qui permet de mesurer l'état fondamental et le premier état excité. Ce dernier est contaminé par le fond dû à la mesure de l' α provenant de la dissociation du ${}^6\text{Li}$. **À droite**, le même spectre reconstruit à partir du ${}^6\text{Li}$ diffusé. Seul l'état fondamental est visible puisque le premier état excité est instable par radioactivité α et ne peut donc pas être observé.

Reconstruction des énergies d'excitation pour la diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$

L'Annexe A indique les équations cinématiques permettant de calculer l'énergie d'excitation d'une particule lors d'une réaction à deux corps où seule l'une des particules est dans un état excité. Dans le cas des tests effectués avec le démonstrateur, les réactions à deux corps qui ont eu lieu, étaient uniquement de la diffusion : $A + B \rightarrow A^* + B$. L'angle et l'énergie de la particule légère étaient mesurés, l'énergie d'excitation de la particule lourde a été calculée à partir de la formule

$$E_A^* = E_B' \left(2 \cos(\theta_{lab B}) \sqrt{\frac{E_A m_B}{E_B' m_A}} - \left(\frac{m_B}{m_A} + 1 \right) \right) \quad (3.4)$$

avec les notations de l'Annexe A.

L'énergie de la réaction E_A est reconstruite en utilisant la position du vertex, l'énergie du faisceau à l'entrée du détecteur et la perte d'énergie dans le gaz. De même l'énergie du recul E_B' est reconstruite au point de réaction. Si la particule s'arrête dans le gaz au-dessus du plan de pixels, l'énergie correspondant à la longueur totale parcourue dans le gaz est utilisée. Si la particule atteint les détecteurs auxiliaires, à l'énergie qui y est mesurée est ajoutée l'énergie perdue sur la longueur parcourue dans le gaz avant d'atteindre le détecteur.

Si on connaît l'angle et l'énergie cinétique de la particule dont on veut calculer l'énergie d'excitation, cette formule devient

$$E_A^* = E_A \left(1 - \frac{m_A}{m_B} \right) - E_A' \left(1 + \frac{m_A}{m_B} \right) + 2 \sqrt{E_A E_A'} \frac{m_A}{m_B} \cos(\theta_{lab A}) \quad (3.5)$$

L'énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ déduite de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ est calculée à partir des énergies, reconstruites au vertex avec SRIM, du ${}^6\text{Li}$ incident et du noyau, de recul ou diffusé, mesuré dans les DSSD. L'énergie d'excitation est calculée avec l'équation (3.4). L'énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ reconstruite en utilisant le ${}^4\text{He}$ de recul ou le ${}^6\text{Li}$ diffusé mesuré dans les DSSD est tracée dans la Figure 3.32. La reconstruction a été faite à gauche en utilisant le noyau d'hélium de recul et permet de mesurer l'état fondamental et le premier

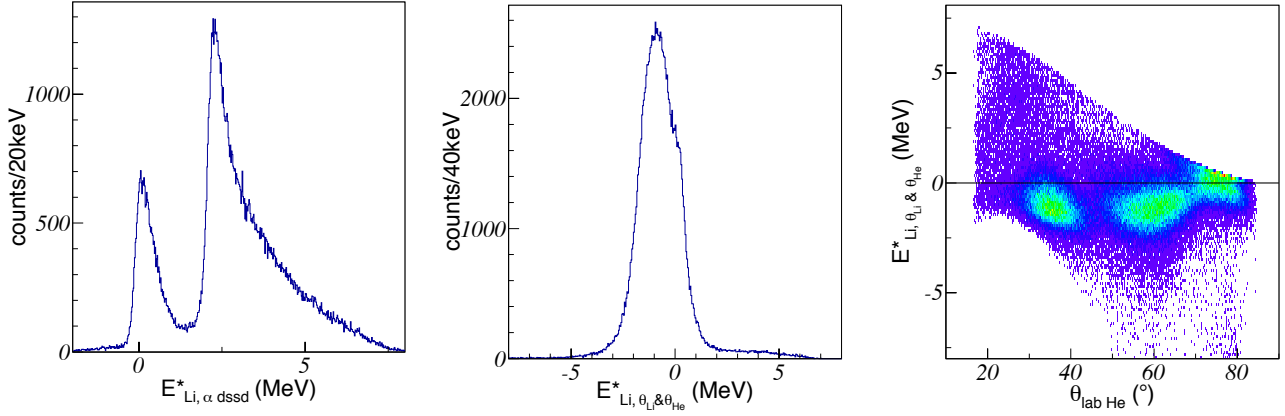


FIGURE 3.33 – Énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ obtenue lors de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$. **À gauche** le spectre est déduit de l'hélium de recul qui s'arrête dans les DSSD en utilisant l'angle donné par la TPC. **Au centre**, le même spectre reconstruit à partir des angles du ${}^6\text{Li}$ diffusé et de l' α de recul pour une énergie faisceau initiale de 21 MeV. **À droite**, dépendance en angle laboratoire du spectre central.

état excité du ${}^6\text{Li}$. Comme il n'est pas possible de faire la différence entre l' α de recul et l' α issu de la dissociation du ${}^6\text{Li}$ en $\alpha + d$, on observe le même fond que sur les lignes cinématiques de la Figure 3.29 à droite. L'angle est toujours reconstruit en utilisant la position du vertex et les pistes DSSD touchées. Comme l'énergie de réaction est calculée évènement par évènement les résultats obtenus sont intégrés sur toute la longueur de la chambre et à toutes les énergies faisceau initiales.

L'état fondamental et le premier état excité sont chacun décalés d'environ 80 keV par rapport aux valeurs données par ENSDF [80]. En revanche, la séparation entre ces deux états obtenue lors de cette expérience est de (2.185 ± 0.001) MeV, valeur en accord avec la valeur de (2.186 ± 0.002) MeV donnée par ENSDF. La résolution est un peu moins bonne dans le cas de la Figure 3.32 à droite pour laquelle l'énergie d'excitation est reconstruite d'après la cinématique du ${}^6\text{Li}$.

La Figure 3.33 indique la large dégradation en résolution pour une énergie d'excitation reconstruite en utilisant les angles mesurés avec la TPC et l'énergie dans les DSSD, à gauche. Une queue à haute énergie apparaît sur les deux pics. Elle provient d'une dépendance de l'énergie d'excitation avec l'angle reconstruit dans la TPC : l'énergie d'excitation croît avec l'angle. La différence entre l'angle calculé avec le point de vertex et l'impact sur les DSSD et l'angle reconstruit avec la TPC dépasse 5° dans certains cas. Au centre, l'énergie d'excitation du ${}^6\text{Li}$ est cette fois-ci tracée en n'utilisant que les angles du Li diffusé et de l' α de recul selon la formule :

$$E_A^* = E_A \left(1 - \frac{\sin^2(\theta_{lab B})}{\sin^2(\theta_{lab A} + \theta_{lab B})} - \frac{m_A}{m_B} \frac{\sin^2(\theta_{lab A})}{\sin^2(\theta_{lab A} + \theta_{lab B})} \right). \quad (3.6)$$

La figure de droite de la Figure 3.33 indique la large variation de l'énergie d'excitation avec l'angle du ${}^4\text{He}$ de recul. Cette dégradation dans la reconstruction des énergies d'excitation est estimée comme étant dominée par l'effet des déformations du champ électrique. Selon les angles et les vertex de réactions, les traces passent par des zones où la déformation est plus ou moins importante.

Reconstruction des énergies d'excitation dans le cas du ${}^{58}\text{Ni}$

Dans le cas du test en ${}^{58}\text{Ni}$, décrit à la Section 2.4.2, le proton de recul s'arrêtait dans la TPC. Lors de cette expérience, la cage de champ a été doublée, de sorte qu'aucune déformation de trace n'était observée. L'énergie du proton au vertex est obtenue à partir de la longueur

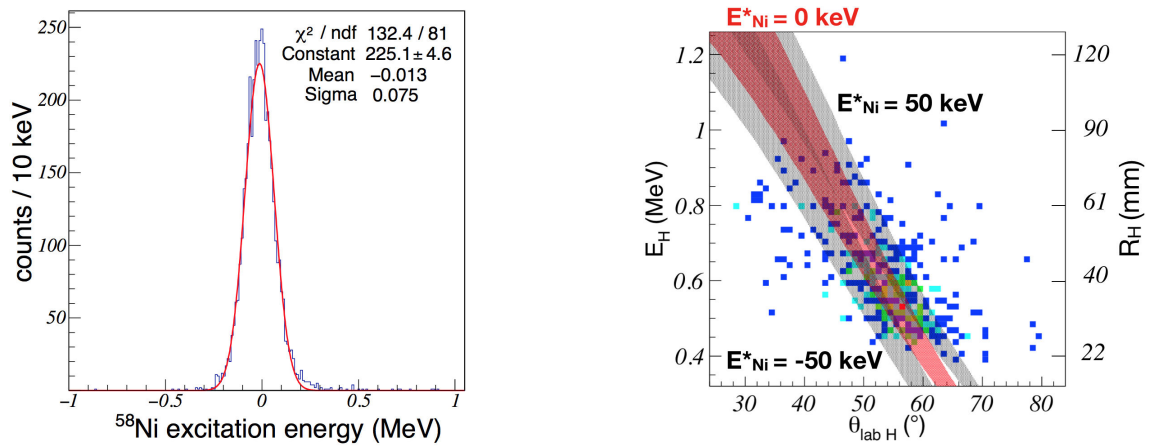


FIGURE 3.34 – **À gauche**, énergie d'excitation du ^{58}Ni calculée avec les protons de recul s'arrêtant au-dessus du plan de pixels. **À droite**, ligne cinématique expérimentale de corrélation énergie-angle du proton de recul qui correspond au calcul de l'énergie d'excitation, pour une énergie de réaction de $(25 \pm 3) \text{ MeV}$. Le parcours des protons associé à leur énergie est donné sur l'axe de droite. La ligne rouge épaisse est la cinématique théorique sur cet intervalle d'énergie. Les lignes noires épaisses sont données à des énergies d'excitation différentes pour indiquer l'évolution de l'énergie d'excitation en fonction de l'erreur sur l'angle et sur l'énergie des protons de recul.

de la trace. Comme pour le ^6Li , l'énergie d'excitation est calculée avec l'équation (3.4). La Figure 3.34 donne l'énergie d'excitation du ^{58}Ni et une ligne cinématique associée. Les énergies sont obtenues à l'aide des protons de recul qui s'arrêtent au-dessus du plan de pixels. Pour chaque évènement, l'angle laboratoire du proton de recul est corrigé de l'angle du faisceau décrit dans la Section 3.4.1. L'excellente résolution de 180 keV FWHM est à mettre en relation avec la variation de l'énergie d'excitation en fonction des angles et des énergies comme indiqué sur la partie droite de la figure. Ainsi, une erreur de 4° sur l'angle reconstruit ou de 100 keV sur l'énergie de l'hydrogène de recul au vertex conduisent seulement à une erreur de près 50 keV sur l'énergie d'excitation. Une mauvaise reconstruction du vertex joue aussi sur la dispersion des points expérimentaux. Cela indique notamment qu'une bonne résolution en énergie d'excitation ne va pas nécessairement de pair avec une excellente résolution angulaire ou une excellente résolution en énergie.

Reconstruction des énergies d'excitation dans le cas du ^{24}Mg

Lors du test sur le ^{24}Mg , une configuration en gain rayé du plan de pixels était testée (Section 2.5.2). La résolution angulaire du test sur le ^{24}Mg est particulièrement dégradée par les effets d'*undershoot* et par la perte d'information liée à cette configuration en gain. Cette configuration devait permettre d'observer à la fois les protons et les alphas, voire les noyaux de carbone. Ces derniers saturaient l'électronique, ils n'ont pas été traités. Les protons et les alphas peuvent par contre être identifiés (Figure 3.25). Les énergies d'excitation sont reconstruites dans la Figure 3.35 en utilisant les énergies mesurées dans les détecteurs Si latéraux ainsi que l'angle déterminé avec la TPC des protons et des α . La mauvaise résolution angulaire est à l'origine de la moins bonne résolution en énergie d'excitation et de la translation de la moyenne, comme on peut le constater à travers la dépendance de l'énergie d'excitation avec l'angle laboratoire du noyau de recul.

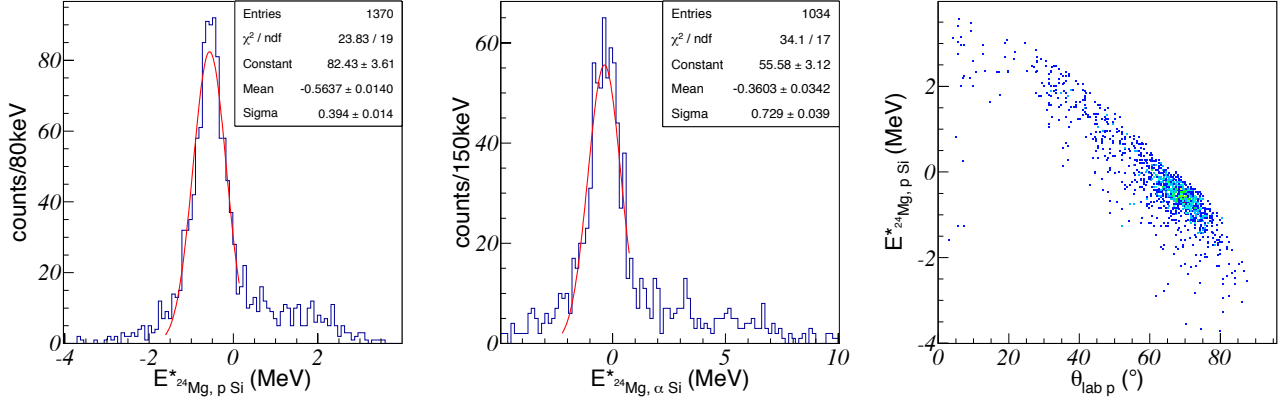


FIGURE 3.35 – Énergie d’excitation du ^{24}Mg reconstruite à partir des protons de recul de la réaction $^{24}\text{Mg} + p$ (à gauche) et des α de recul de la réaction $^{24}\text{Mg} + \alpha$ (au centre) s’arrêtant dans les détecteurs Si latéraux. À droite, une corrélation entre l’angle laboratoire des protons de recul et l’énergie d’excitation du ^{24}Mg semble indiquer un problème de reconstruction.

3.4.3 Calcul des distributions angulaires et des fonctions d’excitation

À une réaction donnée correspondent des fonctions d’excitation à angle centre-de-masse fixé, ce qui revient à des distributions angulaires à énergie de réaction fixée. La fonction d’excitation est la section efficace de cette réaction, tracée en fonction de l’énergie de réaction. La distribution angulaire de la réaction est la section efficace de réaction tracée en fonction de l’angle centre-de-masse. Il a été expliqué au chapitre 1 que la forme de la section efficace est liée à la présence de résonances dans le noyau composé. La distribution angulaire à énergie donnée dépend de même des valeurs de spin de l’état résonant étudié ou du moment angulaire transféré aux états excités des noyaux de recul sondés par réaction directe. Dans cette partie, plusieurs méthodes sont données pour l’extraction des fonctions d’excitation et des distributions angulaires de réaction.

Les distributions angulaires sont obtenues en extrayant les angles centre-de-masse des réactions événement par événement. Comme pour l’énergie d’excitation, les angles centre-de-masse peuvent être calculés à partir de deux variables cinématiques. Normalement, les variables choisies sont celles permettant de minimiser l’incertitude. On se contentera d’utiliser ici l’angle centre-de-masse donné par la combinaison des angles des deux particules en voie de sortie pour une réaction de type $A + B \rightarrow C + D$:

$$\theta_{cmC} = \arctan \left(\frac{\sin(\theta_{labD})}{\cos(\theta_{labD}) - \frac{m_C}{m_A + m_B} \frac{\sin(\theta_{labC} + \theta_{labD})}{\sin(\theta_{labD})}} \right) \quad (3.7)$$

en suivant les notations données dans l’Annexe A. Les angles centre-de-masse sont définis ici à partir du noyau lourd. Pour des réactions de diffusion élastique, la formule de l’angle centre-de-masse du noyau léger se simplifie en une simple relation linéaire : $\theta_{cmD} = 2\theta_{labD}$, d’où l’angle centre-de-masse final $\theta_{cmC} = 180 - 2\theta_{labD}$. Les expériences sur le ^{24}Mg et le ^{58}Ni n’avaient pas assez de statistique pour obtenir des distributions angulaires consistantes. Seules les distributions issues de l’expérience $^6\text{Li} + \alpha$ sont étudiées ici.

L’énergie centre-de-masse est calculée à partir de l’énergie de réaction selon la formule :

$$E_{cm} = \frac{m_{cible}}{m_{cible} + m_{faisceau}} E_{reaction} \quad (3.8)$$

où E représente l’énergie et m les masses des noyaux en entrée de réaction. L’énergie dans le noyau composé formé de la particule faisceau et du noyau cible est la somme de l’énergie centre-de-masse et de l’énergie de séparation entre les deux noyaux : $E_{*noyau\ compos} = E_{cm} + Q$.

Lorsque le point de réaction peut être obtenu par une méthode directe comme celle décrite dans la Section 3.3.3, l'utilisation de tables de pertes d'énergie permet d'en déduire l'énergie au point de réaction. Mais si on observe des réactions se produisant à 180° centre-de-masse, la trajectoire des noyaux de recul est quasiment confondue avec le faisceau. La mesure de la position du vertex perd en précision car une petite erreur sur l'angle se traduit en larges erreurs sur la position en vertex. Lors du *commissioning* de la version carrée d'ACTAR TPC, décrit dans le Chapitre 4, une autre méthode utilisant la cinématique de réaction est utilisée et y est présentée.

3.4.4 Normalisation et sections efficaces absolues

La section efficace par unité d'angle solide centre-de-masse est donnée par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}(E, \theta_{cm}) = \frac{1}{2\pi \sin(\theta_{cm}) \Delta\theta_{cm}} \frac{N_{reac}(\theta_{cm} \pm \Delta\theta_{cm}/2)}{\epsilon(E, \theta_{cm}) N_{incident} n_{cible}(E, E + \delta E)} \quad (3.9)$$

avec $N_{reac}(\theta_{cm} \pm \Delta\theta_{cm}/2)$ le nombre de réactions enregistrées dans l'intervalle $[\theta_{cm} - \Delta\theta_{cm}/2, \theta_{cm} + \Delta\theta_{cm}/2]$, $N_{incident}$ le nombre de particules incidentes et $n_{cible}(E, E + \delta E)$ le nombre de noyaux cibles par unité de surface présents dans l'épaisseur correspondant à une variation d'énergie δE à l'énergie E considérée. Enfin, $\epsilon(E, \theta_{cm})$ est l'efficacité géométrique de détection à l'angle θ_{cm} et à l'énergie de réaction E considérés.

Le nombre de noyaux cibles dans une épaisseur de matière se calcule à partir de la densité et de la composition chimique de l'échantillon. Ainsi, si on considère par exemple le mélange gazeux He:CO₂ 95:5, un calcul LISE++ de la densité du gaz à 1000 mbar et 296 K donne $d_{He:CO_2} = 0.2439 \text{ mg/cm}^3$. Le nombre de particules associé est de $2.69 \cdot 10^{19} \text{ atome/cm}^3$. En nombre d'atomes, il y a 86.36% d'hélium soit $\rho_{cible} = 2.32 \cdot 10^{19} \text{ atome/cm}^3$.

On cherche en général une distribution angulaire à une énergie donnée, c'est-à-dire un petit intervalle d'énergie δE . Cet intervalle d'énergie correspond à une épaisseur de matière traversée, puisque le faisceau perd de son énergie au fur et à mesure de son parcours dans le gaz. Le nombre de cibles se calcule avec la formule $n_{cible} = \rho_{cible} \cdot |x(E + \delta E) - x(E)|$. La relation entre intervalle d'énergie et épaisseur de matière s'obtient à l'aide des tables de pertes d'énergie. Comme la perte d'énergie est d'autant plus grande que l'énergie d'une particule est faible, l'épaisseur de cible sera d'autant plus faible que l'intervalle d'énergie correspondant se situera à basse énergie (voir l'évolution de la pente sur la Figure 2.20). On en déduit que le nombre de noyaux cibles diminue avec l'énergie de la particule incidente, c'est-à-dire avec l'énergie de réaction.

En prenant à la fois la discrétisation en angle centre-de-masse et la discrétisation en énergie, on peut construire une section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ en traçant les distributions angulaires à chaque énergie centre-de-masse. Le résultat obtenu pour les réglages du faisceau de 14 à 23 MeV est donné sur la Figure 3.36 pour une coupure en vertex $x_{vertex} \in [0; 40]$ pixel. L'efficacité géométrique du détecteur est présentée sur cette figure en haut. Elle est calculée à l'aide des tables de pertes d'énergie de SRIM et d'un test systématique d'angles et de positions en vertex régulièrement espacés le long de la trajectoire du faisceau. L'angle moyen du faisceau est pris en compte dans le calcul. La coupure en vertex permet de s'affranchir le plus possible des déformations de traces. De plus, seuls les points pour lesquels l'efficacité géométrique simulée est supérieure à 40% sont tracés.

Le calcul d'efficacité géométrique est un test systématique parce que, comme expliqué à la Section 3.3.4, les tables de pertes d'énergie utilisées dans GEANT4 donnent des résultats moins proches des mesures que les tables de SRIM, en particulier à basse énergie. La simulation géométrique avec SRIM est plus fonctionnelle, même si l'efficacité de l'analyse n'est prise en compte qu'empiriquement. Les bornes d'efficacité sont mal définies, c'est pourquoi seuls les points de la section efficace pour lesquels l'efficacité géométrique est supérieure à 40% ont été conservés.

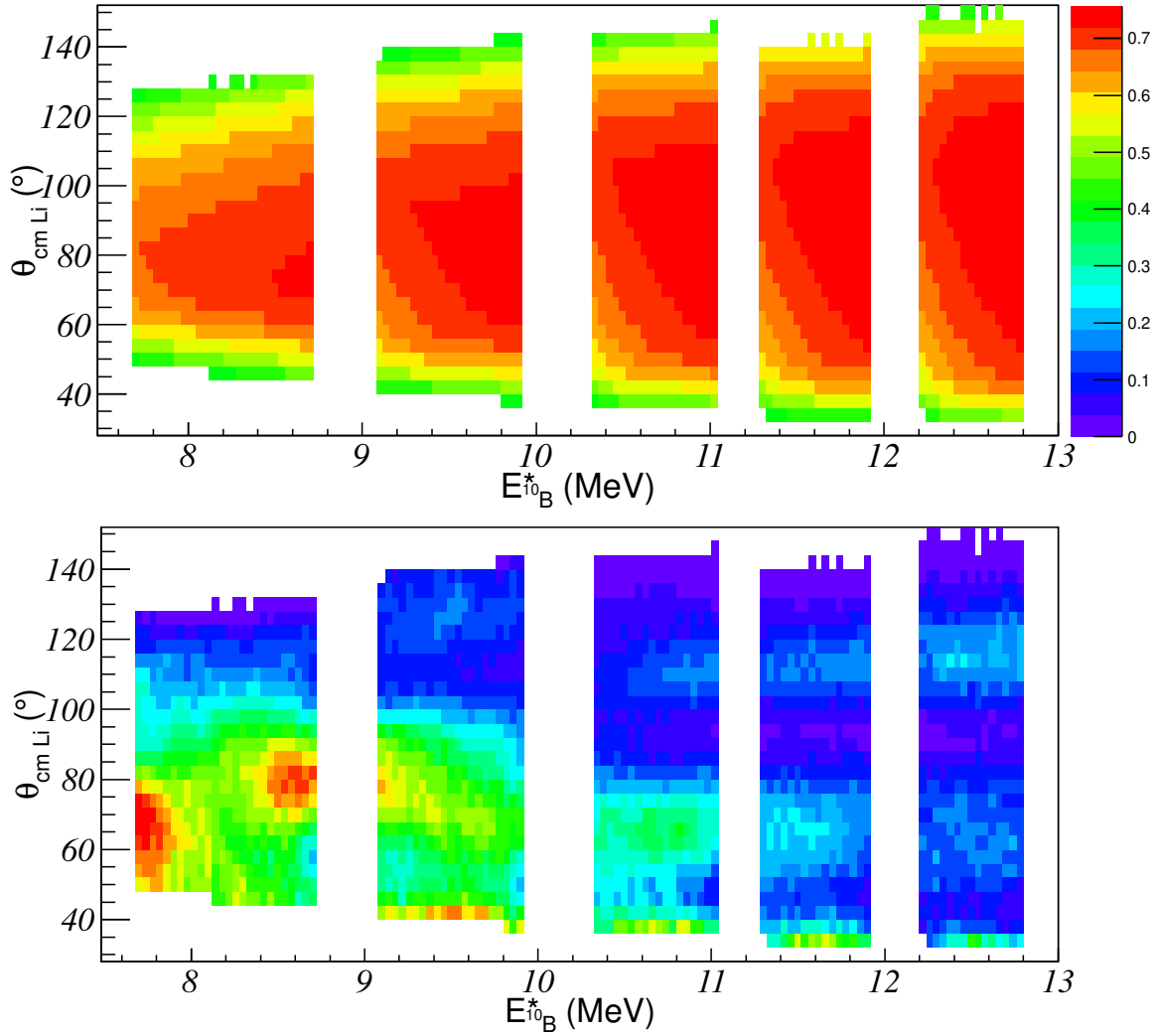


FIGURE 3.36 – *En haut*, efficacité géométrique de détection (échelle de couleur) en fonction de l'énergie d'excitation du ^{10}B et de l'angle centre-de-masse de la réaction pour les réglages en énergie incidente de 14 MeV à 23 MeV lors de l'expérience de diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$. *En bas*, section efficace finale de l'expérience en fonction de l'énergie d'excitation du ^{10}B et de l'angle centre-de-masse de la réaction.

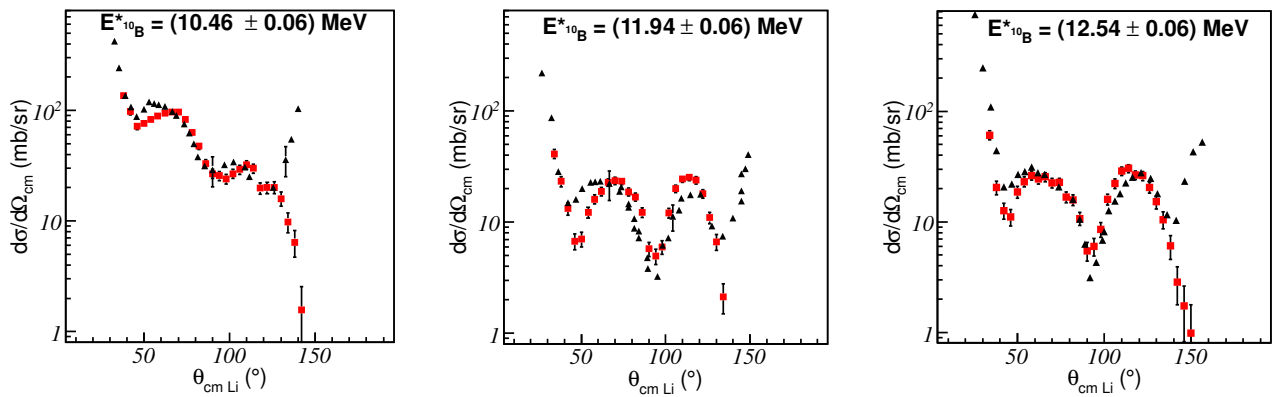


FIGURE 3.37 – Distributions angulaires connues de la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$. Les données obtenues dans des expériences précédentes sont tracées en triangles noirs et les données mesurées dans ce travail sont données par les carrés rouges. *À gauche* et *au centre*, les données proviennent de la Référence [81]. *À droite*, les données proviennent de la Référence [82].

Le calcul de la section efficace est présenté sur la Figure 3.36 en bas. Comme expliqué dans la Section 2.4, la normalisation du nombre de noyaux incidents est effectuée à l'aide du détecteur Si Mars83. Ce détecteur mesure la quantité de noyaux incidents diffusés sur une cible de plomb à un angle laboratoire fixé. La section efficace théorique à cet angle et à l'énergie incidente de 23 MeV est utilisée comme section efficace de référence σ_{23} . Les rapports R_{σ_i} de σ_{23} aux sections efficaces de toutes les autres énergies incidentes sont calculés : $R_{\sigma_i} = \sigma_{23}/\sigma_i$ où i est l'énergie faisceau incidente considérée. Avec Mars83, on a le nombre de coups mesuré pour chacune des énergies faisceaux N_i . En prenant de même comme référence l'énergie incidente de 23 MeV, on déduit les rapports entre le nombre de noyaux incidents mesurés à une énergie incidente 23 MeV et le nombre de noyaux incidents mesurés à une énergie incidente i : $R_{N_i} = N_{23}/N_i$. La section efficace obtenue avec ACTAR TPC à 23 MeV est normalisée sur une distribution angulaire connue à $E_{10B}^* = 12.54$ MeV mesurée dans la Référence [82]. La section efficace extraite avec ACTAR TPC à chaque énergie incidente est ensuite multipliée par le facteur R_{N_i}/R_{σ_i} et permet d'obtenir une valeur absolue de la section efficace sur l'ensemble des enregistrements.

De plus, des données ont été mesurées dans la Référence [81] aux énergies de $E_{10B}^* = 10.46$ MeV et $E_{10B}^* = 11.94$ MeV. Ces deux énergies sont obtenues dans cette expérience avec les énergies incidentes de 19 MeV et 21 MeV respectivement. La Figure 3.37 permet de comparer ces trois distributions angulaires et les données obtenues dans ce travail. Les distributions angulaires issues de [81, 82] sont tracées en triangles noirs tandis que les données mesurées dans ce travail sont représentées par les carrés rouges. Les barres d'erreur des carrés rouges contiennent uniquement les erreurs statistiques. Les données présentes ont été normalisées sur les données de la figure de droite mesurées à 12.54 MeV. La normalisation avec Mars83 a fonctionné pour la Figure 3.37 au centre mais sur la figure de gauche la section efficace de ce travail a dû être multipliée par deux. On verra dans le Chapitre 5 que ce facteur semble plutôt être une erreur dans la représentation du graphique exposée dans la Référence [81].

Mis à part ce facteur deux, les distributions angulaires sont assez bien reproduites jusqu'à la limite atteinte autour de $\theta_{cm} = 140^\circ$ centre-de-masse qui correspond à une limite géométrique due à la méthode d'analyse. Les traces observées sur le plan de pixels ne permettent plus de reconstruire suffisamment bien les angles. Il reste cependant des défauts autour de $\theta_{cm} = 50^\circ$. Cette erreur peut s'expliquer par un effet des déformations. Le décalage des données par rapport à la ligne cinématique théorique (Figure 3.30) n'a pas le même effet sur l'angle centre-de-masse selon les angles laboratoire considérés. On peut s'en rendre compte en traçant les iso- θ_{cm} à partir de l'équation (3.7) (Figure 3.38). S'il y a une erreur à la fois sur l'angle de l'hélium et du lithium, l'effet est plus grand à bas angle centre-de-masse où les iso- θ_{cm} varient beaucoup avec l'angle de l'hélium. Le désaccord est particulièrement visible sur la distribution angulaire à (11.94 ± 0.06) MeV de la Figure 3.37. En considérant l'efficacité donnée sur la Figure 3.36, on constate que cette distribution se trouve juste en bord de l'acceptance, coupée en vertex à cause des déformations plus importantes. Cette coupure est justifiée par cette observation.

On étudiera dans le Chapitre 5 la partie à plus basse énergie. La physique étudiée dans l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$ y sera d'abord introduite, suivi d'une discussion sur la présence possible de résonances.

Dans ce chapitre, les outils de l'analyse ont été développés pour l'analyse des données obtenues avec le démonstrateur. Les performances de l'analyse se sont montrées prometteuses avec des résolutions en angle estimées par simulation qui dépendent du *straggling* angulaire des noyaux dans le gaz. Les noyaux d'hydrogène et d'hélium ont pu être identifiés et les voies de réaction sélectionnées avec les corrélations énergie-angle et angle-angle ont montré des résolutions en énergie d'excitation allant de 210 keV FWHM dans le meilleur des cas à 1.7 MeV FWHM dans la moins bonne configuration. Malgré la déformation des traces lors de l'expérience sur la diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$, les distributions angulaires obtenues ici sont aussi en bon accord avec les distributions mesurées dans des expériences précédentes. Ces deux résultats valident

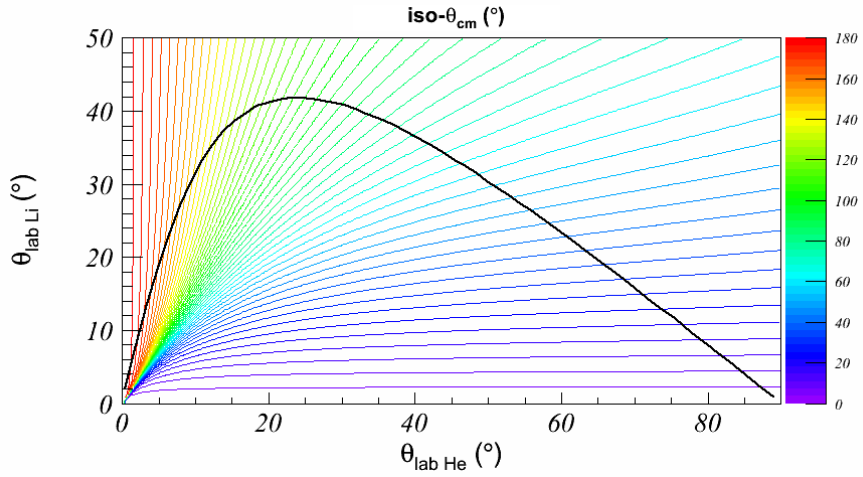


FIGURE 3.38 – Corrélation cinématique angle-angle théorique pour la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ et $\text{iso-}\theta_{\text{cm}}$ associées. Les lignes de couleurs correspondent à un θ_{cm} donné en degré.

les performances du démonstrateur et de son plan de pixels pour la reconstruction précise des énergies d'excitation dans une cible épaisse. La voie élastique a pu être bien séparée grâce aux corrélations angulaires et une fonction d'excitation a pu être construite en limitant le bruit provenant des voies inélastiques dans le cas de l'expérience ${}^6\text{Li} + \alpha$. Cela n'aurait pas pu être effectué aussi facilement par méthode TTIK dans une cible solide classique. La statistique obtenue après une semaine d'expérience montre enfin la bonne efficacité de détection de ce type de détecteur. Le *commissioning* d'ACTAR TPC, présenté dans le chapitre suivant, a donc été analysé en utilisant les mêmes algorithmes, adaptés aux spécificités du *commissioning*.

Chapitre 4

Caractérisation expérimentale de la cible active ACTAR TPC dans le cas de la diffusion résonante avec des faisceaux de ^{18}O et de ^{20}Ne

Sommaire

4.1	Choix des conditions du <i>commissioning</i> : préparation de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$	93
4.1.1	Astrophysique nucléaire et corrélations protons : buts de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$	94
4.1.2	<i>Commissioning</i> d'ACTAR TPC, test des capacités du détecteur pour la diffusion résonante	96
4.1.3	Conditions expérimentales du <i>commissioning</i>	97
4.2	Analyse et simulations	99
4.2.1	Mesure des paramètres expérimentaux	99
4.2.2	Identification des particules et des voies de réaction	105
4.2.3	Énergie d'excitation et résolutions attendues	110
4.2.4	Reconstruction des fonctions d'excitation	113
4.3	Interprétation des résultats	116
4.3.1	Formalisme de la matrice R	117
4.3.2	Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{18}\text{O} + \text{p}$	119
4.3.3	Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{20}\text{Ne} + \text{p}$	123
4.4	Estimation des erreurs sur la résolution de la fonction d'excitation	124
4.5	Conclusion sur les performances du détecteur	126

4.1 Choix des conditions du *commissioning* : préparation de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$

L'E *commissioning* du détecteur ACTAR TPC avait pour but de préparer l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$ acceptée par le PAC du GANIL, et de vérifier le bon fonctionnement du détecteur. Cette expérience est motivée par l'étude des rapports d'embranchement de décroissance α et 2p des états excités du ^{18}Ne , peuplés par la réaction $^{17}\text{F} + \text{p}$, car ces rapports d'embranchements ont un intérêt pour l'astrophysique. Les motivations de l'expérience

sont d'abord explicitées, de même que le choix des conditions expérimentales. La preuve de principe devant être obtenue avec le *commissioning*, les similarités recherchées lors de ces tests sont ensuite décrites. Les conditions expérimentales choisies pour les tests sont finalement présentées.

4.1.1 Astrophysique nucléaire et corrélations protons : buts de l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + \text{p}$

Différents cycles de réactions nucléaires permettent de générer de l'énergie dans les étoiles et de former les éléments plus lourds que l'hélium. Le cycle carbone-azote-oxygène chaud limité en β (HCNO pour *Hot Carbon-Nitrogen-Oxygen cycle* en anglais) en est un exemple et consiste le long de la *drip-line* proton en la capture successive de protons jusqu'à des points d'accumulation (*waiting points* en anglais). À partir de ces points, la capture d'un seul proton n'est plus permise énergétiquement et le noyau finit par décroître par radioactivité β^+ . Le cycle principal et un cycle additionnel sont représentés par les flèches noires tiretées sur la Figure 4.1. Lors de phénomènes astrophysiques explosifs, la température et la densité du milieu augmentent. Si la température dépasse 0.1 GK et la densité atteint $\rho \simeq 10^6 \text{g/cm}^3$, des processus plus rapides que la désintégration β mais demandant plus d'énergie peuvent s'ouvrir aux points d'accumulation [83, 84]. Le cycle HCNO peut alors se bri-

ser. Le processus αp en est un exemple [84, 85].

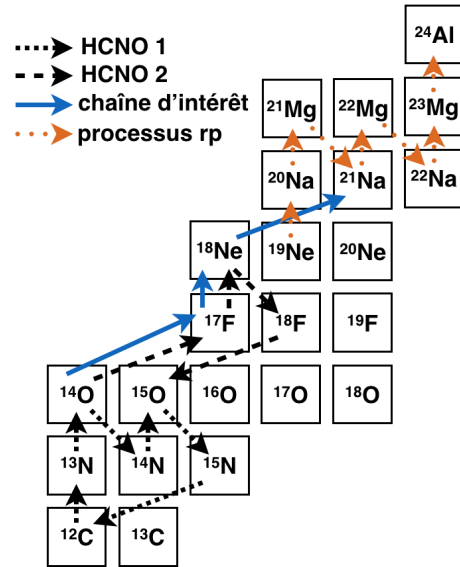


FIGURE 4.1 – Le cycle HCNO en partie indiqué en tireté noir est divisé en un cycle principal (1) et l'une de ses variantes (2). La chaîne d'intérêt en traits continus bleu participe à la rupture du cycle vers le début du processus rp en pointillés orange.

De tels phénomènes se produisent notamment dans le cas de systèmes binaires composés d'une étoile à neutrons et d'une étoile de faible masse (masse inférieure à la masse solaire), ou d'une géante rouge. L'étoile à neutrons accrète de la matière arrachée à l'autre étoile (de l'hydrogène et/ou de l'hélium) à sa surface. La matière est comprimée et peut chauffer jusqu'à près de 2 GK [86]. Les processus thermonucléaires qui s'ouvrent génèrent de l'énergie. Comme la matière de l'étoile à neutrons est dégénérée, l'enveloppe ne peut pas se dilater en réponse à l'excès d'énergie produit [83]. La densité reste stable tandis que la température et l'énergie continuent d'augmenter. De l'énergie est alors intensément dégagée sous la forme d'un pic d'intensité lumineuse dans le domaine X, appelé Sursaut X (*XRay Burst*). La durée de ce pic, d'une dizaine à quelques centaines de secondes, dépend des réactions qui ont lieu [83]. Certaines peuvent avoir un effet très important en ouvrant des chaînes de réactions à partir de points d'accumulation et sont donc étudiées en laboratoire pour déterminer leur effet exact sur ce phénomène.

Le ^{14}O est l'un de ces points d'accumulation clé [83, 86] et produit, dans les sursauts X, du ^{21}Na via la chaîne de réactions $^{14}\text{O}(\alpha, \text{p})^{17}\text{F}(\text{p}, \gamma)^{18}\text{Ne}(\alpha, \text{p})^{21}\text{Na}$ (chaîne de flèches continues sur la Figure 4.1). Le ^{21}Na est ensuite un des points de lancement du processus de capture rapide de proton (processus rp) représenté par les flèches orange en pointillés. Les contributions dues aux résonances du système $^{14}\text{O} + \alpha$ dans le ^{18}Ne dominent le taux de réaction $^{14}\text{O}(\alpha, \text{p})^{17}\text{F}$ aux températures typiques des sursauts X, de 0.2 GK à 2 GK [86]. Les états excités

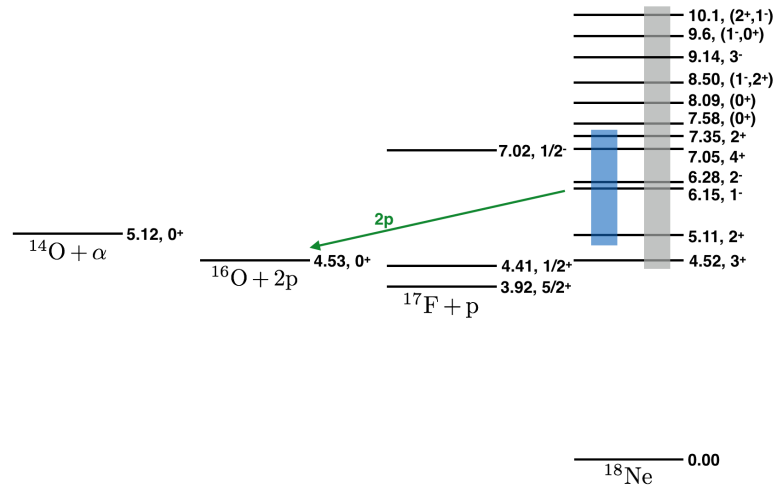


FIGURE 4.2 – Niveaux d'intérêt dans le ^{18}Ne à peupler par diffusion résonante $^{17}\text{F} + p$. Les zones ombrées sont celles qui doivent être peuplées lors de l'expérience.

du noyau composé ^{18}Ne forment le point de passage de la réaction résonante $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ et leur structure définit la section efficace de réaction. Aux températures inférieures à $\simeq 1$ GK, la réaction est dominée par la résonance en énergie d'excitation du ^{18}Ne à 6.15 MeV [86]. Cette résonance de spin 1^- est bien caractérisée mais les différents rapports d'embranchement par émission de deux protons (2p) et par émission α sont encore mal connus. En fonction de la grandeur de la largeur de décroissance 2p, il peut y avoir une réduction du taux de réaction $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ de près de 30% aux températures usuelles des sursauts [84]. Dans le même temps, l'étude menée dans la Référence [86] indique un faible impact des taux de la réaction $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ aux différentes résonances accessibles avec l'énergie nucléaire générée lors des sursauts X. C'est en particulier le cas de la résonance dominante à 6.15 MeV. Une meilleure caractérisation de ces états résonants peut permettre de mieux comprendre comment ces états participent au passage du cycle HCNO vers le processus rp. Si l'étude de sensibilité menée dans [86] n'est pas confirmée par des simulations de sursauts X plus complexes, il est possible que cette caractérisation apporte quand même des éléments sur l'énergie générée dans les sursauts X et la compréhension des durées d'émission de rayons X.

La voie de décroissance 2p de l'état à 6.15 MeV du ^{18}Ne présente, en plus de son intérêt astrophysique, la possibilité d'observer une décroissance 2p directe sans pollution par une décroissance séquentielle. La Figure 4.2 montre le schéma de niveau du ^{18}Ne et les différentes voies de décroissance possible. D'après les énergies mises en jeux et tracées sur ce schéma, aucun état excité du ^{17}F ne peut servir d'intermédiaire dans le système $^{17}\text{F} + p$ entre le niveau à 6.15 MeV et le système $^{16}\text{O} + 2p$. La résonance à 7.02 MeV dans le ^{17}F a une largeur de 19 keV, suffisamment fine pour que sa queue de basse énergie ait une participation négligeable à une décroissance séquentielle. Le premier état excité du ^{17}F a quant à lui une demi-vie de 286 ps, soit une largeur de $1.6 \mu\text{eV}$. Celle-ci est aussi trop faible pour servir de point de passage, malgré la proximité en énergie du système $^{17}\text{F}^* + p$, où le ^{17}F est dans son premier état excité, avec la voie $^{16}\text{O} + 2p$. La voie séquentielle peut être considérée comme fermée. Les voies de décroissance pure 2p sont assez rares et ont généralement lieu dans des noyaux proches de la *drip-line* proton qui peuvent être difficiles à produire [87]. Si cette résonance est suffisamment large comparée à la décroissance proton, elle permettra de déterminer la corrélation entre les deux protons dans cet état du ^{18}Ne et d'améliorer notre compréhension de ce phénomène avec une large statistique.

Sur la Figure 4.2, on remarque aussi les différentes parties du spectre du ^{18}Ne qui doivent être couvertes par l'expérience de diffusion résonante $^{17}\text{F} + p$. Deux régions de fonctions d'excitation

différentes doivent être atteintes en utilisant deux pressions du gaz distinctes. La région en gris permettra de vérifier que la reconstruction de la fonction d'excitation de la réaction $^{17}\text{F} + \text{p}$ est en accord avec des données déjà obtenues et d'étendre notre connaissance à des énergies d'excitation du ^{18}Ne plus élevées que ce qui a été obtenu jusqu'à maintenant [86, 88]. La deuxième région doit permettre d'étudier plus précisément la décroissance 2p d'une part et la décroissance α d'autre part de l'état à 6.15 MeV. Cette dernière décroissance n'a jamais été mesurée. Pour ce qui est de la décroissance 2p, des mesures ont déjà été effectuées mais trouvent des résultats contradictoires entre l'expérience (1.5-4.0 mb dans [88]) et la théorie (0.03-0.2 mb dans [89]) s'étalant sur deux ordres de grandeur. Pour expliquer cette différence, L.V. Grigorenko *et al.* ont proposé dans [89] qu'une large part des événements 2p était due au *break up* du ^{17}F en $^{16}\text{O} + \text{p}$ au lieu d'une décroissance 2p de la résonance. La section efficace élastique a elle-même été sujet à débat entre deux expériences de diffusion résonante de [88] et [86]. La dernière expérience a indiqué que la première a négligé le fond dû aux réactions du ^{17}F sur le carbone de la cible de CH_2 et les réactions inélastiques vers l'état excité du ^{17}F à 0.49 MeV.

Une expérience utilisant une cible active permettra de connaître le vertex, donc l'énergie de réaction, pour les différentes voies à étudier sans avoir à faire de supposition sur la cinématique de réaction. Cela devrait permettre de différencier les voies élastique et inélastique vers le ^{17}F . De plus, les voies à deux protons pourront être étudiées en détail d'après leurs trajectoires sur le plan de pixels. La connaissance de l'énergie de réaction par la position du vertex permettra enfin de distinguer sans ambiguïté si les événements 2p sont issus de la résonance à 6.15 MeV ou d'un fond provenant du *break up* du ^{17}F .

4.1.2 *Commissioning* d'ACTAR TPC, test des capacités du détecteur pour la diffusion résonante

Un *commissioning* a été effectué sous faisceau dans des conditions expérimentales aussi proches que possible de l'expérience $^{17}\text{F} + \text{p}$ pour régler le détecteur et vérifier son fonctionnement avant l'expérience. Chacun des tests du *commissioning* permet de vérifier différentes capacités du détecteur. Effectués avec des faisceaux de ^{18}O et de ^{20}Ne , les masses des noyaux sont à peu près équivalentes à celle du ^{17}F . Les intervalles d'énergie d'excitation du noyau composite scannés lors du *commissioning* sont similaires à l'expérience prévue en utilisant les mêmes conditions de gaz. Les résolutions obtenues durant les tests peuvent ainsi être transposées au cas du ^{17}F sans trop d'approximations. Le fait d'avoir les mêmes masses donne aussi des dépôts de charge proches, de sorte que les conditions de gain de l'électronique et la polarisation des pixels sont adaptées à l'expérience sur le ^{17}F . L'efficacité de la polarisation est en particulier testée en détail avec ce *commissioning*.

De plus, les premiers états excités du ^{18}O comme du ^{20}Ne sont assez proches du fondamental (états 2^+ à respectivement 1.982 MeV et 1.634 MeV) pour pouvoir être peuplés en voie de sortie de l'état résonant. La capacité à séparer les états inélastiques et à sélectionner les voies de réaction pour tracer la fonction d'excitation de réaction est donc vérifiée. Les différentes méthodes de sélection des voies de réaction utilisées seront brièvement rappelées et comparées dans la Section 4.2.2. Dans le cas du ^{18}O , la voie de réaction (p,α) est aussi ouverte et permet de vérifier les capacités d'identification du détecteur et la reconstruction de la fonction d'excitation dans ce cas là.

Enfin, les résonances ont déjà été observées aux énergies parcourues dans ces expériences et les données sont pour la plupart compilées dans ENSDF [80]. Les sections efficaces obtenues peuvent être comparées à des calculs pour déterminer la résolution expérimentale du détecteur. Dans le cas où la densité de résonances, et leurs largeurs respectives, n'a pas permis d'en avoir une caractérisation précise compilée, la comparaison est faite aux données mesurées,

Paramètre	Valeur
Paramètres de la chambre pour le test ^{18}O	
Gaz	iC ₄ H ₁₀
Pression du gaz	100 mbar
Tension cathode	-3500 V
Tension mesh	-450 V
Tension de polarisation des pixels	-100 V
Vitesse de dérive MAGBOLTZ	3.59 cm/ μs
Paramètres de la chambre pour le test ^{20}Ne	
Gaz	iC ₄ H ₁₀
Pression du gaz	110 mbar
Tension cathode	-4000 V
Tension mesh	-460 V
Tension de polarisation des pixels	-110 V
Vitesse de dérive MAGBOLTZ	3.59 cm/ μs
Paramètres électroniques	
Capacité pré-amplificateur GET	120 fC
Peaking time	502 ns
Fréquence d'échantillonnage	50 MHz
Déclenchement	(Multiplicité $\sum \text{CoBo}_i$)USi
Seuil en multiplicité	$\simeq 10$ pixel
Seuil détecteurs Si	$\simeq 500$ keV
Lecture des voies	Read_only_if_hit
Seuil au-dessus du piédestal par voie	100 valeurs ADC

TABLE 4.1 – *Résumé des caractéristiques d'ACTAR TPC lors du commissioning.*

directement. C'est par exemple le cas de la réaction $^1\text{H}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})\alpha$ qui nécessite l'utilisation des données obtenues lors de l'expérience présentée dans [90].

4.1.3 Conditions expérimentales du *commissioning*

L'ensemble des paramètres du détecteur et de son électronique pour le *commissioning* $^{18}\text{O} + \text{p}$ et $^{20}\text{Ne} + \text{p}$ sont résumés dans la Table 4.1. Dans les deux cas, le détecteur était placé en G3, au point cible du spectromètre SPEG. Dans le cas de l'expérience sur le ^{18}O , le faisceau sortait du cyclotron CSS1 avec une énergie de 6.6A MeV et a été ralenti avec un dégradeur en aluminium de $63\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'intensité du faisceau était mesurée à l'aide d'une chambre à avalanche à plaques parallèles (PPAC) placée devant la fenêtre d'entrée du détecteur ACTAR TPC. L'énergie du faisceau après la fenêtre en Mylar de $6\ \mu\text{m}$ d'épaisseur d'ACTAR était alors de 3.2A MeV. Vingt heures de données ont été acquises à une intensité moyenne de 10^4 noyaux de ^{18}O par seconde entrant dans le volume de détection. La détermination de l'émittance et du *straggling* en énergie du faisceau sont présentés dans la Section 4.2.1. Le gaz contenu dans ACTAR TPC était de l'isobutane à une pression de 100 mbar, suffisant pour arrêter le faisceau au niveau de la colonne de pixel 98.

L'utilisation d'un gaz d'isobutane permet d'avoir une cible de protons pour faire les réactions $^1\text{H}(^{18}\text{O}, ^1\text{H})^{18}\text{O}$ et $^1\text{H}(^{18}\text{O}, \alpha)^{15}\text{N}$. Le gaz était régulé à débit et pression constants, bien qu'une fuite ait été détectée durant l'expérience. La proportion d'air à l'intérieur du détecteur a été estimée en comparant la longueur de parcours de particules α donnée par LISE++ avec la longueur de parcours mesurée en utilisant la source de 3α qui a servi à la calibration des détecteurs ancillaires. La pollution du gaz, constante durant l'expérience, a ainsi été estimée à

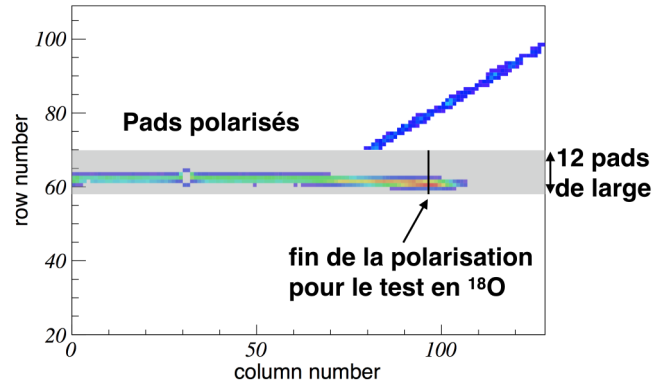


FIGURE 4.3 – Polarisation des pixels lors du commissioning. Dans le cas du test en ^{18}O , elle s’arrêtait à la colonne de pixel 95 incluse. L’exemple est tiré du test sur le ^{20}Ne .

près de 2%. Elle affecte la perte d’énergie des particules dans le gaz, la vitesse de dérive des électrons d’ionisation et surtout l’attachement des électrons d’ionisation. En effet, le dioxygène présent dans l’air est une molécule particulièrement électronégative. Les électrons dérivant dans le gaz ont une probabilité plus importante de s’attacher aux molécules de dioxygène pour former des anions que pour les gaz utilisés normalement en détection. Pour exemple, la probabilité d’attachement dans un gaz de O_2 pur est de $2.5 \cdot 10^{-5}$ contre $6.2 \cdot 10^{-9}$ pour du CO_2 dans des conditions normales de température et de pression et sans champ électrique [40]. Cette valeur varie avec le champ électrique appliqué dans le gaz. Dans un schéma similaire à la multiplication des électrons de Townsend, l’attachement diminue de manière exponentielle le nombre d’électrons de dérive en fonction de la longueur de gaz traversée. Plus l’ionisation s’est effectuée loin du plan de pixels, moins il y a d’électrons qui arrivent à la zone d’amplification.

La différence en dépôt d’énergie entre le faisceau et les noyaux de recul peut atteindre un facteur 100 pour des protons de 10 MeV mesurés dans les détecteurs Si. Cela a permis de tester la polarisation des pixels au cours du *commissioning*. Une tension de -100 V a été appliquée sur une région centrale du plan de pixels comme montré sur la Figure 4.3. Les détecteurs Si placés sur le mur en aval du faisceau sont équipés de pré-amplificateurs de charge de 10 mV/MeV. Le signal est ensuite amplifié par des modules CAEN N568 ayant un *shaping time* de $3 \mu\text{s}$ et un gain $\times 32$. La sortie rapide de l’amplificateur est connectée à un discriminateur à seuil CAEN N844 pour générer un signal de déclenchement traité par un module GAMER VXI. Le déclenchement donné par les détecteurs Si est transmis aux modules MuTanT par voie externe. Les détecteurs Si ainsi que le signal de multiplicité lu sur MuTanT pour les pixels situés en dehors de la zone faisceau ont été utilisés comme source de déclenchement de l’ensemble de l’acquisition. Le déclenchement par le signal en multiplicité des pixels touchés a été divisé par trois pour éviter un taux de déclenchement trop important dû aux événements élastiques aux petits angles centre-de-masse ($\theta_{cm} < 80^\circ$), qui sont très probables.

Les caractéristiques du test $^{20}\text{Ne} + \text{p}$ sont les mêmes à quelques détails près. Elles permettent d’observer la voie de réaction où le ^{20}Ne sort dans son premier état excité. Le faisceau avait une énergie de 6.24 MeV en entrée de G3 et une intensité dans ACTAR TPC de $3 \cdot 10^4$ pps. Un éplucheur en carbone de $143 \mu\text{g}/\text{cm}^{-2}$ était placé avant l’analyseur (voir Section 2.4.2). Les particules sortant de l’éplucheur ont une distribution en état de charge de sorte qu’on peut diminuer l’intensité du faisceau en réglant le $B\rho$ de l’analyseur sur un état de charge peu produit. Un dégradeur en aluminium de $16 \mu\text{m}$ était ensuite placé en amont de deux détecteurs CATS successifs permettant de compter le nombre d’événements entrant dans ACTAR. L’énergie du faisceau après la fenêtre en Mylar d’ACTAR était alors de 4.474 MeV . Le détecteur contenait de l’isobutane à 110 mbar de sorte que le faisceau était arrêté à la colonne de pixel 105. En particulier, la polarisation a été étendue à toute la longueur du plan de pixels (Figure 4.3). On

ne peut pas mesurer d'angle pour les protons de recul qui ne sortent pas de la zone polarisée et les protons qui s'échappent à peine risquent d'être mal reconstruits. Pour cette raison, les détecteurs Si centraux n'ont pas été pris en compte dans l'analyse finale.

Le déclenchement de l'acquisition était donné de manière externe avec les détecteurs Si ou le signal de multiplicité en sortie des modules MuTanT. Les CATS ont aussi été utilisés pour le déclenchement d'évènements faisceau. Le déclenchement en multiplicité était divisé par 300 et le déclenchement des CATS par 10^5 . L'information tirée de ces déclenchements n'est pas l'information recherchée principalement, ils sont divisés pour limiter les temps morts et la quantité de données à sauvegarder.

Dans les deux cas, seuls les évènements où les détecteurs Si ont déclenché, ont été analysés pour l'étude des cas physiques tandis que le déclenchement par les CATS a permis l'étude du faisceau durant l'expérience.

4.2 Analyse et simulations

L'analyse des traces a permis de déterminer des paramètres du faisceau et quelques caractéristiques d'ACTAR TPC. D'une part l'étude du faisceau permet d'extraire sa longueur de parcours dans la chambre et son angle ainsi que de mesurer son *straggling* et son émittance. D'autre part, l'étude des noyaux de recul arrivant dans les détecteurs auxiliaires permet de reconstruire les impacts sur les détecteurs en Silicium. Les positions des impacts intégrées sur une dizaine de milliers d'évènements ont la forme des détecteurs Si, ce qui permet d'en déduire une vitesse de dérive et une résolution angulaire. La mesure des paramètres est d'abord présentée en détail. L'identification des voies de réaction est ensuite explicitée. Enfin, les fonctions d'excitation sont extraites et des simulations géométriques utilisant les résolutions du détecteur sont utilisées pour prédire la résolution des fonctions d'excitation.

4.2.1 Mesure des paramètres expérimentaux

Caractérisation du faisceau

Comme décrit à la Section 3.3.3, le dépôt d'énergie des particules chargées traversant la TPC est projeté le long de leur trajectoire pour déterminer leur point d'arrêt. Celui-ci est défini comme la position sur le plan de pixels pour laquelle le dépôt d'énergie vaut un certain pourcentage du maximum du pic de Bragg. Dans le cas du faisceau, cette valeur a été prise comme le point où le dépôt de charge vaut un cinquième du maximum. Le choix est fait en prenant le parcours le plus ressemblant au parcours donné par les tables de perte d'énergie de SRIM. Il peut donc changer d'une particule à l'autre. Le faisceau est ralenti avant l'entrée dans la chambre, notamment par des dégradeurs en aluminium. L'interaction du faisceau avec la matière implique nécessairement un *straggling* en énergie à la sortie du matériau qui ralentit. Ici on a donc du *straggling* avant l'entrée dans la chambre, puis dans la chambre elle-même où le faisceau finit par s'arrêter. Sur la Figure 4.4, on observe à gauche la longueur de parcours mesurée événement par événement (abscisse) pour plusieurs enregistrements (ordonnée). La distribution de probabilité de la longueur de parcours reste stable d'un enregistrement à l'autre. La projection des distributions en longueur de parcours sur tous les enregistrements montrés à gauche est tracé sur la Figure 4.4. En ajustant la distribution par une fonction gaussienne, on détermine le point d'arrêt moyen, tandis que la résolution en position, qui est associée au *straggling*, est donnée par le σ de l'ajustement gaussien.

Pour obtenir ces histogrammes, plusieurs enregistrements pour lesquels le déclenchement était uniquement donné par la PPAC ont été pris lors du premier test. Lors du deuxième test, certains évènements faisceau ont été enregistrés avec le déclenchement CATS divisé et l'ensemble

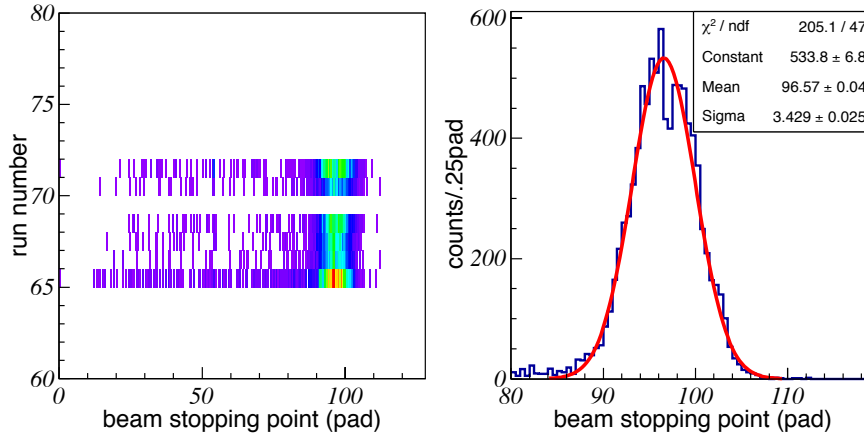


FIGURE 4.4 – Mesure du point d’arrêt du faisceau lorsqu’il n’y a pas eu réaction lors du test d’ACTAR TPC sous faisceau de ^{18}O . À gauche, la longueur de parcours des évènements faisceau est donnée run par run. À droite, ajustement gaussien de la projection de la longueur de parcours sur tous les runs. Le stragglings du faisceau est de 3.4 pixels. Le pixel, ou pad, correspond toujours à une taille de 2 mm.

des enregistrements a pu être utilisé. Un veto sur le déclenchement des Si et l’apparition de traces sur le plan de pixels a permis d’identifier ces évènements pour la mesure du point d’arrêt.

Finalement, le point d’arrêt moyen est au pixel 96.6 dans le cas du ^{18}O soit une longueur de parcours totale de 253.2 mm en prenant en compte le parcours de 60 mm dans le gaz entre la fenêtre et le début du plan de pixels. L’unité de longueur du pixel, aussi noté pad, est de 2 mm. Il faut ajouter à la longueur de parcours la distance de 60 mm, traversée par la particule dans le gaz entre la fenêtre et la cage de champ. La résolution en position est de $\sigma = 7$ mm, c’est-à-dire une résolution en énergie à mi-hauteur de 2.7 MeV calculée avec LISE++. La part venant uniquement du ralentissement dans le gaz de la chambre est de $\sigma_{ch} = 0.92$ mm à comparer au *stragglings* dû au dégradeur en aluminium $\sigma_{deg} = 3.3$ mm et à la fenêtre de la chambre $\sigma_{fen} = 0.5$ mm d’après des calculs LISE++. Dans le cas du ^{20}Ne , le parcours obtenu est de 111.8 pixels soit une longueur totale de 283.6 mm, avec une résolution de $\sigma = 3.7$ mm. La résolution en énergie à mi-hauteur est de 1.9 MeV. De même, la part venant uniquement du ralentissement dans le gaz de la chambre est de $\sigma_{ch} = 1.0$ mm à comparer au *stragglings* dû au dégradeur en aluminium et à l’éplucheur de carbone $\sigma_{deg} = 1.65$ mm ainsi qu’au *stragglings* dû aux fenêtres en Mylar des MWPC puis d’ACTAR $\sigma_{fen} = 0.68$ mm d’après des calculs LISE++. Dans les deux cas, c’est bien le dégradeur qui domine le *stragglings* et on peut donc s’attendre à avoir une meilleure résolution en énergie de réaction en ayant directement l’énergie faisceau voulue pour l’expérience à la sortie de l’accélérateur. On peut aussi remarquer que le *stragglings* total résultant est moins grand que celui mesuré dans la chambre, ce qui peut s’expliquer par du *stragglings* mal reproduit dans les tables de pertes d’énergie.

L’émittance est toujours calculée en prenant pour tous les enregistrements l’angle du faisceau avant réaction et en extrapolant. La taille minimale du faisceau est ainsi déterminée dans le plan (xy) , de même que la distribution en angle. La détermination de l’émittance est illustrée sur la Figure 4.5. L’ajustement des distributions en position et en angle donnent donc des largeurs $\sigma_{y\ 18\text{O}} = 1.6$ mm, $\sigma_{\theta\ 18\text{O}} = 11.6$ mrad dans le cas du ^{18}O et $\sigma_{y\ 20\text{Ne}} = 2.14$ mm, $\sigma_{\theta\ 20\text{Ne}} = 6.2$ mrad dans le cas du ^{20}Ne . La trajectoire du noyau faisceau incident est reconstruite évènement par évènement, elle ne joue donc pas sur la résolution angulaire de l’angle laboratoire du noyau de recul reconstruit.

Plusieurs intensités faisceau ont par ailleurs été utilisées. Pour chacune d’entre-elles, on peut mesurer la quantité d’empilements en comptant le nombre de sous-évènements physiques

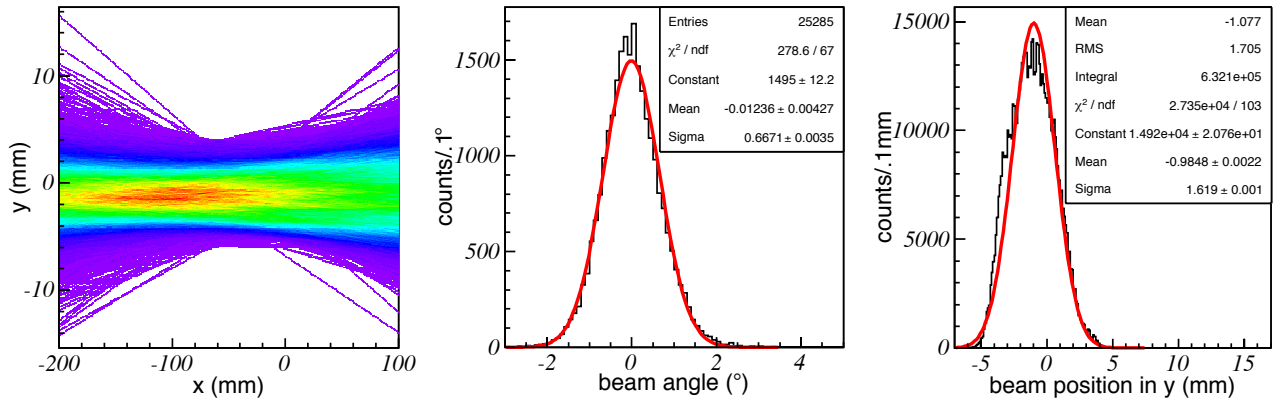


FIGURE 4.5 – Mesure de l'émittance lors du test d'ACTAR TPC sous faisceau de ^{18}O . La forme générale du faisceau est reconstruite sur la colonne de **gauche** à partir de l'extrapolation du fit de chacune des traces faisceau avant réaction. **Au centre**, l'angle général du faisceau est ajusté par une fonction gaussienne pour obtenir la résolution en angle σ_θ . **À droite**, la position générale du faisceau est aussi ajustée par une fonction gaussienne pour obtenir la résolution en position σ_x au point focal $x \in [-15; 20]$ mm.

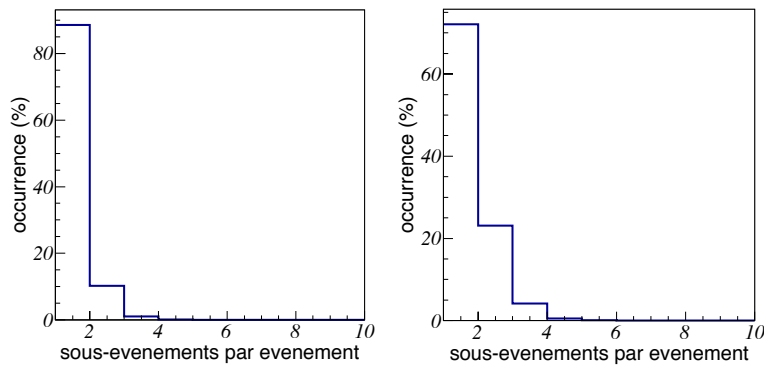


FIGURE 4.6 – Le nombre de sous-événements différenciés par événement indique la possibilité de traiter des sous-événements superposés. En traitant le pileup dans la fenêtre de $10.24 \mu\text{s}$, 12 % des événements sont ainsi récupérés pour une intensité faisceau de 10^4 pps entrant dans ACTAR (**à gauche**). Cela concerne 27 % quand l'intensité est multipliée par deux **à droite**.

par événement électronique. La Figure 4.6 montre la distribution du nombre de traces faisceau observées par événement électronique pour deux intensités du faisceau de ^{18}O différentes. Les sous-événements ont pu être analysés grâce à la méthode d'association en événements développée dans la Section 3.2. Le nombre d'événements empilés augmente lorsque l'intensité du faisceau augmente. À une intensité faisceau de 10^4 pps (Figure 4.6 à gauche), 11.4 % d'événements empilés peuvent ainsi être analysés. En doublant l'intensité, 27.9 % d'événements sont analysés en traitant l'empilement en temps (Figure 4.6 à droite). Ce traitement n'est pas négligeable. Les intensités étaient similaires lors du test en ^{20}Ne et les taux de récupération d'événements sont les mêmes. La limite sur la récupération des événements superposés en temps vient de traces faisceau trop proches en temps comme expliqué dans la Section 3.2.2. Elles sont alors prises comme un seul sous-événement, ce qui génère du bruit dans l'analyse de données *a posteriori*, par exemple en donnant de mauvaises longueurs de parcours du faisceau associées aux noyaux de recul mesurés dans les Si.

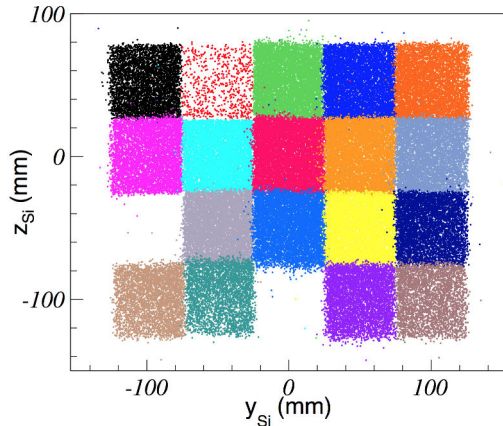


FIGURE 4.7 – *Reconstruction de l'impact des noyaux de recul sur les détecteurs Si touchés. Chaque couleur correspond à un Si.*

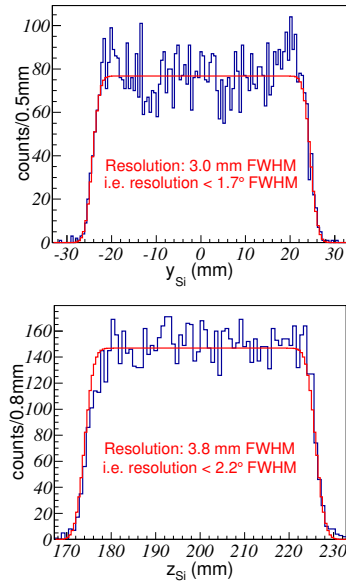


FIGURE 4.8 – *Mesure de la résolution angulaire de la reconstruction des impacts des protons de recul sur les détecteurs Si lors du test ^{18}O . Les résolutions sont obtenues pour les axes verticaux et horizontaux. Le total de 2° FWHM est une moyenne des deux.*

Vitesse de dérive et mesure de résolution angulaire des protons sur le mur de Silicium

La Figure 4.7 montre la reconstruction de l'impact des protons de recul sur les détecteurs Si dans la configuration utilisée pour la diffusion résonante $^{18}\text{O} + \text{p}$. Deux des détecteurs ne fonctionnaient pas. Et l'un d'entre eux, en rouge, avait un seuil de déclenchement trop élevé. Chaque couleur correspond à un Si différent. Quelques points sont largement hors de leur Si et viennent de mauvaises reconstructions ou de mauvais événements. Ils correspondent à moins d'un événement pour mille. En projetant selon la longueur et la hauteur du détecteur Si central, on obtient la Figure 4.8. En première approximation et comme attendu, la forme générale est une fonction porte correspondant à la taille de chaque détecteur Si. En transformant les temps d'arrivée des électrons en longueur avec la vitesse de dérive, la taille de la porte doit aussi faire 5 cm. La vitesse de dérive utilisée pour obtenir cette valeur est de 0.758 mm/échantillon soit 3.79 cm/ μs ce qui correspond à la valeur de 3.59 cm/ μs obtenue avec Magboltz à 6% près. Les Figures 4.7 et 4.8 sont tracées avec ce facteur correctif.

Les trajectoires des particules de recul dans le gaz sont soumises au *straggling*. Il faut donc déterminer la résolution angulaire dans le cas de cette expérience. Cette résolution dépend de la méthode d'analyse et des conditions expérimentales de chacun des tests, notamment du gaz. La fonction porte, qui représente la matrice des impacts reconstruits sur les Si, est convoluée avec une gaussienne qui simule la résolution en position du point d'impact reconstruit des noyaux sur les Si. La taille de la porte est fixée. La résolution de la gaussienne convoluée à cette fonction porte est ajustée à la matrice des impacts sur un Si. C'est le seul paramètre qui joue un rôle dans l'ajustement. On en déduit la largeur à mi-hauteur de la gaussienne, indiquée sur la Figure 4.8, qui permet ensuite de mesurer une résolution angulaire.

Le schéma de la Figure 4.9 illustre la trajectoire d'une particule chargée dans le gaz et sujette à un *straggling*, de sorte que sa trajectoire n'est pas une ligne droite. La trajectoire de la particule est moyennée par le fit linéaire sur une petite portion du plan de pixels. Le fit ne va

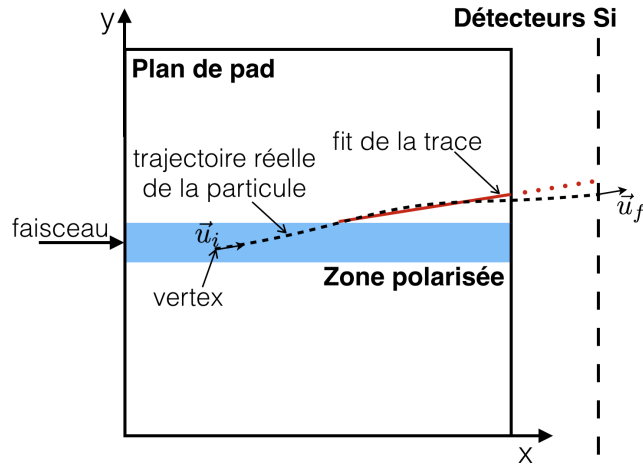


FIGURE 4.9 – Schéma de la trajectoire d'un noyau de recul (courbe en tireté) soumis au straggling dans le gaz. \mathbf{u}_i est le vecteur directionnel du noyau de recul au vertex, et \mathbf{u}_f à l'impact sur le mur Si. La ligne en points rouges indique l'extrapolation du fit de la trace mesurée sur le plan de pixels jusqu'au mur Si.

pas jusqu'au point de réaction à cause de la zone de gain différente du faisceau qui ne permet pas d'y mesurer les dépôts de charge des noyaux de recul. Le fit ne va pas non plus jusqu'au mur de Si, qui est séparé de 58 mm du plan de pixels. Il y a donc une perte d'information pour la reconstruction de l'angle de la particule au vertex et de la position du vertex. Il y a de même une perte d'information sur la reconstruction de l'angle de la particule et de son point d'impact sur le mur de Si. L'utilisation des points d'impact sur le mur de Si permet de reconstruire en partie la résolution angulaire d'entrée des particules dans le Si mais pas la résolution au vertex. À partir de la matrice d'impact des reculs sur les Si et la distance entre le point d'impact et le point d'émission de la particule de recul, on peut reconstruire une résolution sur l'angle selon la formule $\sigma_{\theta_{lab}} = \arctan\left(\frac{\text{résolution en position}}{\text{longueur de parcours}}\right)$. On calcule la résolution angulaire dans le pire des cas, c'est-à-dire en considérant une réaction se produisant en bout de parcours du faisceau, ce qui minimise la longueur de parcours des particules de recul. La moyenne des résolutions selon y et z calculées sur la Figure 4.8 donne une résolution totale strictement inférieure à 2° FWHM dans le cas du test ^{18}O . Comme les conditions sont pratiquement les mêmes dans le cas du test en ^{20}Ne , la même résolution angulaire à l'entrée dans les Si est utilisée.

Simulation pour la détermination de la résolution angulaire au vertex

Pour estimer la résolution angulaire au point de vertex, il n'y a pas d'autre choix que de faire une simulation aussi proche de la réalité que possible. Une simulation avec ACTARSim a donc été utilisée. 10000 événements (faisceau+réaction) ont été simulés aux angles laboratoires 0° à 40° . La cinématique de réaction utilisée est $^{20}\text{Ne} + p$ en reproduisant les conditions du test en ^{20}Ne à l'exception de la pollution à l'air. On cherche à obtenir la résolution en reconstruction de l'angle du proton de recul. La différence $\Delta\theta_{lab}$ entre l'angle laboratoire reconstruit par l'analyse et l'angle laboratoire initial est tracée dans la Figure 4.10 à gauche. $\Delta\theta_{lab}$ est projeté pour des tranches en angle θ_{2D} de 5° de large. Avec les notations de la Figure 3.2, θ_{2D} est l'angle projeté sur le plan de pixels. La projection est ajustée par une fonction gaussienne. Sur la Figure 4.10 à gauche, la ligne noire en tirets est la moyenne de la gaussienne ajustée pour chacune des tranches en angle θ_{2D} . Les lignes rouges représentent la résolution à 1σ associée. Sur la Figure 4.10 à droite, la même chose est tracée pour la différence Δx_{vertex} entre la position du vertex reconstruit par l'analyse et la position du vertex simulé au départ.

Lors de l'analyse des 10000 événements, le proton de recul n'est pas sorti de la zone po-

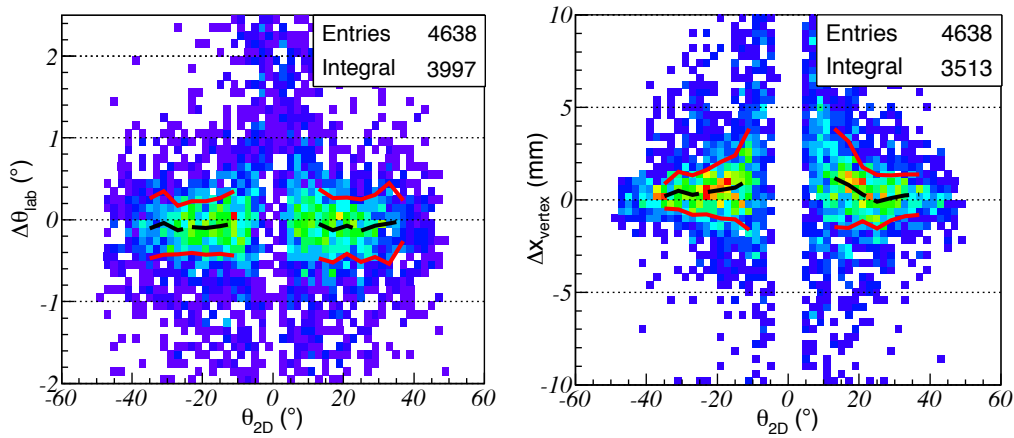


FIGURE 4.10 – Différence entre l’angle du proton de recul simulé dans ACTARSim et sa reconstruction par le programme d’analyse (à gauche) et différence entre le point de vertex simulé et reconstruit (à droite) en fonction de l’angle projeté au-dessus du plan de pixels dans les conditions du test en ^{20}Ne . Δ = théorique – reconstruit suivant les notations de la Section 3.3.2. Les lignes rouges continues indiquent la largeur à 1σ adaptée à la position de la moyenne et les lignes noires tiretées indiquent la position moyenne d’un ajustement gaussien des tranches projetées.

larisée et n’a donc pas pu être mesuré pour 35% des événements. 5.4% des événements ont ensuite été mal reconstruits, notamment à cause de la discrétisation de l’ionisation. La fréquence d’échantillonnage et la vitesse de dérive utilisées sont les mêmes que celles du test en ^{20}Ne pour être dans des conditions aussi similaires que possible. Les données de temps données par ACTARSim sont en nanosecondes et sont regroupées dans des cellules de temps de taille donnée par la fréquence d’échantillonnage. L’ionisation dans GEANT4 est faite de manière discrète et l’étalement des charges est ensuite propagé selon une gaussienne transversalement et longitudinalement par ACTARSim. La diffusion longitudinale n’était pas très forte, tous les électrons diffusés longitudinalement sont donc arrivés dans la même cellule de temps. Les dépôts de charge sont arrivés à des temps tels qu’une discrétisation des traces en temps est observée. Pour des angles azimutaux élevés, cela impliquait de grands espaces en temps entre les différents points d’ionisation, se traduisant parfois par un découpage d’une même trace en plusieurs zones. Les biais induits par la diffusion transverse sur le fit des zones de traces n’ont pas permis de regrouper les zones en une seule trace. Pour 13% des événements, l’angle ou l’énergie des protons de recul ne leur permettait pas d’arriver jusqu’au mur de Si. Sur la Figure 4.10, on constate enfin que les résultats deviennent de moins en moins bons à mesure que θ_{2D} , l’angle projeté sur le plan de pixels, se rapproche de 0° . Des événements supplémentaires sont donc perdus.

D’après la Figure 4.10 à gauche, l’analyse des traces simulées donne une résolution angulaire telle que $0.2^\circ < \sigma_{\Delta\theta_{lab}} < 0.45^\circ$, c’est-à-dire inférieure à 1.1° FWHM. Pour $|\theta_{2D}| > 30^\circ$ la statistique baisse largement et le calcul de résolution n’est plus valide. La figure à droite donne la résolution en vertex. On remarque notamment que la petite erreur en angle se traduit rapidement en une large erreur dans la reconstruction du point de réaction lorsque l’angle de la trace diminue. On s’attend donc à ce que l’énergie d’excitation, mesurée grâce à la position du point de réaction, se dégrade lorsque θ_{2D} se rapproche de 0° . La résolution en position du vertex est en particulier $1\text{ mm} < \sigma_{\Delta x_{vertex}} < 2\text{ mm}$ pour $|\theta_{2D}| < 15^\circ$. Ces valeurs sont à comparer à la résolution en position du faisceau de 3.7 mm mesurée lors du test en ^{20}Ne et due au *straggling*. Elles sont du même ordre, on peut donc s’attendre à ce qu’elles aient aussi un large effet sur la résolution en énergie de réaction reconstruite à partir de la position du vertex.

Pour des protons dont l’énergie mesurée dans les détecteurs Si est de 3 MeV , d’après la

cinématique de réaction et l'énergie d'entrée du faisceau, le parcours du proton au-dessus du plan de pixels pour un angle laboratoire de 10° est de 71 mm. Le *stragglng* angulaire calculé avec LISE++ est de 1.2° FWHM. C'est le *stragglng* minimal, si l'angle augmente, la longueur de gaz traversée au-dessus du plan de pixels augmente aussi. Pour la même énergie avec un angle plus grand, d'après la cinématique, la réaction doit aussi se produire à plus haute énergie, donc plus en amont dans la chambre. Pour des protons mesurés de 7 MeV avec un angle de 10° , le parcours associé au-dessus du plan de pixels est de 126 mm et donne un *stragglng* de 0.75° FWHM. Les valeurs de résolution reconstruites comparées au *stragglng* LISE++ sont un peu plus larges que celles trouvées dans la Section 3.3.2. Cela peut venir du fait qu'une large partie de la trace est masquée par la zone de polarisation entre le point de vertex et les premiers points de la trace reconstruite. Le *stragglng* qui se produit avant le début de la trace enregistrée n'est pas moyenné par l'ajustement linéaire, les erreurs sont donc plus larges.

Pour des expériences menées avec une cible active (ou une TPC), les résolutions obtenues sur les angles des noyaux diffusés et de recul, ainsi que les reconstructions de la position en vertex sont des éléments cruciaux qui dépendent beaucoup des conditions expérimentales. Parmi ces conditions, on trouve :

- le gaz utilisé, qui influe sur le *stragglng* en angle et en énergie des noyaux,
- les longueurs des traces étudiées,
- la possibilité de mesurer les traces jusqu'au vertex ou non, par exemple lorsque des configurations en gain différentes sont utilisées.

On verra à partir de la Section 4.2.3 les effets notamment dus à la résolution angulaire sur les reconstructions des énergies d'excitation et les sections efficaces mesurées expérimentalement.

4.2.2 Identification des particules et des voies de réaction

Identification des particules

Pour les deux tests du *commissioning*, les particules ont été identifiées en corrélant leur dépôt d'énergie dans le gaz avec l'énergie perdue dans les détecteurs Si. Le dépôt d'énergie est sommé sur les colonnes 100 à 120 et divisé par la longueur de gaz traversée sur cet intervalle en prenant en compte l'angle du noyau observé. La corrélation permettant l'identification est tracée sur la Figure 4.11. Les figures principales montrent deux lignes correspondant à chaque fois aux protons et aux noyaux d'hélium. Des protons traversent notamment les détecteurs Si dans le cas du test ^{20}Ne . La ligne d'identification des protons montre un rebroussement vers 9.5 MeV appelé *punch through* et qui correspond aux protons qui traversent le Si. Plus l'énergie des protons est élevée, moins ils déposent d'énergie dans les Si, d'où le rebroussement.

Comme il a été dit à la Section 4.1.3, une pollution à l'air a été détectée dans les deux tests. L'électronégativité du dioxygène produit un fort taux d'attachement et la quantité d'électrons n'atteignant pas le plan de pixels dépend selon une exponentielle décroissante de la longueur de gaz traversée, c'est-à-dire de la hauteur d'ionisation. À chaque hauteur d'impact sur le mur Si correspond donc un dépôt d'énergie mesuré sur le plan de pixels. Cet effet est illustré dans les encarts de la Figure 4.11 pour les deux tests. Dans les encarts, une tranche en énergie collectée dans les détecteurs Si est sélectionnée ((25 ± 1) MeV pour le test ^{18}O et (8.5 ± 0.5) MeV pour le test en ^{20}Ne) afin que le dépôt d'énergie dans le gaz ne dépende que de la hauteur d'ionisation $d_{pad\ plane}$, qui sert d'abscisse aux encarts de la Figure 4.11. Un ajustement de ces points par une exponentielle décroissante $Ae^{-\lambda_a d_{pad\ plane}}$, tracée sur chaque figure, donne un facteur d'attachement $\lambda_{a\ ^{18}\text{O}} = 0.126\text{ cm}^{-1}$ dans le cas du test ^{18}O et $\lambda_{a\ ^{20}\text{Ne}} = 0.086\text{ cm}^{-1}$ dans le cas du test ^{20}Ne . Les valeurs MAGBOLTZ calculées sont respectivement 0.0137 cm^{-1} et 0.0132 cm^{-1} , soit près d'un facteur 10 moins grand que les valeurs mesurées. Cette différence est importante et peut être liée à un autre problème non identifié pour l'instant.

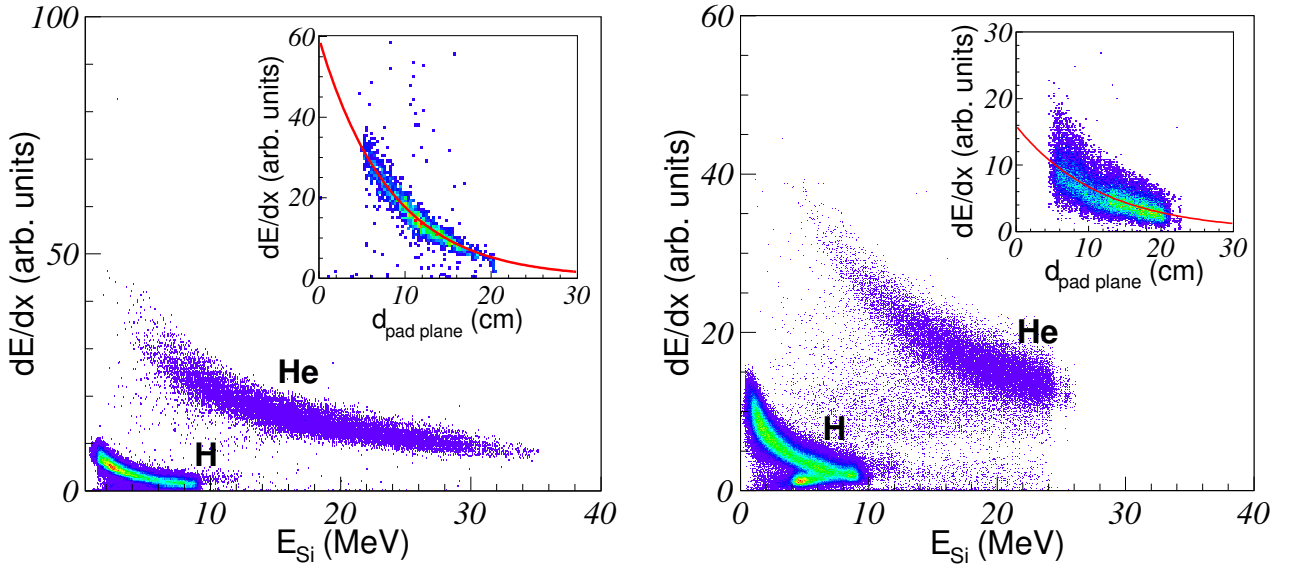


FIGURE 4.11 – Dépôts d'énergie mesuré au-dessus du plan de pixels en fonction de l'énergie mesurée dans les détecteurs Si pour l'identification des particules lors du commissioning. Les encarts indiquent la différence de dépôt d'énergie en fonction de la distance du point d'ionisation au plan de pixels $d_{\text{pad plane}}$. Cet effet est corrigé sur les figures d'identification. À **gauche**, mesure faite lors du test ^{18}O , l'encart est obtenu en sélectionnant les particules ayant une énergie de (25 ± 1) MeV dans les détecteurs Si. À **droite**, mesure faite lors du test ^{20}Ne , l'encart est obtenu en sélectionnant les particules ayant une énergie de (8.5 ± 0.5) MeV dans les détecteurs Si, avec un zoom sur la ligne proton.

Les figures d'identification sont obtenues après avoir appliqué un facteur $Ae^{\lambda_a d_{\text{pad plane}}}$, où A est un paramètre arbitraire et λ_a a les valeurs notées ci-dessus, au dépôt d'énergie pour corriger du phénomène d'attachement. Cette correction permet de gagner en précision sur l'identification des particules. Dans le cas du test ^{18}O par exemple, la figure d'identification de la Figure 4.11 à gauche s'étalerait quatre fois plus en dépôt d'énergie sans cette correction, comme on peut le comprendre avec la variation du dépôt d'énergie dans l'encart.

Sélection des voies de réaction

Il a été expliqué à la Section 3.4.2 que les voies de réaction peuvent être identifiées à partir des lignes cinématiques. Comme le faisceau s'arrête dans la TPC, il est possible de reconstruire les noyaux de recul allant à 0° . En effet, des angles laboratoire proches de 0° pour le noyau de recul correspondent à des angles de 180° centre-de-masse. D'après l'équation 1.2 vue dans le Chapitre 1, la composante Rutherford y a sa valeur la plus faible. Il y a donc moins d'interférence avec la partie résonante de la fonction d'excitation qui apparaît plus clairement. Comme le vertex est reconstruit à partir de l'angle du faisceau et du proton de recul, une petite erreur sur l'angle peut engendrer de larges erreurs sur la position en vertex et donc largement dégrader la résolution en énergie d'excitation qui doit nous permettre de séparer la voie élastique de la voie inélastique. Dans le cas du *commissioning*, les énergies du noyau de recul et du noyau diffusé sont toujours connues respectivement grâce aux détecteurs Si et au parcours total de la particule faisceau, somme entre le parcours avant et après réaction projeté selon x , l'axe principal du faisceau.

La Figure 4.12 montre cette corrélation entre l'énergie du noyau de recul et le parcours total de la particule faisceau pour un angle de 160° centre-de-masse. Les lignes cinématiques théoriques sont tracées dessus. La ligne rouge continue indique que le produit lourd sort dans

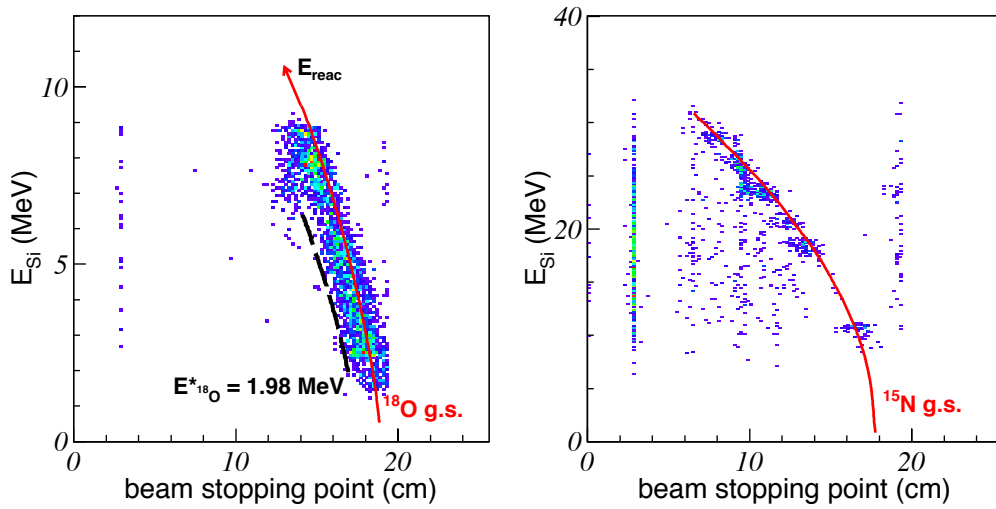


FIGURE 4.12 – Corrélations entre l'énergie des noyaux de recul et le parcours total (noyau incident + noyau diffusé) lors du commissioning sous faisceau de ^{18}O avec la sélection en angle $\theta_{cm} = (160 \pm 5)^\circ$. **À gauche** dans la voie élastique (p,p), **à droite** dans la voie de réarrangement (p,α). Les lignes rouges indiquent la corrélation théorique pour chaque énergie d'excitation notée à côté. La mention "beam stopping point" indique le point d'arrêt du faisceau, projeté selon x , l'axe principal du faisceau.

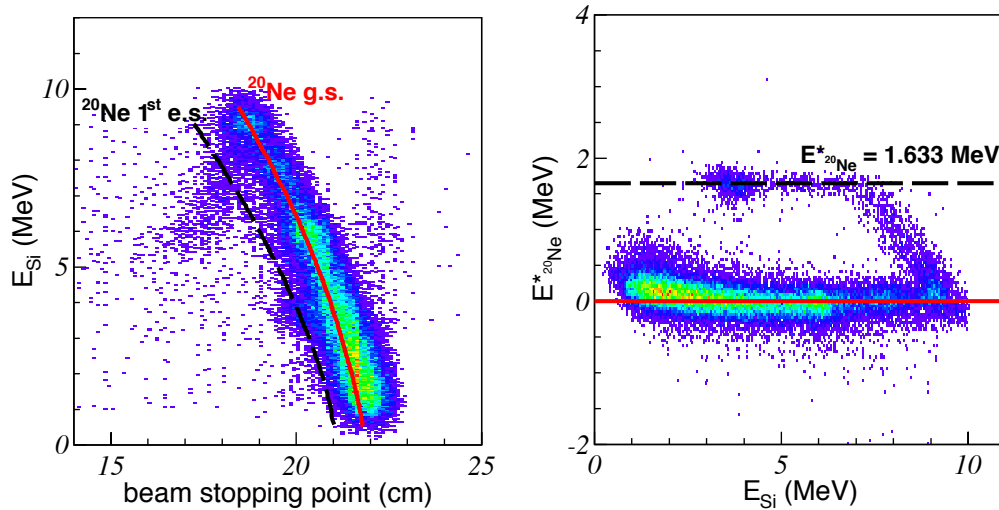


FIGURE 4.13 – **À gauche**, corrélation entre l'énergie des noyaux de recul et le parcours total (noyau incident + noyau diffusé) lors du commissioning sous faisceau de ^{20}Ne . **À droite**, énergie d'excitation calculée à partir de l'énergie et de l'angle du proton de recul, en fonction de l'énergie mesurée dans les Si. Le premier état excité du ^{20}Ne est peuplé à certaines énergies de réactions. Cinématique de réaction obtenue pour le test en ^{20}Ne avec une sélection en angle de $\theta_{lab} = (25 \pm 2)^\circ$.

son état fondamental et la ligne noire tiretée correspond au premier état excité du ^{18}O à 1.98 MeV. Plus la réaction a lieu proche de la fenêtre de la chambre, plus l'énergie de réaction est élevée. À un angle donné, le proton de recul a plus d'énergie, et il en perd moins dans le gaz : l'énergie mesurée dans les Si est plus élevée. En même temps, le noyau incident diffusé a moins d'énergie à partir du point de réaction que s'il n'avait pas réagi. Donc le parcours total du noyau incident est d'autant plus court que la diffusion se produit plus près de la fenêtre d'entrée d'ACTAR. Cela explique la forme de la ligne et le sens d'évolution de l'énergie de réaction sur la Figure 4.12 à gauche. Dans le cas où le produit lourd prend une partie de l'énergie de réaction sous forme d'énergie d'excitation, il y a moins d'énergie disponible pour le proton et pour le faisceau, la ligne cinématique est donc déplacée vers le bas. C'est le cas de la ligne cinématique théorique correspondant au peuplement du premier état excité du ^{18}O . La figure de gauche présente la ligne cinématique pour la voie de réaction (p,p) et la figure de droite présente la ligne cinématique pour la voie de réaction (p, α).

Le *straggling* en énergie faisceau indiqué à la Section 4.2.1 élargit les lignes cinématiques selon la valeur du parcours total des particules faisceau. La séparation entre différentes voies de réaction est plus difficile. Toutefois, rien n'apparaît autour de la ligne théorique du premier état excité pour le ^{18}O à gauche (réaction $p(^{18}\text{O},p)^{18}\text{O}$), et on en déduit que la ligne est uniquement constituée d'évènements pour lesquels le noyau de ^{18}O ressort dans son état fondamental. L'état fondamental est le seul à apparaître aussi dans le cas du ^{15}N (figure de droite, réaction $p(^{18}\text{O},\alpha)^{15}\text{N}$). Il ne s'agit pas dans ce cas d'une collision élastique et, comme on est dans une voie différente de celle de la composante Rutherford, cette composante n'est pas observée. Pour cette raison, la ligne n'est pas continue : des taches se succèdent au fur et à mesure que l'énergie de réaction augmente. Ces taches correspondent aux différentes résonances. Dans les deux cas, la sélection de la ligne cinématique permet surtout de s'affranchir du bruit issu de mauvaises reconstructions ou de sous-événements superposés trop proches en temps pour être bien séparés.

Pour le ^{20}Ne , la même corrélation est tracée sur la Figure 4.13 à gauche pour des angles laboratoire de $(25 \pm 2)^\circ$. Une tache est visible autour de la ligne théorique noire tiretée qui correspond au peuplement du premier état excité du ^{20}Ne à 1.634 MeV. De nouveau le *straggling* en énergie du faisceau ne permet pas de séparer complètement les deux voies de réaction mais la pollution due à l'état excité se distingue et il est possible de sélectionner approximativement chaque état si nécessaire, et/ou d'estimer la contribution de l'état excité.

Pour le test avec le ^{20}Ne , il a été dit à la Section 4.1.3 que la polarisation des pixels a été étendue à toute la longueur du plan de pixels pour couvrir la longueur de parcours plus grande du ^{20}Ne . En particulier, les noyaux de recul ne déposent pas assez d'énergie pour être observés lorsqu'ils partent au-dessus de la zone polarisée. Les noyaux ayant un angle 2D (notation sur la Figure 3.2) trop faible pour sortir de la zone de polarisation ne sont donc pas reconstruits et la reconstruction est de moins bonne qualité pour ceux qui s'en échappent à peine. On doit donc travailler à des angles laboratoire plus élevés pour lesquels il est possible de reconstruire assez précisément le point de réaction. L'énergie d'excitation du ^{20}Ne peut donc être calculée à l'aide de l'angle et de l'énergie du proton de recul ainsi que de l'énergie de réaction calculée à partir de la position en vertex reconstruite.

La Figure 4.13 à droite montre donc, pour un angle laboratoire du proton de recul de $(25 \pm 2)^\circ$, l'énergie d'excitation tracée en fonction de l'énergie des protons de recul mesurée dans le mur Si. L'état fondamental et le premier état excité du ^{20}Ne sont bien mieux séparés dans ce cas là que dans la corrélation de la figure de gauche. Cette technique a été utilisée dans le cas du ^{18}O à des angles laboratoire plus larges pour vérifier que seul l'état fondamental a été peuplé. La pollution due au premier état excité est négligeable.

Sur les figures où les voies protons sont tracées, il y a toujours un rebroussement sur l'énergie détectée dans les Si à partir de 10 MeV qui provient du *punch through* des protons au travers des détecteurs Si de $700\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La partie suivante indique comment on peut séparer

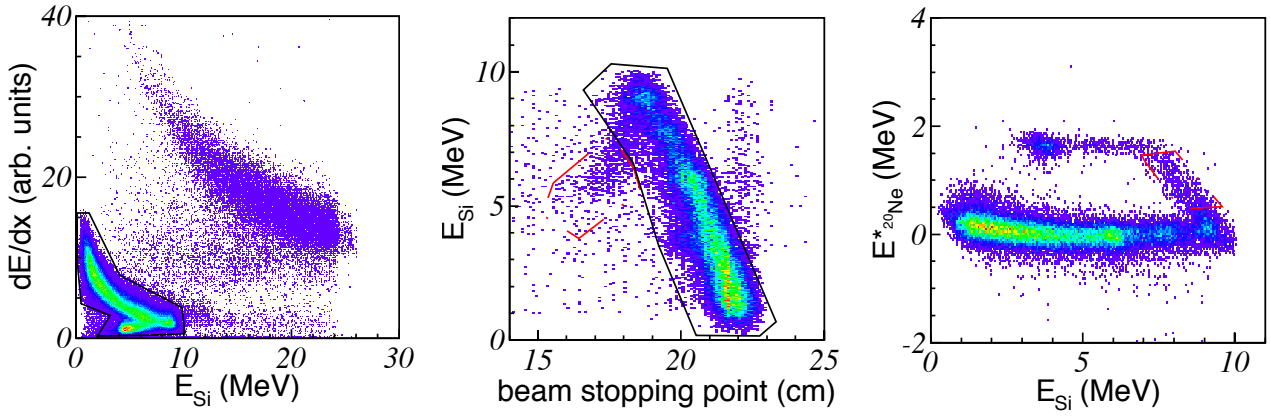


FIGURE 4.14 – Sélection des protons de punch through en trois étapes. **À gauche**, on commence par sélectionner l'ensemble des protons sur le graphique de corrélation entre le dépôt d'énergie sur le plan de pixels et l'énergie mesurée dans les Si. **Au centre**, la ligne du punch through se détache mieux sur la corrélation cinématique entre l'énergie des protons dans les Si et le parcours total du noyau lourd dans le gaz et permet de séparer la partie principale, qui contient ici le premier état excité du Ne, du punch through (sélection en trait pointé rouge). **À droite**, les protons de punch through restants ont une énergie d'excitation qui se détache de la ligne centrale en bout d'acceptance des Si. Ces derniers sont ainsi reconnus et enlevés.

par étape le *punch through* des autres évènements.

Traitement des protons traversant les détecteurs Silicium

Les protons traversent le mur de Si de $700\ \mu\text{m}$ quand ils ont une énergie supérieure à 10 MeV et déposent donc moins que l'énergie restante à l'entrée dans les détecteurs. Les détecteurs CsI peuvent permettre de reconstruire l'énergie totale mais ils n'ont pas été utilisés dans notre cas. L'angle d'entrée des protons est connu avec une certaine résolution grâce aux traces laissées au-dessus du plan de pixels. En utilisant l'épaisseur des détecteurs Si, on peut en déduire la longueur traversée par chaque proton dans les Si et l'associer à son dépôt d'énergie. Les tables de perte d'énergie SRIM permettent ensuite d'avoir une correspondance unique entre le dépôt d'énergie à un angle donné et l'énergie totale du proton au moment où il a traversé un détecteur Silicium.

Ces protons sont émis aux énergies de réaction les plus élevées et les mesurer permet d'augmenter l'étendue de la fonction d'excitation reconstruite. Cette méthode dépend de la résolution en angle au-dessus du plan de pixels, prenant notamment en compte les effets de *straggling* des protons dans le gaz et la résolution en énergie des détecteurs Si. On s'attend donc à ce que la résolution soit dégradée. Ces protons sont plus nombreux dans le cas du test en ^{20}Ne , pour lequel on détaille ici les méthodes de séparation et les résultats.

Tous les protons sont d'abord sélectionnés dans l'histogramme d'identification des noyaux sur la Figure 4.14 à gauche. En observant la corrélation cinématique énergie-longueur de parcours à l'angle $\theta_{lab\ p} = (25 \pm 2)^\circ$ sur la figure au centre, on remarque que le *punch through* est mieux séparé par la cinématique de réaction que sur la figure de gauche. Une sélection large est prise sur la ligne principale pour conserver le premier état excité du ^{20}Ne . Cet état est ensuite sélectionné à partir de la Figure 4.13. Enfin, en traçant l'énergie d'excitation, on peut identifier ce qu'il reste du *punch through* à droite et l'enlever. Le *punch through* arrive notamment au niveau de la ligne du premier état excité. Il est impossible de séparer les protons de *punch through* des autres lorsque le calcul de l'énergie d'excitation les place près de l'une des lignes d'énergie d'excitation du noyau lourd. Il faut donc prendre en compte ces possibles erreurs lorsqu'on sélectionne ces états en voie de sortie.

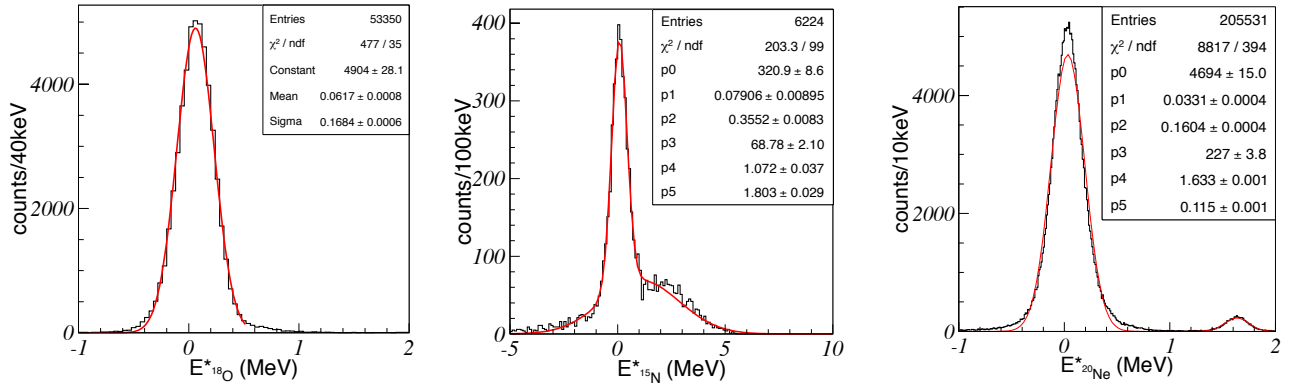


FIGURE 4.15 – Énergie d’excitation du ^{18}O par la voie (p,p) à gauche et (p, α) au centre, et du ^{20}Ne à droite, obtenues lors du commissioning. Les figures sont tracées pour $|\theta_{2D}| > 15^\circ$.

L’utilisation des protons de *punch through* pour la reconstruction des énergies d’excitation et des fonctions d’excitation est discutée dans la suite.

4.2.3 Énergie d’excitation et résolutions attendues

La Figure 4.15 donne les énergies d’excitation mesurées dans les voies (p,p) et (p, α) du test en ^{18}O et la voie (p,p) du test en ^{20}Ne sans autre sélection que l’identification des noyaux de recul. Aucune des voies excitées du ^{18}O n’apparaît et justifie notamment que la présence du premier état excité du ^{18}O soit négligé pour la sélection de la voie de réaction de la Figure 4.12. La voie (p, α), est un peu bruitée, comme sur la Figure 4.12 à droite, sans qu’il y ait ambiguïté sur la sélection de l’état fondamental du ^{15}N . Le premier état excité de ^{15}N est en effet à 5.27 MeV. Enfin, le premier état excité du ^{20}Ne ressort clairement sur la Figure 4.15 à droite, bien qu’il soit peu peuplé. Les figures ont été tracées pour $|\theta_{2D}| > 15^\circ$.

Les résolutions obtenues pour ces énergies d’excitation sont de 400 keV FWHM dans le cas élastique. Une nette dégradation est observée dans le cas de la voie (p, α) du test en ^{18}O avec une résolution de 830 keV FWHM, tandis que la voie inélastique du ^{20}Ne a une résolution bien améliorée de 270 keV FWHM. Un fond est aussi visible sur la voie (p, α) du test en ^{18}O , beaucoup plus bas que la position normale de l’énergie du premier état excité du ^{15}N qui se situe à 5.27 MeV. Le fond doit donc être d’une autre nature, par exemple de la fusion évaporation sur le ^{12}C de l’isobutane. Le pic correspondant à l’état fondamental est bien défini quand même et permet de sélectionner convenablement la voie de réaction pour mesurer la fonction d’excitation de la réaction.

On peut aussi remarquer sur la Figure 4.15 à droite que le pic de l’état fondamental n’a pas une forme parfaitement gaussienne. Cela vient notamment de la variation de la résolution en fonction des différents paramètres. Par exemple, la résolution varie de $\sigma = 200$ keV à $\sigma = 100$ keV pour $15^\circ < \theta_{2D} < 50^\circ$. L’intégrale de ces gaussiennes de différents paramètres donne un pic central plus fin et une base un peu plus large qu’une fonction gaussienne ajustée sur l’ensemble des angles, que l’on constate sur cette figure. Cette variation est beaucoup moins grande pour le ^{18}O où le canal élastique varie entre $\sigma = 130$ keV et $\sigma = 160$ keV. Cette variation est plus importante pour le ^{20}Ne car des lignes de pixels complètes sont polarisées, de sorte que de faibles angles sont plus mal reconstruits que dans le cas du ^{18}O , où la polarisation du plan de pixels s’arrêtait à la colonne 95. Une des causes de dégradation de la résolution sur l’énergie d’excitation dans les deux cas provient aussi de la position moyenne de l’énergie d’excitation qui peut varier de quelques dizaines de keV entre les détecteurs Si. Dans tous les cas, la dégradation devient plus forte pour des valeurs de $\theta_{2D} < 15^\circ$. On atteint dans ce cas là $\sigma = 250$ keV pour le ^{18}O et $\sigma = 390$ keV pour le ^{20}Ne . Ces résolutions beaucoup plus larges viennent de la

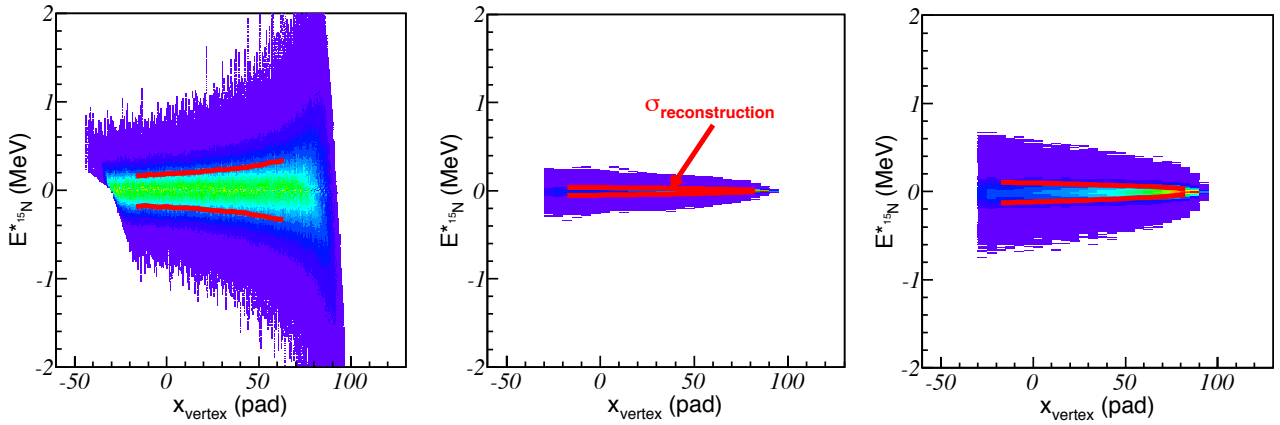


FIGURE 4.16 – Énergie d’excitation en fonction de la position du vertex. La reconstruction de l’énergie d’excitation est simulée avec, **à gauche**, une résolution sur la reconstruction de l’énergie de réaction, **au centre**, une résolution sur l’énergie mesurée dans les Si, **à droite** une résolution sur la reconstruction de l’angle du noyau de recul. La plus grande composante vient du *stragglng* du faisceau. Les lignes rouges indiquent la dispersion des points à 1σ .

voie de réaction	résolution σ simulée	résolution σ mesurée
$^{18}\text{O} + \text{p}$	125 keV	168 keV
$^{15}\text{N} + \alpha$	240 keV	355 keV
$^{20}\text{Ne} + \text{p}$	100 keV	160 keV
$^{20}\text{Ne}^* + \text{p}$	78.6 keV	115 keV

TABLE 4.2 – Résolutions de l’énergie d’excitation lors du commissioning pour les différentes voies de réaction étudiées. Les résolutions simulées sont obtenues à partir d’un calcul géométrique et Monte-Carlo couplés pour $x_{vertex} \in [20; 25]$ pixel.

reconstruction moins précise du vertex à ces angles.

Un calcul géométrique couplé à un calcul Monte-Carlo permet d’estimer la résolution en énergie d’excitation attendue d’après les résolutions des paramètres expérimentaux. L’énergie d’excitation dépend de l’énergie de réaction et de l’angle d’émission des protons de recul comme de leur énergie reconstruite au vertex. Dans le calcul, l’énergie d’excitation est reconstruite en utilisant une erreur introduite selon une distribution gaussienne correspondant à la résolution du paramètre étudié. La Figure 4.16 montre par exemple la propagation de la résolution venant de l’énergie faisceau, de l’énergie mesurée dans les Si et de l’angle reconstruit des α de recul dans le cas où on reconstruit l’énergie d’excitation du ^{15}N pour le test en ^{18}O . Le *stragglng* en énergie apparaît directement dans le terme $\sqrt{E_A}$ de l’équation (3.4). Étant très large, il a le plus d’influence. En prenant les projections pour $x_{vertex} \in [20; 25]$ pixel, on obtient une résolution propagée de 220 keV pour le *stragglng* du faisceau, 37 keV pour la résolution en énergie à 1% des détecteurs Si et 95 keV pour la résolution angulaire de 0.45° . La résolution propagée totale est donc de 240 keV.

La Table 4.2 permet de comparer les résolutions simulées aux résolutions mesurées. Simulations et mesures sont à chaque fois dans les mêmes ordres de grandeur et les évolutions entre différentes voies d’une même réaction sont en accord. Les résolutions sont ainsi doublées entre les voies (p,p) et (p, α) du test en ^{18}O dans le cas réel et le cas simulé. De même, la résolution entre les voies élastique et inélastique du test en ^{20}Ne est multipliée par un facteur $\simeq 0.75$ dans les cas simulés et mesurés. Les valeurs simulées sont toujours des sous-estimations. Il peut y avoir plusieurs raisons à cette sous-évaluation :

- Dans l’expérience, les valeurs moyennes des énergies d’excitation ne sont pas toutes exacte-

σ_{Si} (keV)	17	23	104	17	116
nombre de coups	×	176		120	2291
μ_{E^*} (keV)		-66		-21	49
σ_{E^*} (keV)		208		161	276
σ_{Si} (keV)	23	17	29	23	17
nombre de coups	4204	×		142	×
μ_{E^*} (keV)	67			32	
σ_{E^*} (keV)	206			142	
σ_{Si} (keV)		17	46	23	17
nombre de coups		157		134	2844
μ_{E^*} (keV)		41		-73	-11
σ_{E^*} (keV)		169		176	217
σ_{Si} (keV)	87	52		46	168
nombre de coups	905	31		19	1378
μ_{E^*} (keV)	46				-111
σ_{E^*} (keV)	245				361

TABLE 4.3 – Énergie d’excitation et résolution dans le cas du *punch through* lors du commissioning en ^{20}Ne . σ_{Si} est la résolution en énergie des Si, μ_{E^*} la moyenne de l’énergie d’excitation du ^{20}Ne mesurée par Si et σ_{E^*} la résolution correspondante. Les Si sont numérotés de 0 à 19. Le Si 0 est en haut à gauche et le numéro 19 est en bas à droite, la numérotation allant de gauche à droite puis de haut en bas.

ment les mêmes en fonction des Si touchés, ce qui élargit la forme finale de la distribution. Cela peut refléter une dépendance angulaire, notamment pour la reconstruction précise du point de vertex, ou une dépendance de la qualité des détecteurs Si.

- Tous les détecteurs Si n’ont pas la même résolution en énergie et participent différemment à la résolution finale.
- Enfin, il est possible que la résolution angulaire soit sous-estimée, puisque la seule manière d’y avoir accès est d’utiliser une simulation. La simulation peut avoir des différences avec la réalité, en particulier sur le *straggling* angulaire des particules en déplacement dans la chambre. Cela avait déjà été observé dans [43].

Cas particulier du *punch through*

Les énergies d’excitation par détecteur silicium sont données pour tous les protons identifiés comme du *punch through* sur la Table 4.3. Seuls les angles $|\theta_{2D}| > 15^\circ$ sont sélectionnés. Chaque case correspond à un Si. Dans chaque case, la première ligne donne la résolution en énergie du Si en %, la deuxième ligne donne le nombre de coups mesurés, la troisième ligne donne la moyenne de l’ajustement gaussien de l’énergie d’excitation en keV et la quatrième donne la résolution de l’ajustement. L’ordre des cases correspond au mur vu depuis l’arrière d’ACTAR, comme sur la Figure 4.7. Le premier état excité n’a pas été observé avec les protons de *punch through*. Quand il n’y a que la résolution du Si, cela veut dire que le Si a été écarté. C’est le cas des Si centraux qui sont touchés par des noyaux ayant des angles projetés $\theta_{2D} < 10^\circ$. Certains Si présentaient aussi un *punch through* à une énergie près de deux fois plus petites que pour les autres détecteurs Si et sont notés par une croix. Enfin, deux Si (en bas) n’ont pas assez de statistique. Les deux détecteurs Si pour lesquels il n’y a pas de résolution n’ont pas fonctionné. Les deux colonnes qui encadrent la colonne centrale ont moins de statistique que les colonnes extérieures à cause de la condition sur l’angle 2D utilisée pour assurer une bonne reconstruction du vertex : $\theta_{2D} > 10^\circ$.

Il est possible d'observer sur cette table que la résolution des Si influence en partie la résolution en énergie d'excitation, mais on observe aussi une corrélation angulaire. La résolution en énergie d'excitation est meilleure pour les Si plus proches du centre. Le dépôt d'énergie dans les Si permet de revenir à l'énergie du proton de recul avant son entrée dans le Si. Pour les plus grands angles, l'épaisseur est plus grande, les effets de *straggling* en énergie et en angle dans le Si ont donc plus d'importance. Cela peut expliquer cette différence en résolution.

Le calcul des résolutions attendues dans le cas du *punch through* est de 100 keV avec une résolution dans les détecteurs Si de 58 keV et la résolution angulaire obtenue avec la forme des détecteurs Si de 2° FWHM. C'est bien inférieur à ce qui a été trouvé. La méconnaissance de l'angle du proton de recul à l'entrée dans les Si peut être un facteur de sous-estimation. En prenant une résolution angulaire de 2.35° FWHM au lieu de 2° FWHM, la résolution en énergie d'excitation passe à 114 keV. Cette variation n'est pas suffisante pour expliquer la résolution mesurée expérimentalement. Le calcul géométrique est insuffisant pour expliquer ces différences et des simulations avec GEANT4 doivent être effectuées pour vérifier si des effets n'ont pas été sous-estimés.

4.2.4 Reconstruction des fonctions d'excitation

Il a été dit à la Section 3.4.3 que l'énergie de réaction peut être calculée par deux méthodes. La première consiste à reconstruire la position du vertex à l'aide des intersections de traces puis d'utiliser des tables de perte d'énergie pour déduire l'énergie de réaction. La seconde utilise la cinématique de réaction pour déduire l'énergie de réaction à partir de l'angle et de l'énergie du noyau de recul selon une méthode itérative.

Dans le deuxième cas, il faut que la voie de réaction soit identifiée. La connaissance de l'énergie d'excitation et une série d'itérations à partir de la formule de l'énergie d'excitation sont utilisées. L'angle laboratoire et l'énergie finale de la particule légère étant connus, on peut inverser l'équation (3.4) pour obtenir, dans le cas d'une diffusion :

$$E_A = \left(\frac{E_A^*}{E'_B} + \left(\frac{m_B}{m_A} + 1 \right) \right)^2 \frac{E'_B m_A}{4 \cos^2(\theta_{lab B}) m_B} \quad (4.1)$$

E'_B est remplacé par l'énergie mesurée du noyau de recul et l'angle $\theta_{lab B}$ reconstruit est utilisé pour revenir à l'énergie de réaction connaissant la voie de réaction. La perte d'énergie du faisceau dans le gaz donne ensuite l'équivalence entre l'énergie de réaction et la position du vertex. Si l'énergie E'_B a été mesurée dans un détecteur auxiliaire, l'énergie perdue dans le gaz est reconstruite à partir de la position du vertex qui vient d'être déterminée et l'angle du noyau de recul. Puis l'énergie corrigée $E'_{B,2}$ est réinjectée dans l'équation et permet de trouver une autre énergie de réaction, c'est-à-dire un nouveau vertex. L'opération est répétée jusqu'à convergence de l'énergie de réaction. Pour le *commissioning*, la condition de convergence est atteinte quand la différence d'énergie après une itération est inférieure au keV. La résolution totale dépend alors de la résolution en énergie faisceau, de la résolution en angle et de la résolution en énergie de la particule de recul mesurée.

Cette méthode itérative a une meilleure résolution que la méthode de reconstruction du vertex et a été choisie pour l'analyse. Pour le test en néon où le *punch through* est important, la méthode de reconstruction en vertex est aussi utilisée pour étendre la fonction d'excitation sans avoir l'effet du recouvrement entre le *punch through* et les protons les plus énergétiques, qui s'arrêtent dans les Si. La résolution de résonances bien séparées permet de comparer la reconstruction des deux techniques.

Les fonctions d'excitation des réactions $^1\text{H}(^{18}\text{O},\text{p})^{18}\text{O}$ et $^1\text{H}(^{18}\text{O},\alpha)^{15}\text{N}$ à l'angle centre de masse $\theta_{cm} = (160 \pm 5)^\circ$ sont tracées à gauche et à droite respectivement dans la Figure 4.17. Les deux ont été obtenues par la méthode itérative de calcul de l'énergie de réaction. Elles

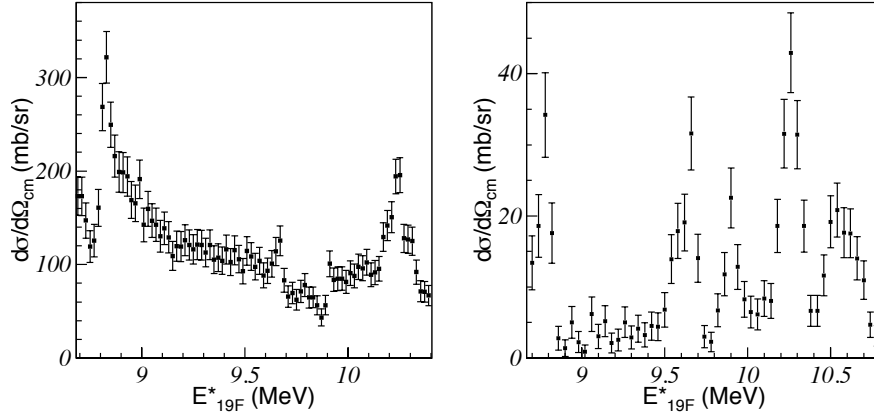


FIGURE 4.17 – Fonctions d’excitation des réactions ${}^1\text{H}({}^{18}\text{O},\text{p}){}^{18}\text{O}$ à gauche et ${}^1\text{H}({}^{18}\text{O},\alpha){}^{15}\text{N}$ à droite pour $\theta_{cm} = (160 \pm 5)^\circ$. La section efficace est donnée dans le référentiel du centre de masse.

ont ensuite été corrigées de l’efficacité de détection géométrique, proche de 100% à cet angle centre-de-masse pour toutes les énergies de réaction scannées. La fraction d’atomes ayant pu servir à la réaction par tranche d’énergie a été corrigée de la dépendance en énergie, de la même manière qu’à la Section 3.4.4. Enfin, la normalisation sur le nombre de noyaux incidents est obtenue avec la PPAC et donne une section efficace dans le centre-de-masse. Les intervalles d’énergie tracés ont été fixés par l’acceptance du détecteur.

Les fonctions d’excitation à $\theta_{cm} = 130^\circ$ des réactions ${}^1\text{H}({}^{20}\text{Ne},\text{p})$ dans les cas élastique et inélastique sont tracées à gauche et à droite respectivement dans la Figure 4.18. Sur les figures du haut, on utilise la méthode itérative et sur les figures du bas, on utilise la méthode de la reconstruction du vertex par le croisement des traces du faisceau et des protons de recul. Tout a été corrigé par l’efficacité de détection, inférieure à 100% puisqu’on ne peut pas reconstruire les traces qui n’échappent pas à la zone polarisée centrale. L’efficacité de détection à $\theta_{cm} = 130^\circ$ est donnée sur la Figure 4.19 pour la voie élastique et inélastique. Ce sont des efficacités géométriques, sans limitation sur l’énergie des protons. Seuls les détecteurs Si qui ont été enlevés de l’analyse sont pris en compte dans la perte d’efficacité (Si sans résolution ou marqués d’une croix dans la Table 4.3). L’efficacité calculée correspond donc à l’efficacité de la méthode de reconstruction de la section efficace en utilisant uniquement la position du vertex. De même que pour le ${}^{19}\text{F}$, le nombre de cibles varie avec la valeur en énergie de chaque bin et la normalisation par le nombre de cibles est aussi appliquée plus loin. On peut noter la dégradation de la résolution en énergie de la fonction d’excitation sur la Figure 4.18 entre la méthode itérative et la méthode directe de reconstruction de l’énergie de réaction. C’est en particulier le cas sur la résonance autour de 4.2 MeV dans le canal élastique et la résonance à 5 MeV dans le canal inélastique. Une fonction gaussienne ajustée sur la résonance à 4.2 MeV dans la voie élastique donne une résolution de 53 keV pour la méthode itérative et de 150 keV pour la méthode utilisant la position du vertex reconstruite. Dans la voie inélastique, les ajustements par une gaussienne de la résonance à 5 MeV ont des résolutions de 52 keV et 120 keV respectivement. Cette dégradation est due au *straggling* en énergie du faisceau en entrée de chambre. Un autre point à remarquer sur ces spectres est le décalage des résonances autour de 5.5 MeV entre les figures de gauche du haut et du bas.

La Figure 4.20 montre la zone de *punch through* reconstruite et la zone où les protons qui traversent les Si déposent la même énergie que les derniers à s’arrêter. Les lignes horizontales sont placées au même endroit que les lignes verticales de la Figure 4.18 à gauche. Pour l’angle projeté $\theta_{cm} = (130 \pm 2)^\circ$, la résonance à 5.46 MeV se trouve en plein dans la zone de recouvrement, d’où le décalage observé entre la méthode itérative et la méthode directe de reconstruction

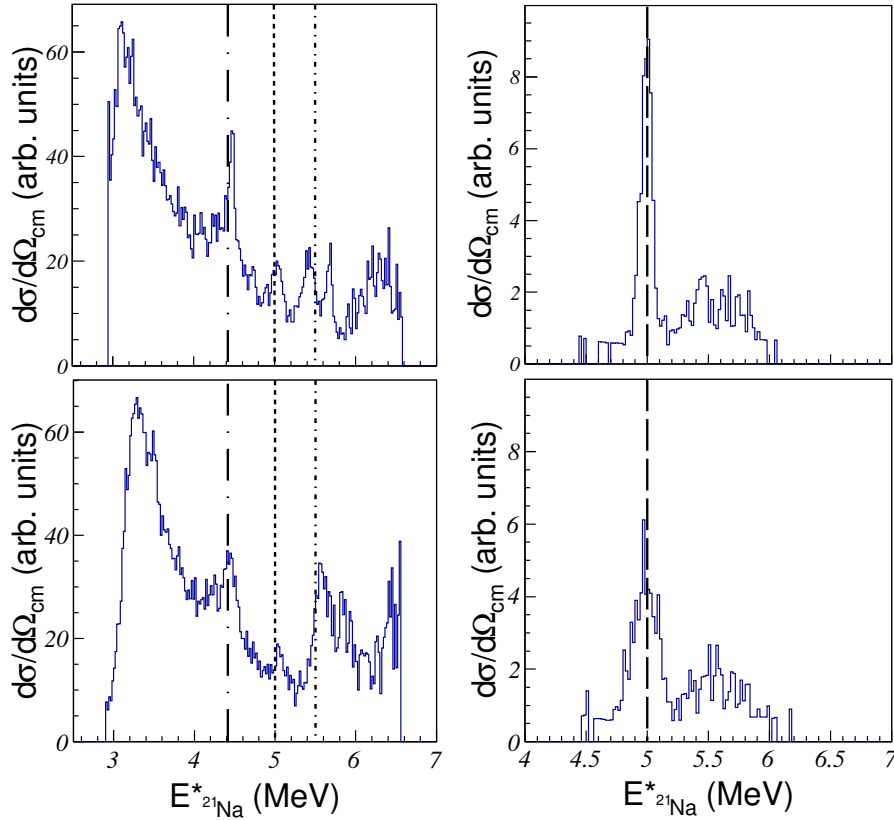


FIGURE 4.18 – Fonctions d’excitation des réactions ${}^1\text{H}({}^{20}\text{Ne},p){}^{20}\text{Ne}$ à gauche et ${}^1\text{H}({}^{20}\text{Ne},p){}^{20}\text{Ne}^*$ à droite pour $\theta_{cm} = (130 \pm 2)^\circ$. Sur les figures du haut, on utilise la méthode itérative et sur les figures du bas, on utilise la reconstruction directe du vertex. Les barres verticales indiquent la position de différentes résonances dans le noyau composé ${}^{21}\text{Na}$. La section efficace est donnée dans le référentiel du centre de masse.

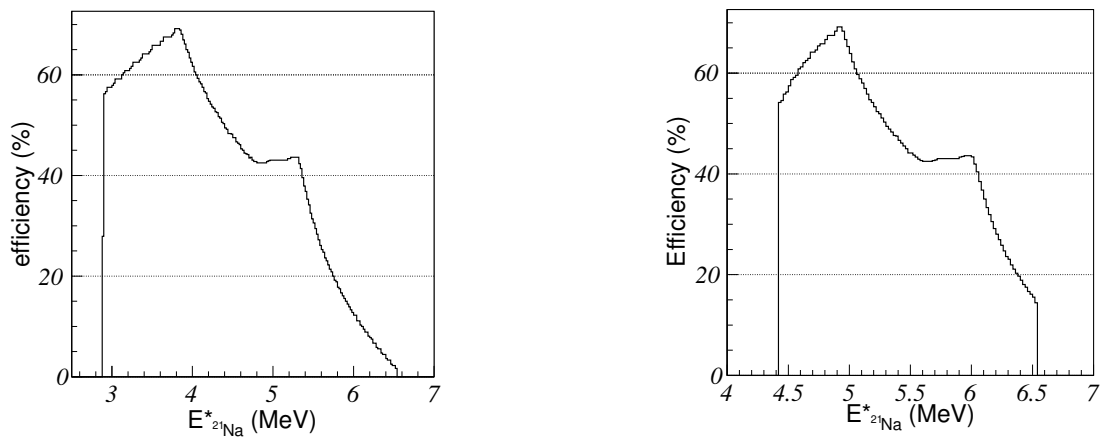


FIGURE 4.19 – Efficacité de détection en fonction de l’énergie d’excitation du noyau composé ${}^{21}\text{Na}$ lors du test ${}^{20}\text{Ne}$. Les figures sont tracées pour $\theta_{cm} = 130^\circ$. À gauche, cas de la voie élastique ${}^{20}\text{Ne}+p \rightarrow {}^{20}\text{Ne}+p$. À droite, cas de la voie inélastique ${}^{20}\text{Ne}+p \rightarrow {}^{20}\text{Ne}^*+p$.

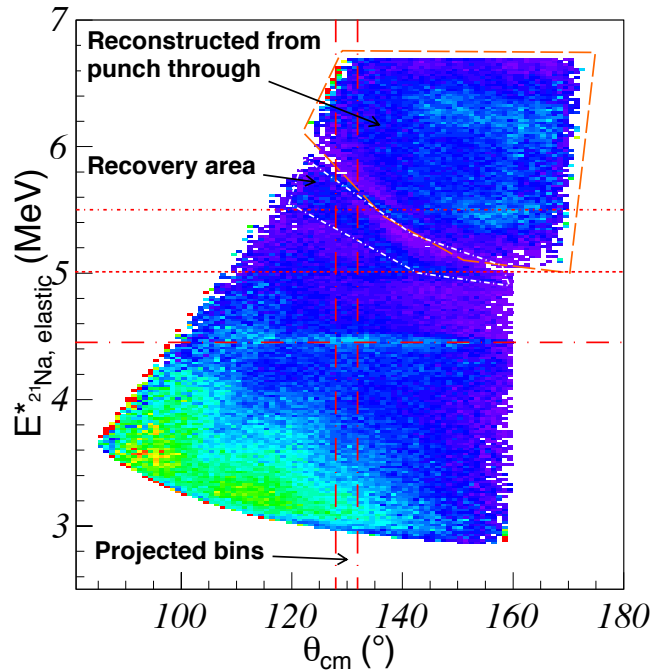


FIGURE 4.20 – Section efficace doublement différentielle de la voie élastique $^{20}\text{Ne} + p$. La zone de punch through est indiquée, de même qu’une zone de recouvrement où des protons de punch through et les protons qui s’arrêtent dans le Si ont la même énergie et ne peuvent pas être distingués. Les deux barres verticales indiquent les bornes de la projection tracée sur la Figure 4.18. Les lignes horizontales dénotent les mêmes valeurs de résonances que celles tracées sur les figures de gauche de la Figure 4.18.

de l’énergie de réaction sur la Figure 4.18. La méthode directe a donc le bon positionnement et la reconstruction de la fonction d’excitation peut être étendue par rapport à la méthode itérative. La coupure à 160° vient de la condition $|\theta_{2D}| > 10^\circ$ qui permet d’avoir une énergie d’excitation suffisamment précise pour la sélection des voies de réaction. Dans le cas du *punch through*, les réactions ne se produisaient que par le canal élastique, la condition $|\theta_{2D}| > 10^\circ$ n’a pas été appliquée pour reconstruire la section efficace de réaction. La coupure en angle observée ne vient que du fait que les détecteurs Si centraux ont été écartés de l’analyse.

4.3 Interprétation des résultats

La matrice R est un outil mathématique qui peut être utilisé pour interpréter des données de section efficace de réactions de diffusion résonante. On l’utilise dans cette partie pour interpréter les fonctions d’excitation des deux tests du *commissioning*. La matrice R paramètre les résonances pour en déduire une section efficace en fonction de l’énergie et des angles centre de masse. Normalement, les données sont ajustées par un calcul en matrice R pour obtenir des énergies et des largeurs de résonances. Dans le cas du *commissioning*, les énergies et les largeurs des résonances sont connues par des travaux précédents. La matrice R permet d’obtenir la section efficace correspondante. Celle-ci est comparée aux données obtenues dans ce travail pour vérifier la capacité d’ACTAR et de la méthode d’analyse à reproduire la section efficace et à reconnaître des résonances. La convolution de la section efficace calculée en matrice R par une fonction gaussienne simule la résolution en énergie. L’ajustement de la largeur de la gaussienne sur les données expérimentales permet de mesurer la résolution en énergie des fonctions d’excitation obtenues lors des tests du *commissioning*.

On présente dans un premier temps le formalisme de la matrice R dans le cas d’une réaction de diffusion où N voies de sorties sont ouvertes. L’interprétation des résultats pour les deux

tests du *commissioning* est ensuite effectuée. Les calculs en matrice R sont effectués avec le programme AZURE2 [91]. Les résolutions obtenues sont enfin comparées aux résolutions attendues par un calcul géométrique pour lequel les résolutions expérimentales ont été propagées à la fonction d'excitation.

4.3.1 Formalisme de la matrice R

La théorie de la matrice R est un formalisme théorique dont l'idée originale par Kapur et Peierls [92] a été simplifiée et exposée sous le nom de matrice R par Wigner et Eisenbud [93]. Cette théorie avait pour but initial de décrire les résonances lors de réactions nucléaires, mais les premiers développements contenaient aussi les principes d'une technique de résolution de l'équation de Schrödinger [9]. Le but principal de la théorie de la matrice R est désormais de décrire des états de diffusion résultants de l'interaction entre particules ou systèmes de particules, comme les nucléons, les noyaux, mais aussi les électrons, les atomes et les molécules. On se place dans le cas de collisions nucléaires pour la suite.

Pour simplifier le problème de l'interaction entre les noyaux et le passage par différentes voies de réaction, l'espace est divisé en une région externe et une région interne. Dans la région externe, les noyaux sont éloignés l'un de l'autre. L'interaction Coulombienne, de longue portée, domine et est la seule interaction appliquée au système : les fonctions d'onde correspondent à la diffusion par un potentiel Coulombien. La région interne est bornée par un rayon d'interaction a_c correspondant à la distance de contact entre les deux noyaux dans la voie de réaction considérée :

$$a_c = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ où } r_0 \simeq 1.2 \text{ fm.}$$

Cette région contient les interactions entre les nucléons des deux noyaux incidents : elle est caractérisée par les états quantiques excités du noyau composé, seuls états accessibles du système de nucléon. Le découpage de l'espace en deux zones est justifié par le fait que l'interaction nucléaire est de courte portée, de sorte qu'elle a un effet négligeable à partir d'une certaine distance. L'utilisation d'une surface limite permet ensuite de diminuer la taille et le temps des calculs en bornant les fonctions d'onde qui décrivent les états du noyau composé.

L'ensemble de la collision est décrit par les sections efficaces des différentes voies de réaction, calculées à partir des fonctions d'onde de la région externe. Ces fonctions d'onde sont modulées par la matrice de collision, déduite du raccord au rayon d'interaction entre les fonctions d'onde des régions externe et interne. L'Annexe B donne le calcul qui permet de décrire la matrice R dans l'hypothèse d'une seule voie de réaction. On se contentera de donner ici les équations généralisées dans le cas à N voies de réaction.

Les termes de la matrice R entre une voie d'entrée c et une voie de sortie c' sont des pôles résonants de la région interne :

$$R_{cc'} = \sum_n \frac{\gamma_{nc}\gamma_{nc'}}{E_{nl} - E} \quad (4.2)$$

où les énergies E_{nl} sont les valeurs propres du système dans la région interne et les γ_{nc} sont les largeurs réduites traduisant le recouvrement entre la voie de réaction c et l'état du système interne n . Les valeurs propres du système interne E_{nl} apparaissent ici comme des pôles de la matrice R . Les pôles et les largeurs réduites permettent de décrire les résonances dans la section efficace et sont reliés aux observables expérimentales que sont la largeur Γ_c des résonances dans une voie de réaction et leur énergie E_R . Elles sont reliées aux pôles de la matrice et aux largeurs réduites par les expressions suivantes :

$$\gamma_{nc}^2 = \frac{\gamma_{\text{obs},c}^2}{1 - \sum_c \gamma_{\text{obs},c}^2 S'_c(E_R)}, \quad (4.3)$$

$$E_{nl} = E_R + \sum_c \gamma_c^2 S_c(E_R).$$

avec $\gamma_{obs,c}^2 = \frac{\Gamma_c(E)}{2P_c(E)}$. P_c et S_c sont respectivement les fonctions de pénétration et de déplacement (voir Annexe B). Les Γ_c sont les largeurs partielles pour une voie de réaction et $\Gamma_R = \sum_c \Gamma_c$ est la largeur totale de la résonance R.

Les réactions sont caractérisées par leurs sections efficaces. Ces sections efficaces sont obtenues à partir des fonctions d'onde dans la région externe. Les fonctions d'onde de la région externe sont asymptotiquement constituées d'une onde incidente qui correspond au faisceau et d'une onde sphérique diffusée sur le noyau cible :

$$\psi_c(k, \mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \delta_{cc'} e^{i[kz + \eta \ln(k(r-z))]} + \frac{e^{i[kz + \eta \ln(2kr)]}}{r} f_{cc'}(k, \theta) \quad (4.4)$$

pour une voie de réaction c' donnée avec une voie d'entrée c . $f_{cc'}$ est l'amplitude de diffusion associée à la voie de réaction et qui dépend de l'angle de diffusion θ . La section efficace associée avec en entrée deux noyaux ayant des spins I_1 et I_2 formant un état composé de spin total J est :

$$\frac{d\sigma_{cc'}}{d\Omega_{c'}} = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} |f_{cc'}|^2. \quad (4.5)$$

L'amplitude de diffusion peut être scindée, dans le cas d'une voie de réaction élastique, en une partie Coulombienne, qui est la diffusion de Rutherford, et une partie additionnelle résonante qui dépend des interactions dans la zone interne : $f_{cc'} = \delta_{cc'} f_{Coul} + f_{res,cc'}$.

La partie Coulombienne s'écrit :

$$f_{Coul}(k, \theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{2i(\sigma_0 - \eta \ln \sin(\theta/2))}. \quad (4.6)$$

Elle correspond à la part qui n'a pas réagi dans la zone interne, c'est une collision purement coulombienne. Lorsque la voie de réaction change en sortie, les voies d'entrée et de sortie ne sont plus cohérentes, le terme coulombien n'a donc plus d'effet. Cela s'observe sur les Figures 4.17 et 4.18 avec les voies élastique et inélastique à gauche et à droite respectivement sur les deux figures. Seuls des pics apparaissent dans la voie inélastique, tandis que des creux comme des pics, issus d'interférences, peuvent être présents dans la voie élastique.

L'amplitude additionnelle résonante dépend des propriétés du noyau composite. En particulier, les états peuplés dans le noyau composite doivent conserver le moment cinétique angulaire, de sorte que toutes les voies d'entrée ne permettent pas de peupler les mêmes états ni d'accéder aux mêmes voies de sortie. L'amplitude résonante s'écrit sous la forme :

$$f_{res,cc'} = \frac{i\sqrt{\pi}}{k_c} \sum_{J_T M_T l l' m'} \sqrt{2l+1} e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})} \langle s l \nu 0 | J_T M_T \rangle \langle s' l' \nu' m' | J_T M_T \rangle T_{csl, c's'l'}^{J_T} Y_{l'}^{m'}(\Omega_{c'}) \quad (4.7)$$

avec $T_{csl, c's'l'}^{J_T} = (\delta_{c's'l', csl} - U_{c's'l', csl}^{J_T})$

Dans cette formule, s et s' sont les normes de \mathbf{S} et \mathbf{S}' , sommes vectorielles des spins des deux noyaux dans les voies d'entrée et de sortie respectivement : $\mathbf{S}^{(l)} = \mathbf{I}_1^{(l)} + \mathbf{I}_2^{(l)}$. $s^{(l)}$ a pour projection $\nu^{(l)}$. La somme des spins des noyaux dans les voies d'entrée et de sortie se couple au moment angulaire $\mathbf{L}^{(l)}$ de norme $l^{(l)}$ et de projection $m^{(l)}$ dans chacune de ces voies pour former le moment angulaire total du système composé : $\mathbf{J}_T = \mathbf{S}^{(l)} + \mathbf{L}^{(l)}$. Par hypothèse, $m = 0$. Le nombre quantique magnétique M_T du système composé est ensuite juste le nombre quantique magnétique ν du système dans la voie d'entrée. Les coefficients de Clebsch-Gordan traduisent ainsi la conservation des moments angulaires entre la voie d'entrée, le système composé, puis la voie de sortie.

On fait apparaître ici la matrice de collision U . Au voisinage d'une résonance isolée R, cette matrice a pour expression [9] :

$$U_{cc'} = e^{i(\phi_c + \phi_{c'})} \left[\delta_{cc'} + 2i \frac{\sqrt{P_c P_{c'} R_{cc} R_{cc'}}}{1 - \sum_c (R_{cc} L_c)} \right] = e^{i(\phi_c + \phi_{c'})} \left[\delta_{cc'} + 2i \frac{\sqrt{\Gamma_c(E) \Gamma_{c'}(E)}}{E_R - E - i\Gamma(E)/2} \right] \quad (4.8)$$

Numéro de résonance	Spin	Énergie (MeV)	Largeur voie (p,p) (keV)	Largeur voie (p, α) (keV)
1	1/2 ⁺	8.65	5.0	95.0
2	1/2 ⁺	8.795	26	21
3	3/2 ⁻	8.929	0.08	3.7
4	1/2 ⁺	9.167	0.4	5.7
5	1/2 ⁺	9.322	0.23	5.0
6	3/2 ⁺	9.666	2.1	5.0
7	1/2 ⁺	9.889	12.0	19.0
8	1/2 ⁺	10.162	2.3	1.0
9	1/2 ⁺	10.232	2.8	1.7
10	3/2 ⁺	10.254	11.0	13.0
11	3/2 ⁺	10.308	5.2	4.5
12	3/2 ⁺	10.498	2.4	1.0
13	5/2 ⁺	10.615	0.7	1.0

TABLE 4.4 – *Résumé des paramètres des résonances utilisées pour le calcul en matrice R de la réaction résonante $^{18}\text{O} + p$ (Figure 4.21). Les résonances de plus haute énergie de la figure ne sont pas dans l'acceptance de l'expérience et ne sont pas notées sur ce tableau.*

avec ϕ_c le déphasage de sphère dure correspondant à la voie de réaction c . La deuxième expression est l'approximation de Breit-Wigner généralisée qui a permis de relier les observables Γ_c et E_R aux termes intervenants dans la matrice R .

Dans la pratique, c'est d'ailleurs la manière de procéder pour l'interprétation des résultats de réactions résonantes en physique nucléaire. L'ajustement de la section efficace est appliqué en cherchant les meilleures valeurs des largeurs partielles et des énergies des différentes résonances telles que les paramètres de la matrice R donnent la section efficace la plus proche des données. On remarque aussi que l'expression de l'amplitude additionnelle dépend des harmoniques sphériques qui donnent une dépendance en angle de diffusion de l'amplitude de la résonance en fonction de l , relié au moment angulaire total du noyau composite J . On peut donc utiliser les distributions angulaires pour déterminer les moments angulaires J des états dont on observe les résonances.

4.3.2 Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{18}\text{O} + p$

Le test sous faisceau de ^{18}O permet d'atteindre des énergies d'excitation du ^{19}F entre 7.99 et 11 MeV de la fenêtre au point d'arrêt. Les largeurs, les spins et les énergies des résonances du ^{19}F dans cet intervalle ont été prises sur ENSDF [80] et sont donnés dans la Table 4.4. Les sections efficaces calculées en matrice R avec le programme AZURE2 à partir des valeurs compilées dans ENSDF sont tracées sur la Figure 4.21. Les valeurs du calcul peuvent être comparées à des mesures précédentes pour vérifier qu'elles décrivent bien les sections efficaces. Ces mesures précédentes ont été obtenues par cinématique directe dans [90] et sont tracées sur la Figure 4.22. Dans cette expérience, un faisceau de protons a été accéléré par un accélérateur électrostatique linéaire et a été envoyé sur une cible gazeuse de ^{18}O purifié isotopiquement à 90%. Le produit léger de réaction a ensuite été détecté dans un détecteur CsI(Tl) placé de sorte qu'une zone de réaction bien définie dans le gaz permette aux protons de l'atteindre. La variation de l'énergie d'accélération des protons a permis de varier précisément l'énergie de la réaction et l'épaisseur de la cible a donné une résolution en énergie de 4.5 keV pour des protons de 2 MeV, soit bien meilleure que celle attendue pour ACTAR TPC.

Dans le cas de la diffusion élastique, les états sont bien identifiés et séparés. Les sections

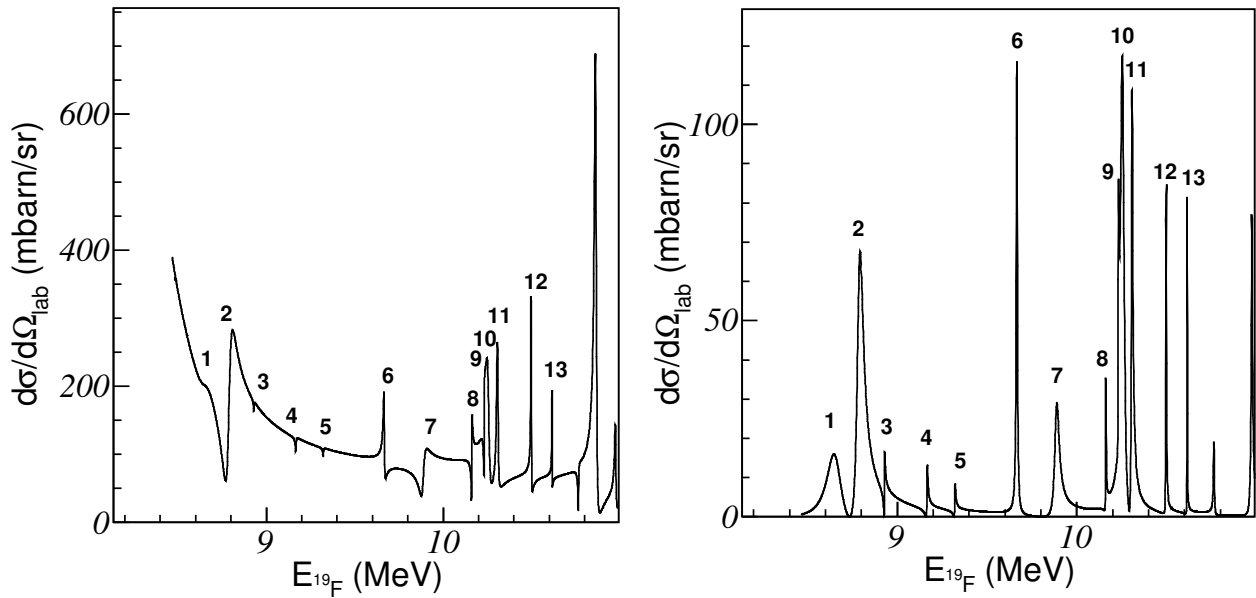


FIGURE 4.21 – Calcul de section efficace en matrice R pour les réactions $p(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})p$ à gauche et $p(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})\alpha$ à droite à 160° centre-de-masse à partir des données compilées dans la Table 4.4.

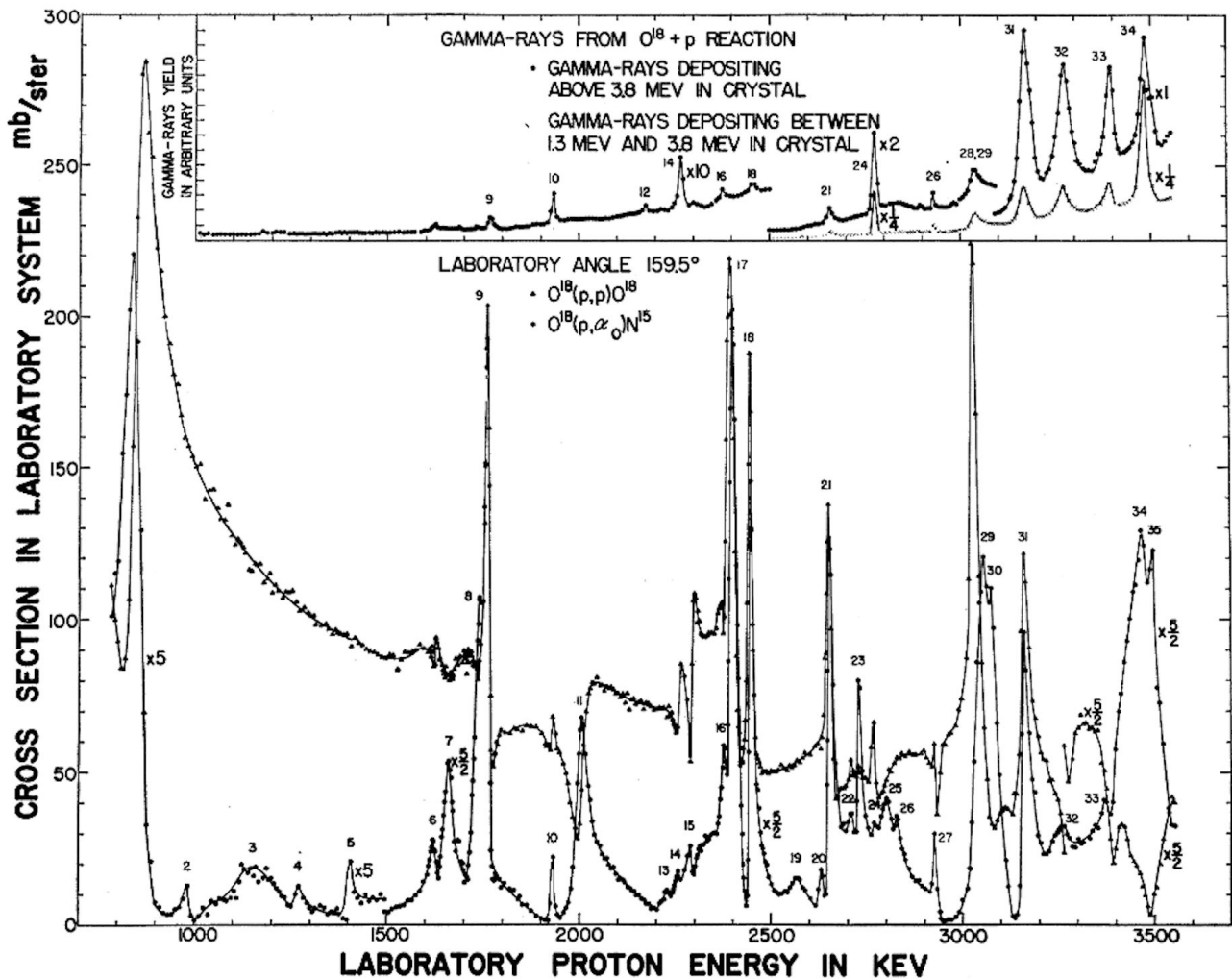


FIGURE 4.22 – Précédente mesure de section efficace des réactions $p(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})p$ et $p(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})\alpha$ à 160° centre-de-masse. La figure est issue de [90] et l'énergie d'excitation est récupérée selon la relation $E_{19\text{F}} = 9.47705 \cdot 10^{-4} \times E_{\text{proton}} + 7.9942 \text{ MeV}$ où E_{proton} est en keV. $E_{\text{proton}} = 3000 \text{ keV}$ correspond ainsi à une énergie d'excitation de 10.8 MeV du ^{19}F .

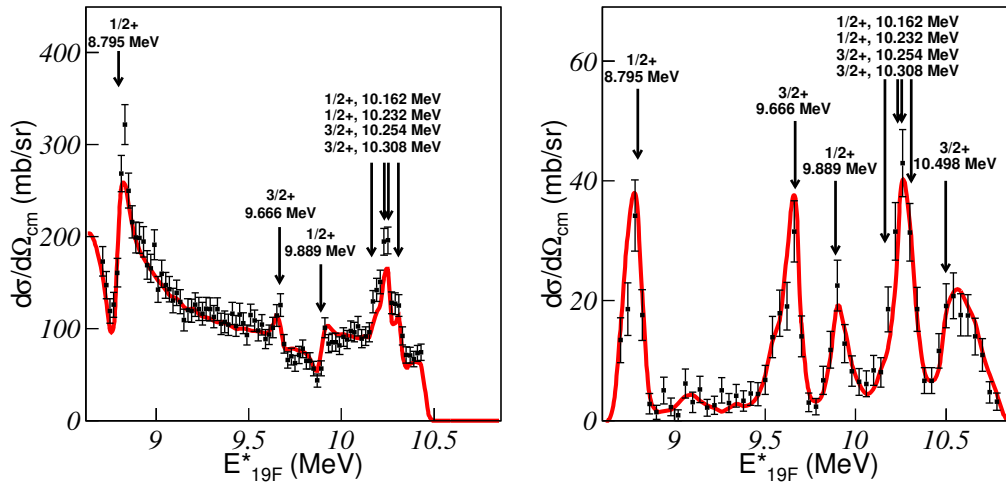


FIGURE 4.23 – Section efficace mesurée en fonction de l'énergie d'excitation dans le ^{19}F pour les réactions $p(^{18}\text{O},^{18}\text{O})p$ à gauche et $p(^{18}\text{O},^{15}\text{N})\alpha$ à droite à $(160 \pm 5)^\circ$ centre-de-masse. Les points en noirs sont les données obtenues dans ce travail. La courbe en rouge correspond au fit des données par les valeurs théoriques convoluées avec une gaussienne. Les erreurs statistiques ont été multipliées par $\sqrt{1.62}$ à gauche et $\sqrt{2.13}$ à droite pour avoir $\chi^2/Ndf = 1$.

efficaces mesurées (Figure 4.22) et calculées (Figure 4.21 à gauche) sont, pour la majorité des résonances, en très bon accord. En revanche, pour la voie de réaction (p,α) tracée à droite sur cette même figure, les états fournis par ENSDF ne permettent pas de rendre compte de l'ensemble des résonances observées dans [90]. Des résonances sont présentes dans ces données qui ne sont pas tabulées dans ENSDF. L'article ne donne pas une identification précise des J et des largeurs de toutes ces résonances et on peut donc supposer que leur proximité n'a pas permis d'en obtenir des spins, des énergies et des largeurs suffisamment précis pour les tabuler. Parmi les résonances qui ne sont pas tabulées dans ENSDF mais ont un large effet sur la section efficace dans la voie (p,α) , on peut citer sur la Figure [90] les résonances 6, 7 ou les groupes mal définis de 13 à 16 et de 21 à 27 qui se trouvent aux énergies voisines des pics 6, 8 et 12 respectivement de la Table 4.4. Pour comparer les données du test avec les résultats obtenus précédemment dans le cas de la voie de réaction (p,α) , les points de la courbe de la Figure 4.22 ont été extraits. La résolution de ces données comparée à la résolution supposée d'ACTAR dans cette expérience permet de faire l'hypothèse que la résolution de [90] est équivalente à une résolution théorique. On convolue ainsi les données extraites de la Référence [90] à la gaussienne qui représente la résolution d'ACTAR TPC pour faire l'ajustement de la section efficace obtenue dans ce travail.

Les sections efficaces fournies par [90] sont obtenues pour des angles centre-de-masse $\theta_{cm} = 160^\circ$, les données expérimentales du test ont ainsi été extraites pour les mêmes angles. De même, pour garder la cohérence entre les deux voies de réaction, la section efficace obtenue par le calcul en matrice R a été tracée à $\theta_{cm} = 160^\circ$.

Dans la suite, on notera **sections efficaces de référence** les sections efficaces calculées par la matrice R et celles extraites des données de [90]. Dans le cas du calcul et des données précédentes, les sections efficaces sont données dans le référentiel du laboratoire. Les sections efficaces mesurées lors du présent test sont dans le référentiel du centre-de-masse, de sorte que la correspondance entre les deux est obtenue en multipliant les sections efficaces de référence par le Jacobien de transformation entre les deux référentiels.

La Figure 4.23 montre les sections efficaces mesurées lors du test. L'amplitude n'est pas ajustée aux sections efficaces de référence, elle est déterminée de manière absolue grâce aux paramètres expérimentaux du test. Les points expérimentaux en noir, sont donnés avec leurs

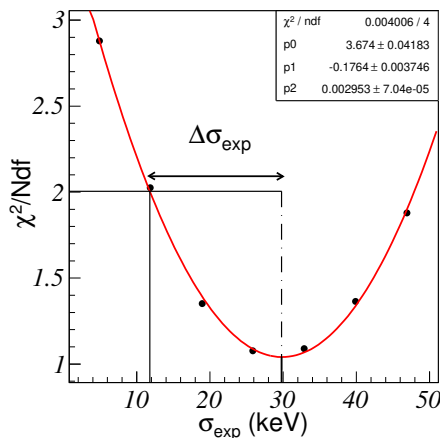


FIGURE 4.24 – Variation de χ^2/Ndf en fonction de σ . Méthode quadratique de calcul de l'erreur sur le χ^2/Ndf appliquée à la voie (p,α) sur l'intervalle d'énergie $E_{19F}^* = (10.25 \pm .15) MeV$. σ_{exp} correspond à la résolution de la gaussienne convoluée aux données théoriques.

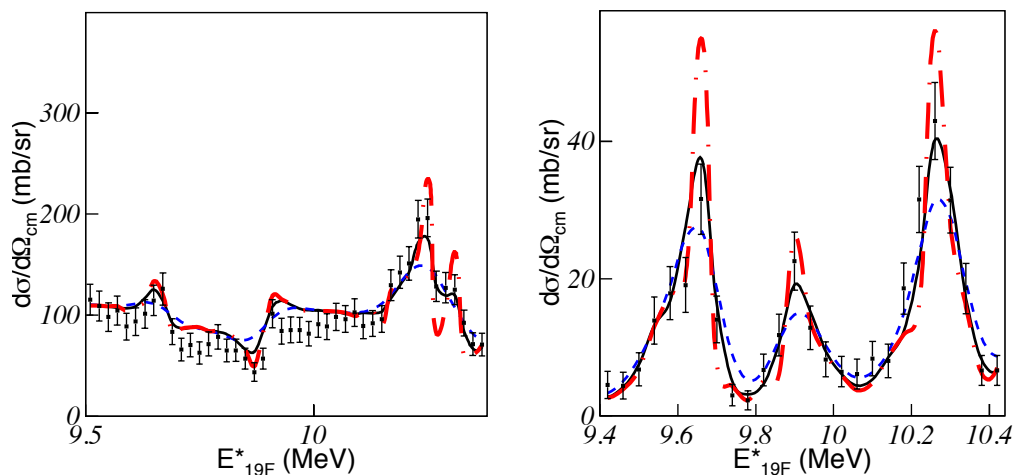


FIGURE 4.25 – Zoom de la Figure 4.23 sur quelques résonances. La courbe continue noire est le résultat du fit ($\chi^2/Ndf = 1$), la courbe tiret-pointée rouge est la résolution minimale donnée par l'erreur sur la résolution de la fonction d'excitation ($\chi^2/Ndf = 2$) et la courbe tiretée bleue correspond à la résolution maximale ($\chi^2/Ndf = 2$).

barres d'erreur statistiques. Les courbes en rouge sont les sections efficaces de référence convoluées chacune par une fonction gaussienne différente permettant de simuler la résolution de l'expérience. C'est le seul paramètre qui a permis d'ajuster les courbes théoriques aux sections efficaces de ce travail. Les résolutions obtenues sont de (47 ± 42) keV FWHM pour la voie (p,p) et (61 ± 54) keV FWHM pour la voie (p,α) à $\theta_{cm} = (160 \pm 5)^\circ$. L'ajustement est fait sur l'ensemble des points obtenus. Les erreurs sur la résolution sont obtenues par la méthode quadratique : l'évolution de χ^2 en fonction de la résolution suit un polynôme d'ordre 2 que l'on peut ajuster sur plusieurs valeurs de résolution comme illustré sur la Figure 4.24. Les erreurs sur la résolution sont données par les points où $\chi^2/Ndf = \chi_{min}^2/Ndf + 1$ et le résultat du fit est obtenu pour $\chi_{min}^2/Ndf \simeq 1$. Les barres d'erreurs verticales ont dû être augmentées par rapport à l'erreur statistique simple pour avoir un χ^2/Ndf minimum de 1. La Figure 4.24 montre la méthode appliquée à la zone de résonances pour $E_{19F}^* = 10.25 \pm .15$ uniquement, dans la voie (p,α) .

Sur des parties entières du spectre, la résolution n'a aucun effet. C'est par exemple le cas entre 9 MeV et 9.5 MeV qu'on observe sur la voie (p,p) . La Figure 4.25 montre la différence entre

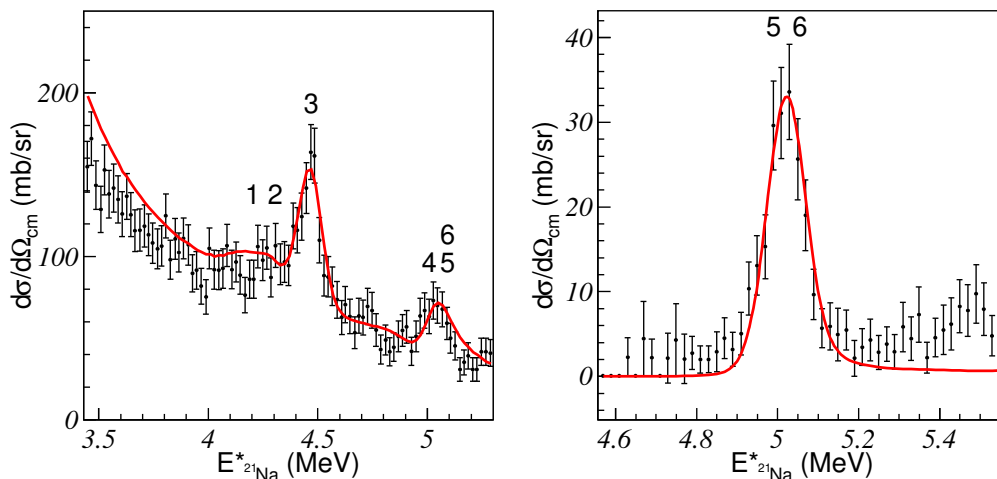


FIGURE 4.26 – Mesure de section efficace des réactions $^1H(^{20}Ne,p)^{20}Ne$ à gauche et $^1H(^{20}Ne,p)^{20}Ne^*$ à droite à $(130 \pm 2)^\circ$ centre-de-masse obtenues dans ce travail. La courbe en rouge correspond au fit des données par les valeurs théoriques convoluées par une gaussienne sur l'intervalle [4.30; 4.60] MeV à gauche et sur l'intervalle [4.9; 5.14] MeV à droite. Les numéros correspondent à l'identification des résonances donnée dans la Table 4.5. Les erreurs statistiques ont été multipliées par $\sqrt{2.35}$ à gauche et $\sqrt{2.01}$ à droite pour avoir $\chi^2/Ndf = 1$.

Numéro de résonance	Spin	Énergie (MeV)	Largeur voie (p,p) (keV)	Largeur voie (p,p') (keV)	Largeur voie (p, γ) (keV)
1	$3/2^-$	4.169	130.0	0	0
2	$5/2^+$	4.294	10	0	0
3	$3/2^+$	4.468	21.0	0	2.0
4	$1/2^-$	4.98	180	0	20
5	$3/2^+$	5.02	24	4	12.0
6	$7/2^-$	5.02	10	15.0	0

TABLE 4.5 – Résumé des paramètres des résonances utilisées pour le calcul en matrice R de la réaction résonante $^{20}Ne + p$ tirés de la référence [94].

les valeurs extrêmes de la résolution données par l'erreur sur le fit pour plusieurs résonances de chaque voie de réaction. La courbe bleue tiretée donne ainsi la résolution maximale, la courbe continue noire est le résultat du fit et la courbe rouge tiret-pointée est la résolution minimale. Les variations entre les différentes résolutions de gaussiennes sont minimales et ne concernent que quelques points. Sur l'ensemble des points, ces quelques erreurs influent peu sur la valeur du χ^2 . En ajustant sur une zone restreinte du spectre correspondant à une zone de résonances, comme dans le cas de la Figure 4.24, l'erreur baisse un peu. Dans ce cas, elle passe de 54 keV FWHM à 45 keV FWHM. Des résonances isolées permettent donc d'avoir une meilleure estimation de la résolution expérimentale. Le χ^2 du fit varie peu avec la résolution de la gaussienne, ce qui cause la large erreur sur la résolution.

4.3.3 Analyse des résultats obtenus pour la diffusion $^{20}Ne + p$

Les énergies du ^{21}Na atteintes lors de ce test vont de 2.43 MeV à 6.69 MeV. Pour cette expérience, la majorité des états de la voie élastique sont tabulés dans ENSDF mais ce n'est pas le cas des états décroissants par la voie $p + ^{20}Ne^*$. Cette réaction a été étudiée dans la Référence [94] où la voie inélastique avait été observée aussi. L'analyse des courbes avait donné des énergies et des largeurs de résonances qui sont utilisées ici pour le calcul AZURE2 lorsqu'elles

manquaient dans ENSDF. La Table 4.5 donne les caractéristiques des états utilisés pour le calcul en matrice R .

Cette fois-ci, la normalisation absolue n'a pas parfaitement fonctionné et les données ont dû être multipliées par un facteur constant $A_N = 2.8$ pour les deux voies de réaction. La normalisation des calculs aux données et l'ajustement des données par la résolution de la gaussienne convoluée au calcul ont été effectués sur les intervalles d'énergie [4.30; 4.60] MeV pour la voie élastique et [4.9; 5.14] MeV pour la voie inélastique. Ces intervalles correspondent à deux résonances bien séparées. La résolution est obtenue en convoluant le calcul de matrice R avec une gaussienne par la même méthode que dans la section précédente. Les résolutions calculées sont de (117 ± 43) keV FWHM pour la voie élastique et (101 ± 22) keV FWHM pour la voie inélastique. La résolution est près de deux fois plus large que pour le test en ^{18}O . L'angle centre de masse est moins grand ce qui explique une partie de la dégradation de la résolution. Cet effet est étudié dans la section suivante. On peut aussi remarquer que les erreurs sur la résolution sont moins grandes comparé aux valeurs de résolution dans le cas du ^{20}Ne que dans le cas du ^{18}O . Cela vient de ce que des pics bien séparés ont été ajustés. Les variations du χ^2 en fonction de la résolution de la gaussienne d'ajustement sont plus grandes sur la dizaine de points traités dans les résonances. On observe aussi sur la Figure 4.26 à gauche que les résonances 1 et 2 sont complètement absorbées par la résolution expérimentale.

Enfin, l'excès de points observés sur la Figure 4.26 à droite autour de 5.5 MeV sont des points venant d'évènements de *punch through* qui n'ont pas pu être séparés de la ligne cinématique du premier état excité du ^{20}Ne (Figure 4.14). Cela met un doute sur la contribution du *punch through* pour une tranche d'énergie de réaction.

4.4 Estimation des erreurs sur la résolution de la fonction d'excitation

La méthode itérative utilise la cinématique de réaction. L'énergie du faisceau, l'énergie mesurée dans les Si, les angles reconstruits sur le plan de pixels et les pertes d'énergie dans le gaz sont les facteurs qui déterminent la reconstruction de la fonction d'excitation. Les erreurs sur la perte d'énergie donnent des erreurs systématiques sur la fonction d'excitation et ne sont pas étudiées ici. Comme pour l'énergie d'excitation à la Section 4.2.2, un calcul Monte-Carlo permet d'estimer la propagation des erreurs dues au *stragglng* de l'énergie faisceau, à la résolution des détecteurs Si et à la reconstruction angulaire des traces sur la fonction d'excitation.

Le calcul prend en compte les résolutions mesurées. L'erreur obtenue sur l'énergie centre-de-masse est alors calculée, comme illustré sur la Figure 4.27. De gauche à droite, les figures donnent la propagation de la résolution de l'énergie faisceau, de l'énergie détectée dans les Si et de la reconstruction de l'angle des traces. La propagation de la résolution peut varier en fonction des paramètres de réaction. La contribution du *stragglng* en énergie du faisceau est la plus faible et varie peu en fonction de l'angle centre-de-masse et de l'énergie de réaction. La contribution des Si dégrade la résolution de l'énergie centre-de-masse reconstruite lorsque l'énergie centre-de-masse augmente. De même, la résolution de la reconstruction des angles dégrade la résolution en énergie centre-de-masse lorsque l'angle centre-de-masse diminue. La variation de la résolution en fonction de la valeur de l'angle centre-de-masse est la plus large et montre que la technique de reconstruction de l'énergie de réaction par méthode itérative doit être limitée aux angles centre-de-masse les plus élevés pour avoir une précision aussi bonne que possible.

Les résultats sont résumés dans la Table 4.6. Les valeurs sont données pour $\theta_{cm} = (160 \pm 5)^\circ$ et à l'énergie centre de masse moyenne de 1.5 MeV pour la résolution des détecteurs Si dans le cas du test ^{18}O . Ces valeurs sont de $\theta_{cm} = (130 \pm 2)^\circ$ et $E_{cm} = 2$ MeV respectivement pour le

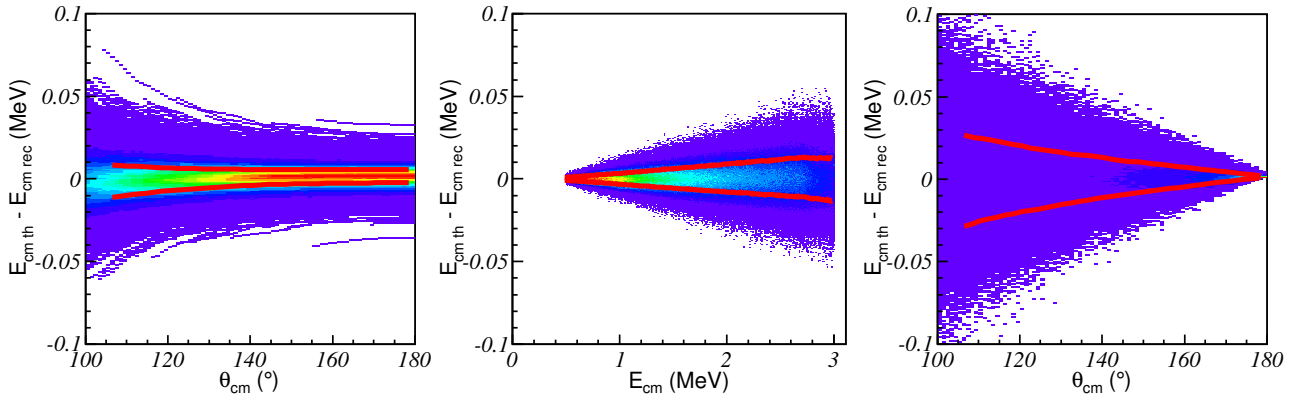


FIGURE 4.27 – Résolution en énergie centre-de-masse simulée en fonction de l’angle centre-de-masse (à gauche et à droite) et de l’énergie centre-de-masse (au centre), pour la réaction ${}^1\text{H}({}^{18}\text{O}, {}^{18}\text{O}){}^1\text{H}$. La reconstruction de la fonction d’excitation est simulée avec, à gauche la résolution expérimentale de 2.7 MeV sur la reconstruction de l’énergie de réaction, au centre la résolution expérimentale de 60 keV sur l’énergie détectée dans les Si et à droite la résolution expérimentale de 1.2° sur l’angle reconstruit. Les lignes rouges indiquent la dispersion des points à 1σ .

Test sous faisceau de ${}^{18}\text{O}$

paramètre	résolution du paramètre	propagation vers E_{cm}	
		voie (p,p)	voie (p, α)
$E_{faisceau}$	2.7 MeV	8.5 keV	17.4 keV
E_{Si}	60 keV	16.5 keV	21.1 keV
θ_{lab}	1.2°	14.1 keV	20.7 keV
Total calculé		24 keV	35 keV
Total mesuré		(47 ± 42) keV	(61 ± 54) keV

Test sous faisceau de ${}^{20}\text{Ne}$

paramètre	résolution du paramètre	propagation vers E_{cm}	
		état fondamental	1 ^{er} état excité
$E_{faisceau}$	2 MeV	6.6 keV	4.9 keV
E_{Si}	60 keV	23.5 keV	12.9 keV
θ_{lab}	1.2°	42.3 keV	30 keV
Total calculé		50 keV	33 keV
Total mesuré		(117 ± 43) keV	(101 ± 22) keV

TABLE 4.6 – Propagation de la résolution des paramètres à la fonction d’excitation. Toutes les valeurs sont données en largeur à mi-hauteur. Les détails sur la résolution des paramètres sont donnés dans la Section 4.2.1 pour le straggling faisceau et la reconstruction des angles. La résolution en énergie des détecteurs Si est donnée dans la Section 2.6.1. Les résolutions sont observées à 160° et 130° centre de masse respectivement pour le test en ${}^{18}\text{O}$ et ${}^{20}\text{Ne}$.

test ${}^{20}\text{Ne}$. Le paramètre qui a le plus d’effet est la reconstruction de l’angle du noyau de recul. Sa précision dépend en grande partie du straggling. Ce facteur doit donc être pris en compte et estimé avec des tables de straggling pour déterminer la faisabilité d’une expérience utilisant cette technique. La résolution due à l’angle dépend aussi beaucoup de l’angle centre-de-masse choisi, ce qu’on observe bien dans la Figure 4.27 à droite. Le deuxième facteur important est la résolution en énergie des détecteurs Si qui ne dépend que de la qualité des détecteurs.

La résolution plus large pour le test en ^{20}Ne s'explique très bien par le fait que l'angle centre de masse auquel on observe la fonction d'excitation est beaucoup plus petit que pour le test en ^{18}O . D'après la Figure 4.27, cela implique dans le cas de la réaction résonante $^{18}\text{O} + p$ que la résolution sur la reconstruction de l'énergie de réaction du au *straggling* du faisceau et de la résolution en reconstruction angulaire ont un effet près de deux fois plus important qu'à 160° centre-de-masse. On voit la même variation en fonction de l'angle centre-de-masse avec la réaction $^{20}\text{Ne} + p$. Comme il y a peu de statistique et que l'efficacité géométrique varie rapidement aux angles proches de 160° centre-de-masse dans le cas du test ^{20}Ne , il n'est pas possible d'extraire une fonction d'excitation réaliste à ces angles.

Dans les deux cas, la résolution en énergie déterminée expérimentalement est plus grande que celle calculée par propagation des résolutions. Les valeurs des résolutions propagées restent dans les barres d'erreur expérimentales pour le ^{18}O mais pas pour le ^{20}Ne , ce qui est problématique. Des effets ont donc dû être sous-estimés et doivent être vérifiés avec des simulations plus réalistes utilisant GEANT4 par exemple. Il est aussi important de remarquer que la résolution de la voie élastique double entre le test en ^{18}O et le test en ^{20}Ne , que ce soit expérimentalement ou avec la simulation. Le seul problème est que la voie inélastique du ^{20}Ne devrait avoir une résolution du même ordre que la voie (p,α) du test en ^{18}O mais est mesurée un peu moins de deux fois plus large. La seule chose cohérente est que la valeur de résolution de la voie inélastique reste inférieure à la résolution obtenue pour la voie élastique.

En utilisant la reconstruction du vertex, la seule erreur entrant en compte est le *straggling* en énergie du faisceau. D'après le *straggling* en position mesuré, la propagation de l'erreur donne alors une résolution moyenne en énergie de 180 keV FWHM pour le ^{18}O et 145 keV FWHM pour le ^{20}Ne . La dégradation de la résolution par rapport à la méthode itérative dans ces conditions de *straggling* est large et suit bien la différence entre les deux résolutions obtenues sur la Figure 4.18. Dans le cas où le *straggling* du faisceau est limité à la partie dans la chambre, la résolution de la fonction d'excitation propagée depuis la résolution de l'énergie de réaction et de la résolution en reconstruction du vertex est de 50 keV FWHM.

4.5 Conclusion sur les performances du détecteur

Les résultats du *commissioning* montrent donc que les objectifs poursuivis par les cibles actives sont atteints, puisque les voies de réaction élastiques, inélastiques et de réarrangement ont pu être séparées. Cela a notamment permis de reconstruire la fonction d'excitation à partir d'hypothèses vérifiées sur l'énergie d'excitation des partenaires lourds. Les résultats ont été obtenus avec une résolution FWHM allant de quelques dizaines de keV à une centaine de keV. On a aussi expliqué que plusieurs méthodes de reconstruction de la fonction d'excitation pouvaient être utilisées en fonction des expériences et des résolutions sur les paramètres tels que l'énergie faisceau, les angles ou l'énergie mesurée dans les détecteurs Si. Il a aussi été montré que la polarisation des pads a très bien fonctionné puisqu'elle a permis de mesurer les protons sans que le signal numérisé des dépôts de charge soit déformé et les ions faisceaux n'étaient pas saturés, ce qui a permis de calculer leur longueur de parcours événement par événement.

Les résultats permettent de plus d'avoir une idée directe de la faisabilité de l'expérience de diffusion $^{17}\text{F} + p$. Les résolutions obtenues sur l'énergie d'excitation sont de l'ordre de $\sigma=160$ keV sur les Figures 4.15. Si on compare ces valeurs de résolution au premier état excité à 0.4953 MeV du ^{17}F , le premier état excité du ^{17}F ne peut pas être complètement séparé du fondamental. Le problème de résolution provient en grande partie du *straggling* du faisceau. En ayant directement la bonne énergie faisceau en entrée de salle, on peut prévoir une possible amélioration de la résolution. De plus, les états excités dans l'état final ne devraient apparaître que pour des résonances précises puisqu'il n'y a pas de composante Rutherford dans ces voies de réaction. Cela permet d'estimer plus facilement la quantité de recouvrement entre l'état fondamental et

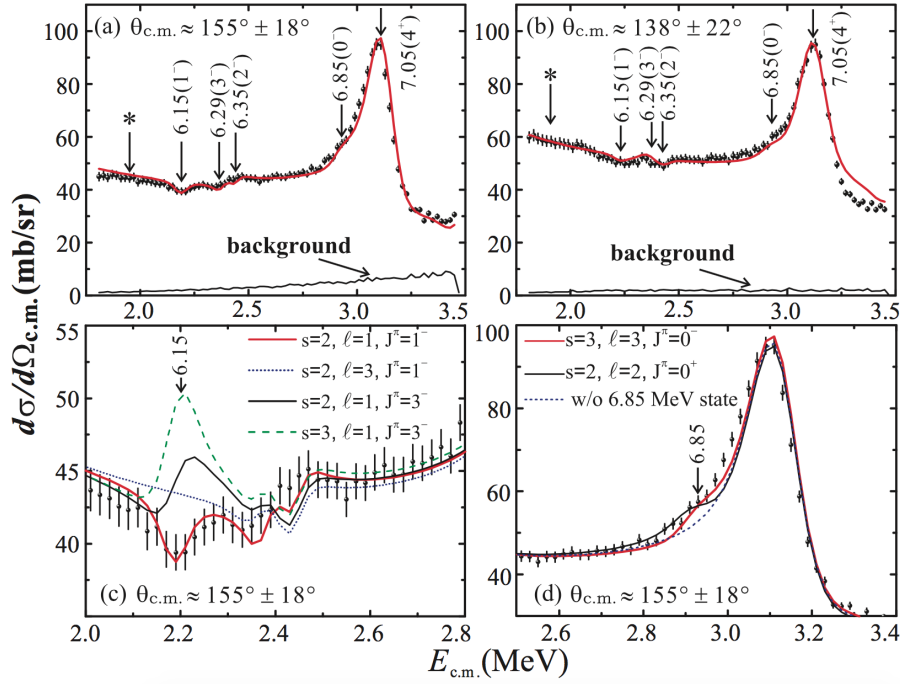


FIGURE 4.28 – Fonction d’excitation expérimentale de la réaction $^{17}\text{F} + \text{p}$. Figure issue de [86].

les états excités aux différents points de la fonction d’excitation. La part provenant de la voie de réaction où le ^{17}F sort dans un état excité peut être écartée en partie à l’aide de sélections. Le reste peut être estimé et retranché *a posteriori* par l’analyse de l’énergie d’excitation à différents points de réaction.

La fonction d’excitation de la réaction $\text{p}(^{17}\text{F},\text{p})^{17}\text{F}$ a été mesurée dans la Référence [86] et est tracée dans la Figure 4.28. L’expérience a utilisé la méthode TTIK dans du gaz d’ H_2 et des télescopes $\Delta\text{E}\text{-E}$. La résonance d’intérêt est celle à 6.15 MeV qui a été mesurée avec une largeur de 50 keV. Les résultats sur la fonction d’excitation de la réaction $^{18}\text{O} + \text{p}$ peuvent être comparés à ces valeurs. Dans la voie (p,p) tracée sur la Figure 4.23 à gauche, la résonance 6 qui admet un pic puis un creux à 9.66 MeV de largeur tabulée 2.1 keV est observable, de même que la résonance 7, en creux, à 9.89 MeV de largeur tabulée 12 keV. Les résonances qui ne sont pas observées sont les résonances 3,4 et 5 qui ont toutes des largeurs inférieures au keV. Toutes ces valeurs sont bien en-dessous des 50 keV de la résonance mesurée dans le ^{18}Ne . On en déduit que les performances du détecteur sont suffisantes pour observer cette résonance, plus large que les résonances mesurées avec ACTAR dans l’expérience $^{18}\text{O} + \text{p}$. Si des événements deux protons se produisent, la méthode de reconstruction de la fonction d’excitation par le vertex permettra de déterminer l’énergie à laquelle ils ont été produits. Même si la résolution en énergie faisceau est dégradée, la relative précision de la position des événements pourra indiquer s’ils viennent de la région de la résonance ou non. La même chose sera possible pour la voie (p, α). Ainsi, le débat sur la provenance des événements à deux protons (*break-up* $^{17}\text{F} \rightarrow ^{16}\text{O} + \text{p}$ ou décroissance 2p directe) pourrait être clos avec l’utilisation d’ACTAR TPC. Enfin, dans le test $^{18}\text{O} + \text{p}$, la densité de résonances dans la voie (p,p) n’a pas pu être séparée pour le groupe de résonances 8,9,10,11, qui sont séparées de moins de 70 keV deux à deux. Dans le ^{18}Ne , la résonance d’intérêt est séparée de 140 keV des résonances les plus proches, c’est-à-dire une distance deux fois plus grande. La séparation devrait donc être possible. L’utilisation d’ACTAR TPC pour cette expérience est validée.

Chapitre 5

Recherche d'états d'agrégat α dans le ^{10}B par la diffusion résonante $^6\text{Li} + ^4\text{He}$

Sommaire

5.1	Contexte des recherches sur les agrégats α dans le ^{10}B	130
5.2	Interprétation des résultats de l'expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$	132

La charte des noyaux représente l'ensemble des noyaux découverts à ce jour sur Terre. Les milliers de noyaux répertoriés dans cette charte contiennent de quelques nucléons pour les plus légers à quelques 300 nucléons pour les plus lourds.

Ces noyaux ont des propriétés très variées, mais de manière générale, le noyau est considéré comme un objet où les nucléons sont regroupés de manière compacte, à la manière d'une goutte liquide. Au-delà de cette représentation simpliste, des phénomènes de corrélations entre nucléons peuvent apparaître sous l'effet des interactions nucléaires. Pour de grands nombres de nucléons, ces effets ont tendance à se diluer dans l'ensemble, mais ils commencent à dominer lorsque le noyau atteint une taille de quelques dizaines de nucléons. Les noyaux légers peuvent ainsi présenter des phénomènes exotiques comme la présence de halos [26, 95], c'est-à-dire l'extension spatiale de matière de faible densité autour d'un cœur dense, ou l'existence d'états d'agrégat [33, 96]. Dans ce dernier cas, le noyau n'est plus considéré comme un objet compact mais comme un agrégat de noyaux plus légers corrélés qui restent dans une zone bien délimitée.

La particule α est stable et a comme particularité que son premier état excité se trouve à environ 20 MeV, bien plus haut que dans les autres noyaux. Pour cette raison elle est considérée comme inerte et est un constituant privilégié des états d'agrégat [97]. La première idée de l'existence de tels états est venue de la radioactivité α et devait permettre de comprendre pourquoi le noyau peut émettre de telles particules [98]. On trouve parmi ces noyaux le ^8Be , instable et qui décroît en deux α . Cette décroissance tend à montrer que le ^8Be a une structure composée de deux α corrélés, prononcée dans les résonances où il est formé. L'état de Hoyle dans le ^{12}C est l'état d'agrégat α le plus connu. Constitué de trois α , cet état a été proposé pour expliquer la formation du carbone dans les étoiles par Fred Hoyle [99], nécessaire à la production des éléments plus lourds. L'état d'agrégat est maintenu car les particules α , dissociées et se présentant donc chacune dans le même état quantique, ne peuvent pas se trouver au même endroit en même temps d'après le principe de Pauli [100].

Dans ce chapitre, on introduit succinctement le contexte des recherches sur les agrégats α dans les noyaux légers et l'enjeu de la recherche d'un agrégat α dans le ^{10}B , puis on discutera de quelques-uns des résultats obtenus avec l'expérience de diffusion résonante $^6\text{Li} + ^4\text{He}$ qui ont été présentés dans la Section 3.4.4.

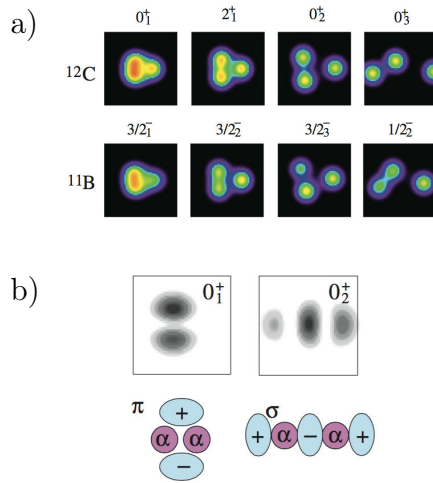


FIGURE 5.1 – **a)**, calculs AMD-VAP d'agrégat gazeux pour plusieurs états excités du ^{12}C et du ^{11}B (figures issues de [101, 102]). **b)**, exemples d'arrangement des deux neutrons supplémentaires dans deux états d'agrégat moléculaire du ^{10}Be (figure issue de [103]).

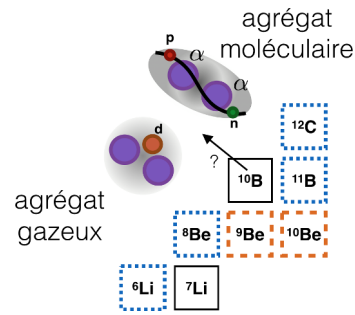


FIGURE 5.2 – États agrégats identifiés dans la région du ^{10}B . Les noyaux représentés par des carrés à bords pointillés bleus forment des états excités d'agrégat gazeux et ceux représentés par des carrés à bords tiretés orange forment des états excités d'agrégat moléculaire.

5.1 Contexte des recherches sur les agrégats α dans le ^{10}B

Il existe deux principaux types d'agrégat α dans les noyaux légers comme indiqué sur la Figure 5.1. Le type gazeux, représenté sur la Figure 5.1 a), correspond à une configuration où les noyaux qui constituent l'agrégat sont confinés dans une zone donnée et interagissent faiblement, formant une zone de densité diluée. Dans le type moléculaire illustré dans la Figure 5.1 b), les neutrons en excès forment des orbites moléculaires ressemblant aux liaisons covalentes des électrons entre les atomes d'une molécule.

D'après la Figure 5.2, les deux types d'agrégat α sont présents dans la région du ^{10}B . Il a été découvert dans le ^{10}Be des états excités qui peuvent être considérés comme deux particules α liées par les deux neutrons supplémentaires [12, 34]. Le ^{11}B a quant à lui des états excités d'agrégat de type gazeux formé de $2\alpha + t$ [104]. Le ^{10}B se trouve à la frontière entre ces deux types et la question est de savoir quelle forme ses états d'agrégat vont prendre sachant qu'il ressemble au ^{10}Be auquel un neutron a été changé en proton ou au ^{11}B auquel on a enlevé un neutron. Cette question pose notamment le problème de l'effet de la force de tenseur qui s'applique entre protons et neutrons. Cette force est bien connue pour faire migrer les couches nucléaires lorsqu'on s'éloigne de la vallée de la stabilité [105]. Dans le ^{10}B , elle peut s'appliquer en brisant la configuration moléculaire et provoquer l'émergence d'états d'agrégat gazeux sous la forme $2\alpha + d$. Les agrégats de types moléculaire et gazeux sont en compétition, de sorte que les deux configurations pourraient être présentes dans les états excités du ^{10}B . La transition entre les deux peut en particulier être étudiée. On s'attend à ce que les deux configurations aient des moments d'inertie différents et des calculs théoriques peuvent permettre d'associer le moment d'inertie à une configuration de l'agrégat.

Les agrégats de noyaux sont perçus au travers de leur décroissance en deux noyaux ou plus. En particulier, les états correspondant à ces agrégats sont supposés proches des seuils d'émission comme proposé par Ikeda [106]. Des états de plus haute énergie associés à ces structures peuvent exister et se construire sous forme de bandes rotationnelles. L'écartement des niveaux peut alors renseigner sur le moment d'inertie de la configuration. Avec des calculs théoriques, la forme de l'état d'agrégat peut ensuite être déterminée.

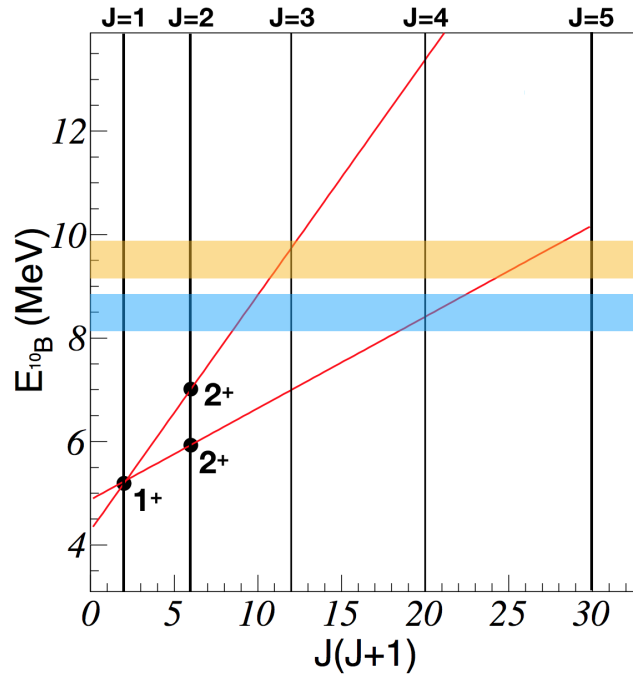


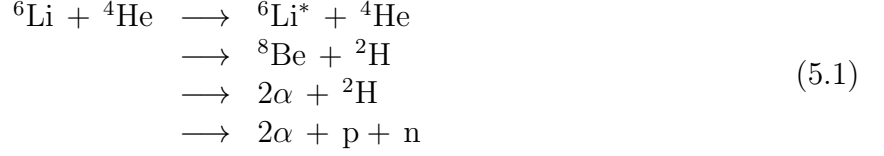
FIGURE 5.3 – Énergie d'états non-liés du ^{10}B en fonction de leur valeur de spin, d'après des données de [107, 108] et zones de résonance observées dans cette étude.

Des données issues des compilations [107, 108] établissent pour le ^{10}B des résonances proches du seuil α , mesurées à partir de la réaction $^6\text{Li} + \alpha$. Un état 1^+ a été trouvé à 5.19 MeV. Il s'agit de la résonance la plus proche du seuil α , à 4.46 MeV, ayant une largeur de décroissance α importante, de valeur 105 keV, qui signe généralement la présence d'un état d'agrégat. Cette résonance d'isospin $T = 0$ peut donc indiquer le départ de bandes rotationnelles associées à un état agrégat. Les résonances associées doivent être de même parité et de même isospin que l'état de départ. Deux résonances 2^+ ont été découvertes avec des largeurs α indiquant encore une fois la possibilité d'un haut degré d'agrégation. Le premier est à 5.93 MeV avec une largeur de 5.8 keV et le deuxième est à 7.01 MeV avec une largeur de 110 keV. Dans ce dernier cas, l'assignation 2^+ n'est pas certaine. Chacun de ces états pourrait être un embranchement spécifique à une bande de rotation différente basée sur l'état 1^+ . Sur la Figure 5.3, trois points noirs indiquent l'énergie des états d'agrégat potentiels connus en fonction de la valeur propre de l'opérateur de moment angulaire total \mathbf{J} . Des points associés à une même bande rotationnelle doivent évoluer de manière régulière avec l'augmentation du spin de l'état excité, suivant le moment d'inertie de la bande rotationnelle.

Sur la Figure 5.3, deux droites reliant l'état 1^+ à chacun des états 2^+ ont été tracées et permettent d'indiquer par extrapolation les énergies intéressantes pour trouver des états 3^+ et 4^+ . La région entre 7.5 MeV et 12 MeV n'a pas été mesurée en diffusion élastique résonante $^6\text{Li} + \alpha$. D'après [109], une résonance a été observée à 9.58 MeV avec une largeur de 257 keV dans une étude du breakup $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$, sans qu'un spin puisse être établi. Il s'agit justement d'une région particulièrement intéressante puisque en fonction de son spin, l'état pourrait être assigné à l'une ou l'autre des bandes rotationnelles, avec un cas plus probable de $J = 3$ mais une possibilité de $J = 5$. D'autres études [108] ont par ailleurs montré l'existence d'autres états entre 8 MeV et 9 MeV. Plusieurs de ces états ont un nombre d'isospin $T = 1$. Le ^6Li dans l'état fondamental et le ^4He ont tous les deux un isospin $T = 0$. L'utilisation de la diffusion élastique permet de sélectionner avec une plus grande probabilité la transition $\Delta T = 0$ par conservation de l'isospin dans la réaction, et donc de peupler des états plus spécifiques aux bandes rotationnelles que l'on souhaite étudier.

Les cibles actives sont particulièrement adaptées à cette étude, puisqu'il s'agit de passer

en revue une large région en énergie en peu de temps et donc d'utiliser la méthode TTIK. Le premier état excité du ${}^6\text{Li}$ peut être peuplé sur toute la gamme d'énergie de réaction. Comme il se situe au-dessus du seuil α , il décroît principalement par émission α et est à l'origine d'événements à 3 particules (α de recul et $\alpha + d$ venant de la dissociation du ${}^6\text{Li}$), qu'il faut séparer du canal élastique. Ce canal inélastique présente aussi un intérêt pour la compréhension des états d'agrégat, notamment par l'embranchement



où toutes les voies sont ouvertes pour des énergies d'excitation $E_{10B} > 8.13$ MeV. Cet embranchement peut être étudié avec les capacités de traçage multiple des cibles actives de nouvelle génération.

C'est dans ce contexte que l'expérience à l'IPNO a eu lieu. Les énergies faisceau utilisées (Table 2.1) permettent d'atteindre la région en énergie d'excitation du ${}^{10}\text{B}$ entre 7.5 MeV et 12 MeV. Les recouvrements de la fonction d'excitation entre les différents *settings* du faisceau étaient prévus plus importants au départ, mais le faible débit de gaz pour les 10% de CO_2 était à la limite du point de fonctionnement du mélangeur. Le pourcentage réel de CO_2 a été découvert à 5% en cours d'expérience, ce qui a changé les intervalles d'énergie de réaction scannés par chaque *setting* (Figure 2.20). Cette valeur a été confirmée par des enregistrements en source α et l'usage des détecteurs DSSD pour mesurer l'énergie du faisceau après la traversée de toute la chambre.

5.2 Interprétation des résultats de l'expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$

On rappelle dans la Figure 5.4 la fonction d'excitation 2D obtenue dans la Section 3.4.4. Les différents couples de lignes permettent d'identifier les différentes projections de la section efficace qui sont tracées dans les Figures 5.5 et 5.6. Sur la Figure 5.5, on observe tout d'abord que les sections efficaces mesurées d'un *setting* faisceau à l'autre ont des valeurs en bord d'acceptance qui sont en accord sans qu'il y ait de discontinuité notable dans la valeur de la section efficace. Les facteurs de normalisation utilisés sont ceux obtenus avec le compteur Mars83. En particulier le facteur deux utilisé pour le *setting* en énergie de 19 MeV pour avoir une distribution angulaire cohérente avec la mesure de la Référence [81], sur la Figure 3.37 à gauche, n'a pas été appliqué. En suivant les valeurs des distributions angulaires extraites de la Référence [81], une variation de la section efficace de près d'un facteur 2.5 entre $E_{10B}^* = 10.46$ MeV et $E_{10B}^* = 11.94$ MeV devrait par exemple avoir lieu à 80° centre-de-masse. Cette variation n'est pas observée sur la Figure 5.5 où la section efficace suit plutôt une pente légèrement décroissante à cet angle sur cet intervalle d'énergie. Cela permet donc de mettre en doute la normalisation de la distribution angulaire à $E_{10B}^* = 10.46$ MeV extraite de la Référence [81].

L'étude des détails de la section efficace sur la Figure 5.4 montre que des structures apparaissent surtout pour des énergies comprises entre 8 MeV et 10 MeV. Une résonance large apparaît ainsi entre 8.2 MeV et 8.8 MeV, avec un maximum à $\theta_{cm} = (80 \pm 5)^\circ$. La section efficace varie ensuite rapidement entre 9 MeV et 10 MeV, et une partie manque entre les deux. Cela ne permet pas de savoir s'il s'agit d'une résonance très large ou s'il y a un épaulement dans la section efficace après une résonance plus fine. Enfin, on observe un pic plus petit à $\theta_{cm} = (125 \pm 5)^\circ$ entre 9 MeV et 10 MeV. Le *setting* plus bas en énergie se trouve en limite d'acceptance à cet angle. On ne peut donc pas le prendre en compte pour estimer la variation

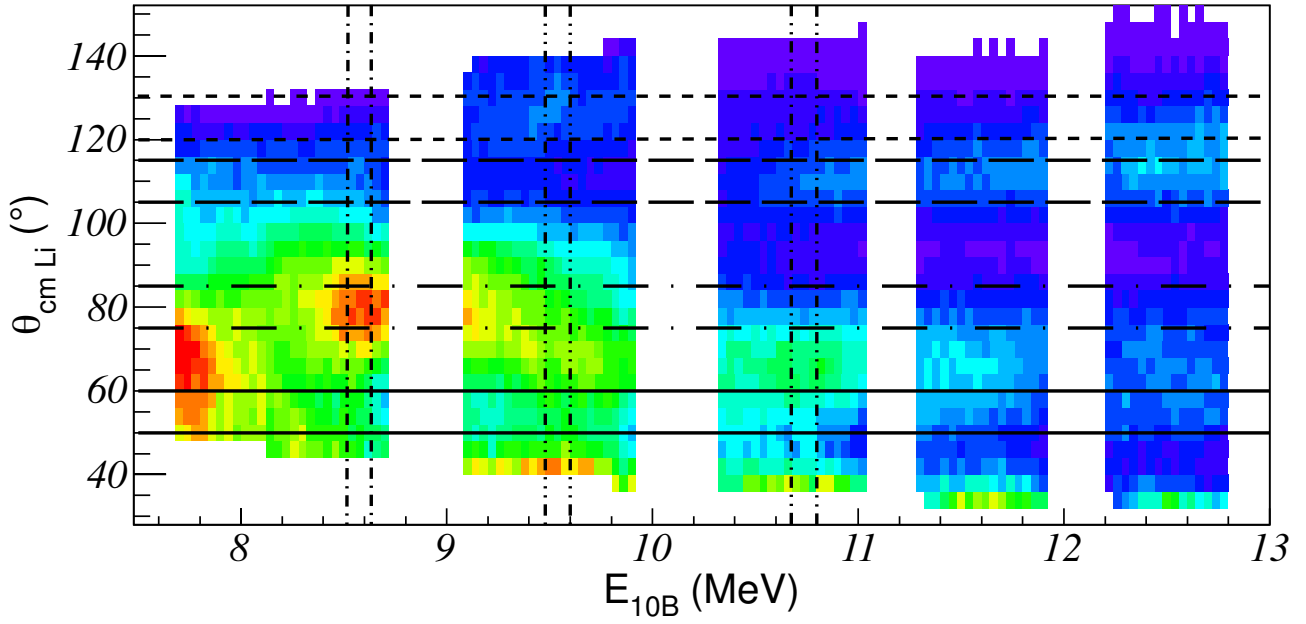


FIGURE 5.4 – Section efficace doublement différentielle pour la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$ en fonction de l'angle centre-de-masse et de l'énergie de réaction du ${}^{10}\text{B}$. Les couples de lignes noires indiquent les différentes projections tracées dans les Figures 5.5 et 5.6.

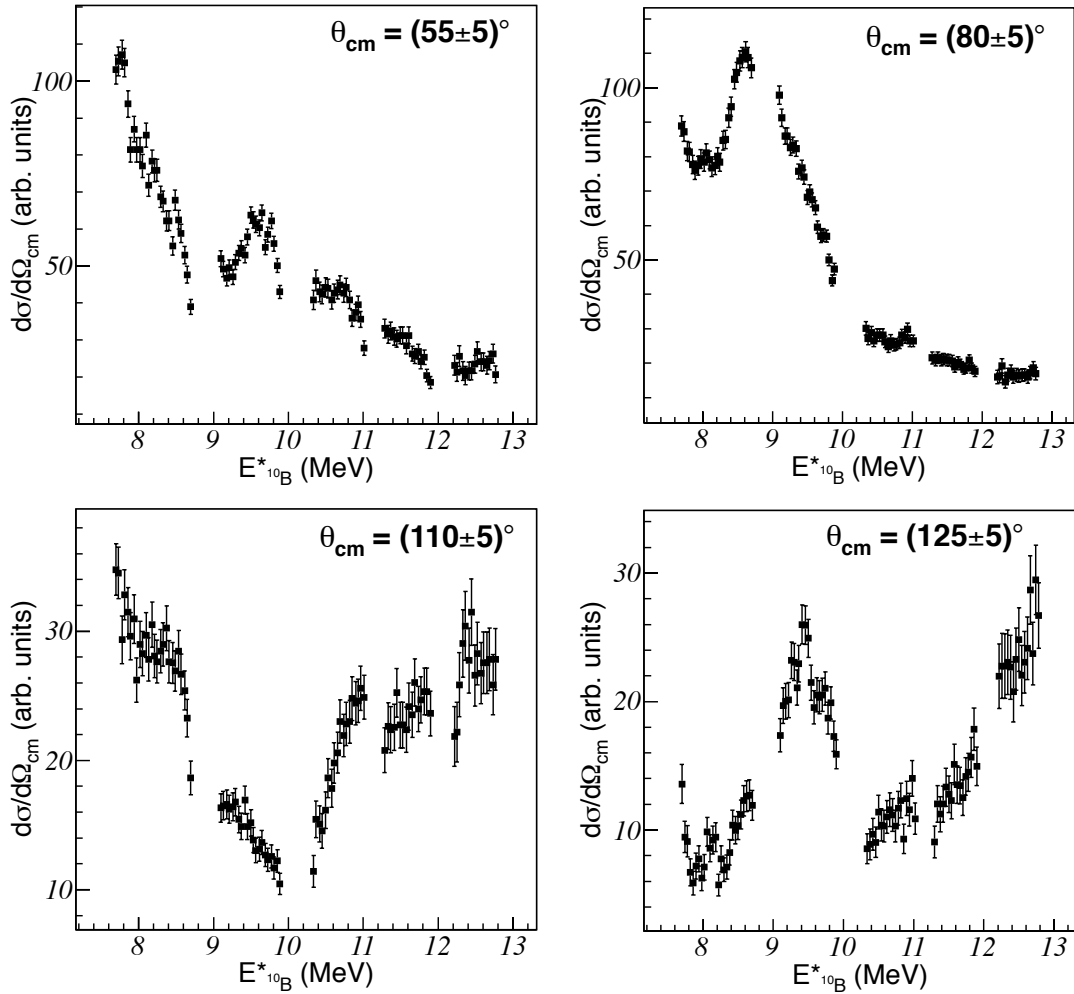


FIGURE 5.5 – Fonction d'excitation de la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$ pour différents angles centre de masse.

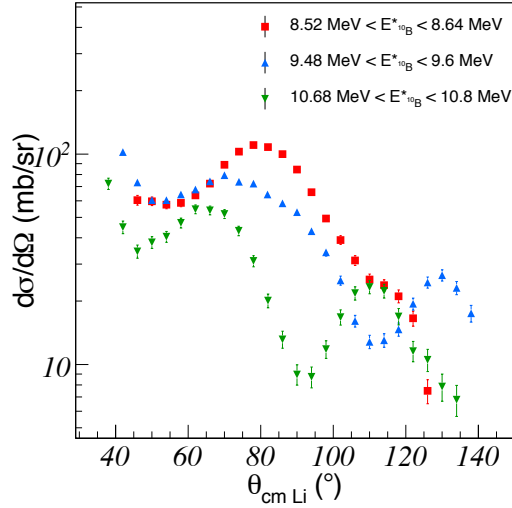


FIGURE 5.6 – Distributions angulaires dans le centre de masse de la diffusion élastique ${}^6\text{Li} + \alpha$ à différentes énergies d'excitation du ${}^{10}\text{B}$.

de la section efficace entre 8 MeV et 9 MeV. Dans la même zone en énergie une inversion rapide de la pente de la section efficace à $\theta_{cm} = 55 \pm 5^\circ$. Ces deux structures pourraient correspondre à une même résonance autour de 9.5 MeV.

Ces deux zones d'intérêt aux énergies 8.58 ± 0.06 keV et 9.54 ± 0.06 keV sont projetées sur l'axe θ_{cm} pour obtenir les distributions angulaires tracées dans la Figure 5.6 (carrés rouges et pyramides bleues respectivement). La distribution angulaire pour la zone d'énergie à 10.74 ± 0.06 keV (pyramides inversées vertes) a de plus été tracée pour comparer ces distributions angulaires de résonances potentielles à la distribution angulaire de la contribution directe uniquement. Des différences très claires sont observées entre les trois distributions, notamment dans la position du deuxième maximum et du deuxième minimum. Les projections à plus basse énergie ont des distributions angulaires tout à fait différentes qui peuvent être interprétées comme la signature en spin des résonances.

Pour l'identification des spins, le problème principal ici est le calcul de la contribution des réactions directes. En effet dans les calculs en matrice R classiques, comme AZURE2, cette contribution provient uniquement de la partie sphère dure sans prendre d'autres couplages directes possibles. Ici, il faut cependant prendre en compte le transfert de deuteron entre le ${}^6\text{Li}$ et le ${}^4\text{He}$ qui conduit à un état final identique à la diffusion élastique [110] et/ou des canaux couplés avec l'état excité au-dessus du seuil α du ${}^6\text{Li}$ [111]. Dans tous les cas la description du ${}^6\text{Li}$ comme un système d'agrégat $\alpha + d$ est très importante. Le calcul de la contribution directe demande de faire des calculs par voies couplées. Ce problème est récurrent dans les noyaux riches en neutrons où du transfert de neutrons est possible. Pour tenir compte du transfert plus simplement, l'une des méthodes utilisées est d'ajouter un déphasage optique imaginaire calculé en DWBA. Celui-ci permet de simuler la présence d'une voie de réaction non prise en compte par la matrice R [112, 113].

L'interprétation des distributions angulaires est assez compliquée et n'a pas été parfaitement traitée jusqu'à maintenant. En comparant les zones d'énergie résonantes avec la Figure 5.3, on peut estimer s'il est possible que ces zones participent à des bandes rotationnelles dans le ${}^{10}\text{B}$. On observe une zone de résonance à basse énergie autour de 8.5 MeV. Comme cette zone est coupée par l'efficacité de l'expérience (Figure 3.37), il est difficile de conclure quant au nombre de résonances contenues dans la zone et différents cas de figure doivent être étudiés. Il peut y avoir une ou plusieurs résonances superposées qui sont peuplées. Cette zone de résonance est en accord avec des résonances obtenues au même endroit par d'autres voies de réaction [107, 108].

À plus haute énergie, une résonance simple semble apparaître autour de 9.5 MeV et confirme aussi des observations précédentes par une voie de décroissance α du ^{10}B [109]. Ces deux zones de résonances n'ont pas été identifiées en spin ici. Le transfert rend les calculs d'interprétation plus compliqués, tandis que les distributions angulaires et la position des vertex sont un peu mis en doute par les déformations des traces. On a pu néanmoins remarquer que ces deux zones de résonance apparaissent aussi dans la diffusion élastique. La détermination du spin est encore à faire et pourra être déterminante pour la suite. D'après la Figure 5.3, les bandes de couleur indiquent les positions en énergie des résonances à 8.5 MeV et 9.5 MeV. Le croisement de chaque bande rotationnelle possible avec des valeurs propres du spin dans ces zones montre l'intérêt qu'ont les valeurs $J = 3$ et $J = 5$ pour la résonance à 9.5 MeV et la valeur $J = 4$ pour la zone de résonance autour de 8.5 MeV. Si les deux résonances peuvent être associées à la même bande rotationnelle, c'est-à-dire celle du bas, le moment d'inertie de l'état d'agrégat pourra en être extrait. Une comparaison à des calculs théoriques peut ensuite permettre de déterminer la configuration de l'agrégat la plus probable pour un tel moment d'inertie. Mais si chacune de ces résonances peut être assignée à une droite différente, cela peut alors indiquer que deux configurations d'agrégat différentes subsistent dans le ^{10}B . Elles seraient donc mélangées dans l'état 1^+ , puis séparées en deux bandes rotationnelles de pentes différentes.

Conclusion et perspectives

DES nouveaux moyens expérimentaux sont nécessaires pour les recherches en physique nucléaire aux limites de la stabilité et dans les phénomènes extrêmes. Ces phénomènes sont reproduits dans des conditions difficiles et sont peu probables, ce qui ajoute aux difficultés pour les étudier. Dans la continuité des recherches en physique nucléaire, les cibles actives sont des détecteurs gazeux polyvalents. Servant à la fois de cibles et de moyens de détection, les gaz dont les cibles actives peuvent être remplies offrent la possibilité de caractériser les réactions au plus proche du vertex. Les cibles sont épaissies et la perte d'information est limitée. C'est dans ce contexte qu'ACTAR TPC, une cible active de nouvelle génération, a été développée au GANIL. Profitant des développements de l'électronique GET, elle compte une haute granularité de pixels. Elle permet de plus de numériser les signaux d'arrivée des électrons sur un intervalle de temps donné. Une reconstruction en 3D complète des événements à l'intérieur de la chambre à projection temporelle est ainsi possible.

On a vu dans le Chapitre 2 les caractéristiques d'un démonstrateur d'ACTAR TPC huit fois plus petit. Des expériences et des tests ont été effectués avec ce démonstrateur pour tester les capacités de l'électronique et du détecteur sous différents faisceaux. On a vu dans ce chapitre que l'un des facteurs les plus importants est le dépôt d'énergie des particules chargées traversant la chambre. De hautes intensités faisceau ou des différences de plusieurs ordres de grandeurs dans les dépôts d'énergie des particules intervenant dans les réactions nucléaires peuvent être problématiques pour le système de détection.

Une expérience de diffusion résonante ${}^6\text{Li} + \alpha$ effectuée à l'IPNO a confirmé que l'utilisation d'un masque sous des faisceaux intenses permet d'empêcher l'arrivée d'une succession rapide de dépôts d'énergie au niveau du MICROMEGAS, ce qui aurait saturé le système d'amplification et l'électronique des pixels. L'intensité faisceau dans ACTAR TPC était alors de l'ordre de 10^5 pps et des superpositions de sous-événements étaient régulièrement observées dans les événements électroniques. L'un des problèmes était que le faisceau ne pouvait pas être reconstruit événement par événement, ce qui peut dégrader la résolution angulaire. Dans le même temps, des déformations des traces ont été observées et ont été expliquées par la trop grande transparence de la cage de champ simple aux champs électriques transverses. Le problème a été réglé avec succès en rajoutant un plan de fil supplémentaire sur chacun des quatre côtés de la cage. La déformation a notamment compliqué l'analyse des données des expériences ${}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$ et ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$ (non présentée ici) déjà effectuées en cage de champ simple.

Au GANIL, des tests sous faisceaux de ${}^{58}\text{Ni}$ et de ${}^{24}\text{Mg}$ ont été effectués pour vérifier la réponse de l'électronique à des dépôts de charge séparés par deux ordres de grandeurs. La gamme dynamique de l'électronique n'est pas suffisante pour caractériser précisément les traces de tous les noyaux en même temps. Deux techniques permettent de s'attaquer au problème. L'électronique GET permet d'ajuster les gains électroniques d'un pixel à l'autre, de sorte que la gamme dynamique du plan de pixels dans son ensemble est augmentée. Il a ainsi été possible d'analyser à la fois le ${}^{58}\text{Ni}$ et le ${}^1\text{H}$ qui déposait 100 fois moins d'énergie par millimètre. La polarisation des pixels pour diminuer localement l'amplification du système MICROMEGAS est une autre possibilité. ACTAR TPC a été construite en prenant en compte les observations faites avec les tests de sorte que la polarisation des pixels et la double cage de champ ont

été incorporées au détecteur directement. Les traces n'y sont pas déformées et la polarisation des pixels a permis d'analyser en même temps le faisceau de ^{20}Ne qui, dans les conditions de l'expérience, déposait plus de 300 fois plus d'énergie par millimètre au plus haut du pic de Bragg que les protons mesurés à 10 MeV dans les détecteurs Si. Les signaux des protons n'étaient pas déformés par un *undershoot* dû au nombre de charges dans la zone d'amplification, il s'agit donc d'un succès.

Les méthodes d'analyse ont ensuite été décrites dans le Chapitre 3. Les traces ont pu être reconstruites et regroupées en événements physiques. Elles ont notamment permis de séparer les événements physiques superposés dans un événement électronique, ce qui est particulièrement utile sous faisceau relativement intense. Dans le cas du test en ^{20}Ne , lorsque l'intensité faisceau initiale de 10^4 pps a été multipliée par deux, la proportion d'événements électroniques contenant au moins deux sous-événements superposés reconstruits est passée de 12% à 27%. Les bons sous-événements ont pu être séparés des autres sous-événements superposés pour être analysés, la technique de séparation des événements est donc efficace.

Le programme de simulation ACTARSim, qui reproduit avec GEANT4 les traces observées expérimentalement dans la TPC, a été utilisé pour tester la reconstruction du programme d'analyse. Il a été montré que la résolution angulaire obtenue suit le *straggling* des noyaux dans le gaz. Celui-ci peut donc s'avérer un facteur limitant. La bonne reconstruction des traces dépend aussi de leur longueur au-dessus du plan de pixels. Les traces aussi larges que longues sont la limite absolue pour la reconstruction des traces bien que la précision en reconstruction se dégrade avant cette limite. Plusieurs méthodes d'identification des particules à partir des dépôts d'énergie mesurés sur la plan de pixels ont pu être testées et montrent la capacité à identifier des particules de faible et de haute énergies. Les angles reconstruits et les positions des vertex ont ensuite été utilisés pour reconstruire les énergies d'excitations de l'expérience à l'IPNO et des tests au GANIL. Les résolutions en énergie d'excitation obtenues vont de 210 keV FWHM à 1.7 MeV FWHM selon les conditions expérimentales et le choix des paramètres utilisés pour la reconstruction des énergies d'excitation. En particulier, la disposition des charges est particulièrement importante, comme on a pu le voir avec l'effet de la déformation des traces sur la reconstruction de l'énergie d'excitation par les angles du ^6Li et du ^4He . Ça a aussi été le cas avec le plan de pixels en configuration de gain zébrée. Le manque de symétrie des traces et l'effet du couplage capacitif ont mené à une large dégradation de la résolution en énergie d'excitation.

L'obtention dans le cas du ^{58}Ni d'une résolution de 210 keV FWHM montre en revanche la possibilité d'avoir de très bonnes performances qui dépendent de chaque expérience. Le fait que les particules qui s'arrêtent sur le plan de pixels sont bien reconstruites indique aussi les bonnes propriétés de reconstruction de la longueur de parcours des ions à l'intérieur de la chambre. La taille des pixels est bien adaptée et permet de reconstruire des traces de plus de 1.6 cm de long, ce qui est 4 fois plus court que pour le détecteur Maya avec une même multiplicité transverse de 3 pixels touchés.

La fonction d'excitation et les distributions angulaires obtenues avec la diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$ montrent aussi la possibilité d'avoir une large couverture en angle et en énergie avec une efficacité supérieure à 50%. La couverture angulaire et l'efficacité ont été augmentées grâce à l'analyse des traces sans utilisation de détecteurs auxiliaires. Cela peut être réalisé dans des cas particuliers où l'identification des produits est possible sans avoir forcément le dépôt d'énergie et l'énergie totale de la particule. Malgré la déformation des traces, les distributions angulaires obtenues se comparent bien avec les précédentes mesures en cible mince.

Enfin, les résultats du *commissioning* dans le Chapitre 4 ont montré l'efficacité de la polarisation des pixels centraux de l'anode segmentée. Le faisceau et les noyaux de recul ont en effet été enregistrés avec des multiplicités transverses entre trois et cinq pixels permettant une bonne reconstruction angulaire. Le profil de charge du faisceau n'était pas saturé et sa longueur

de parcours a pu être précisément déterminée. Les voies de réaction ont pu être identifiées et les résolutions sur les énergies d'excitation et les fonctions d'excitation, bien que supérieures aux résolutions attendues par des calculs Monte-Carlo, valident encore une fois l'utilisation de cibles actives pour l'étude des réactions en cible épaisse. Les voies de réaction où l'un des produits est dans un état excité, peuvent être séparées des autres, ce qui est un avantage de ce type d'ensemble cible/détecteur par rapport aux cibles conventionnelles. La mesure de section efficace sans faire d'hypothèse sur le taux d'événements reconstruits montre par ailleurs que la reconstruction et l'assemblage en événements physiques est efficace.

L'analyse peut encore être améliorée, il serait notamment intéressant d'étudier différentes cartes de gain pour voir s'il n'est pas possible d'optimiser l'agencement des gains faibles et des gains forts pour conserver une bonne reconstruction des traces lorsque des morceaux, saturés ou de dépôts d'énergie trop faibles, ne sont pas utilisés. Les tables de pertes d'énergie sont aussi un problème particulièrement important pour les cibles actives, d'autant que les pertes d'énergie sont moins bien connues dans le cas des gaz. Il serait donc intéressant d'améliorer les connaissances sur le sujet pour avoir moins de différences entre les modèles.

Les différents tests avec le démonstrateur ACTAR TPC ont permis de préparer la construction de la version finale et les résultats du *commissioning* permettent d'approuver son utilisation dans des expériences de physique nucléaire. Des méthodes de base et la mise en place de critères précis pour l'analyse des traces dans ACTAR TPC ont été mis en place. Ils devraient profiter d'améliorations et peuvent servir de base à la construction d'algorithmes plus performants.

Enfin, les résultats sur les états d'agrégat du ^{10}B présentés dans le Chapitre 5 montrent qu'il est possible de reconstruire des distributions angulaires sur de larges intervalles d'angle et leur évolution continue sur de larges intervalles d'énergie centre-de-masse. La section efficace doublement différentielle en fonction de l'angle centre-de-masse et de l'énergie centre-de-masse est obtenue grâce à la grande efficacité du système de détection. Des résonances dans la diffusion élastique $^6\text{Li} + ^4\text{He}$ ont été observées dans deux régions cruciales pour l'identification de bandes rotationnelles. Le spin des états n'a pas été obtenu ici et demande une analyse qui puisse prendre en compte la composante de réaction directes comme le transfert de deuton. Une zone de résonance autour de 8.5 MeV et une résonance simple vers 9.5 MeV ont été observées pour la première fois en diffusion résonante $^6\text{Li} + \alpha$ et se rapprochent d'états qui ont été vus par d'autres méthodes expérimentales. Leurs largeurs supérieures à quelques dizaines de keV semblent indiquer un haut degré d'agrégation α et leurs positions en énergie peuvent leur permettre d'être associées à l'une des deux bandes rotationnelles possibles et construites sur le premier état d'agrégat 1^+ à 5.19 MeV. La valeur de spin est nécessaire pour conclure, mais l'existence de deux bandes rotationnelles associées à l'état 1^+ est toujours possible.

Annexe A

Calculs de cinématique

La Table A.1 donne l'ensemble des notations utilisées dans ce manuscrit. Pour une réaction générale à deux corps faisant intervenir un produit sans état excité $A + B \rightarrow C^* + D$ où le symbole * indique l'excitation du produit C , la conservation de l'énergie s'écrit :

$$E_A = E'_C + E'_D + E_C^* + \Delta M \quad (\text{A.1})$$

avec $\Delta M = m_C + m_D - m_A - m_B$. Et la conservation des impulsions projetée selon l'axe du faisceau x et selon l'axe perpendiculaire dans le plan de réaction y :

$$\begin{aligned} p_A &= p'_C \cos(\theta_{lab C}) + p'_D \cos(\theta_{lab D}) & \text{selon } x & \quad (a) \\ 0 &= p'_C \sin(\theta_{lab C}) - p'_D \sin(\theta_{lab D}) & \text{selon } y & \quad (b) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

La combinaison (A.2).a $\times \sin(\theta_{lab D})$ + (A.2).b $\times \cos(\theta_{lab D})$ permet d'obtenir une expression de p'_C en fonction de p_A . En utilisant l'expression de l'énergie cinétique classique $E_i = \frac{p_i^2}{2m_i}$, l'expression de p'_C peut être insérée dans l'équation (A.1). L'énergie d'excitation dans le cas où l'angle et l'énergie de la particule légère sont connus est alors obtenue par la formule :

$$E_C^* = E_A \left(1 - \frac{m_A}{m_C}\right) + E'_D \left(2 \cos(\theta_{lab D}) \sqrt{\frac{E_A m_D m_A}{E'_D m_C^2}} - \left(\frac{m_D}{m_C} + 1\right)\right) + \Delta M \quad (\text{A.3})$$

Cette relation se simplifie dans le cas d'une réaction de diffusion, c'est-à-dire de type $A + B \rightarrow A^* + B$, en

$$E_A^* = E'_B \left(2 \cos(\theta_{lab B}) \sqrt{\frac{E_A m_B}{E'_B m_A}} - \left(\frac{m_B}{m_A} + 1\right)\right) \quad (\text{A.4})$$

Des combinaisons différentes des équations (A.1) et (A.2) peuvent donner des corrélations angle-angle, énergie-énergie ou angle-énergie du noyau dont on cherche l'énergie d'excitation. Pour obtenir l'énergie d'excitation à partir de la corrélation angle-angle, on peut par exemple utiliser (A.2) pour exprimer p'_C et p'_D en fonction de p_A et remplacer ces expressions dans l'équation (A.1).

Nom	définition
E_i	Énergie dans le référentiel du laboratoire en entrée de réaction
E'_i	Énergie dans le référentiel du laboratoire en sortie de réaction
E_i^*	Énergie d'excitation
p_i	Impulsion dans le référentiel du laboratoire
$\theta_{lab i}$	Angle dans le référentiel du laboratoire
$\theta_{cm i}$	Angle dans le référentiel du centre de masse
m_i	Masse

TABLE A.1 – Notations pour une réaction $A + B \rightarrow C^* + D$. En particulier, $i \in \{A, B, C, D\}$ où A, B, C et D sont remplacés par les particules associées, par exemple O, Li, He, H, α ou encore p . (Annexe)

Annexe B

Matrice R

Dans cette annexe, le formalisme de la matrice R est présenté dans le cas simple où les voies de réaction d'entrée et de sortie sont les mêmes. Les termes et leur provenance sont expliqués et permettent d'établir le lien avec la généralisation à N -voies de réactions présentée dans la Section 4.3.1.

B.1 Fonctions d'onde des régions externe et interne

On cherche à obtenir des solutions approchées de l'équation de Schrödinger pour le mouvement relatif des deux noyaux de masse réduite μ interagissant par un potentiel central V . L'équation à résoudre dans le cas stationnaire est :

$$H\Psi(E, \mathbf{r}) = E\Psi(E, \mathbf{r}). \quad (\text{B.1})$$

Le potentiel étant central dans tout l'espace, la fonction d'onde peut se factoriser selon les coordonnées sphériques $\mathbf{r} = (r, \Omega)$ et se décomposer sur la base des ondes partielles :

$$\Psi(E, \mathbf{r}) = \sum_{l,m=0}^{\infty} Y_l^m(\Omega) \frac{u_l(E, r)}{r} \quad (\text{B.2})$$

où $Y_l^m(\Omega)$ sont les harmoniques sphériques avec l le nombre quantique orbital et m le nombre quantique magnétique. Pour qu'il n'y ait pas de divergence en $r = 0$, on impose comme condition que les fonctions radiales s'y annulent. L'équation de Schrödinger radiale associée est alors

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) + V(r) \right) u_l = E u_l. \quad (\text{B.3})$$

Dans la région extérieure, seul le potentiel Coulombien intervient par hypothèse, l'équation de Schrödinger radiale associée peut donc s'écrire sous la forme :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2k\eta}{r} + k^2 \right) u_l(r) = 0 \quad (\text{B.4})$$

avec le nombre d'onde de la collision

$$k = \sqrt{2\mu E} / \hbar \quad (\text{B.5})$$

et le paramètre de Sommerfeld

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{4\pi \varepsilon_0 \hbar^2 k}. \quad (\text{B.6})$$

pour deux particules de charges respectives Z_1e et Z_2e .

Les solutions de cette équation sont des combinaisons linéaires des fonctions de Coulomb régulières et irrégulières, F_l et G_l respectivement [114]. On écrit en général ces solutions sous la forme de deux fonctions conjuguées définies par :

$$I_l(\eta, kr) = O_l^*(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) - iF_l(\eta, kr) \quad (\text{B.7})$$

qui se comportent asymptotiquement comme des ondes entrantes et sortantes respectivement [9] :

$$\begin{aligned} I_l(\eta, x) &\xrightarrow{x \rightarrow \infty} e^{-i(x - \frac{1}{2}l\pi - \eta \ln(2x) + \sigma_l)} \\ O_l(\eta, x) &\xrightarrow{x \rightarrow \infty} e^{i(x - \frac{1}{2}l\pi - \eta \ln(2x) + \sigma_l)} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

avec $\sigma_l = \arg(\Gamma(l + 1 + i\eta))$ le déphasage de Coulomb et Γ la fonction d'Euler.

Sous l'hypothèse que seules les interactions Coulombiennes s'appliquent dans la région externe, on approxime généralement la fonction d'onde radiale externe par sa valeur asymptotique qui est une combinaison linéaire des ondes entrantes et sortantes :

$$u_l^{\text{ext}}(r) = C_l [I_l(kr) - U_l O_l(kr)] , \quad (\text{B.9})$$

où la dépendance en η est implicite. Le choix de cette formulation permet notamment de faire apparaître une modulation des ondes sortantes par un terme U_l . Avec U_l , l'effet de la collision sur les ondes sortantes est explicitement traité. U_l est appelé la matrice de collision, le nom de matrice venant de la généralisation de ce terme dans le cas où l'on considère plusieurs voies de réaction. Ce terme dépend des propriétés du noyau composé, qui apparaissent au travers de la matrice R .

Dans la région interne, les fonctions d'ondes $u_l^{\text{int}}(r)$ sont des combinaisons linéaires des fonctions ϕ_j formant une base des fonctions d'onde décrivant les états du système du noyau composé :

$$u_l^{\text{int}}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} c_n \phi_n(r) . \quad (\text{B.10})$$

Les fonctions radiales ϕ_n doivent toujours s'annuler à l'origine et sont choisies orthonormales pour la suite. En suivant la méthode décrite dans la partie 3 de la référence [9], aucune condition aux limites n'est imposée pour ces fonctions en $r = a_c$. On impose uniquement que les fonctions d'ondes radiales intérieures et extérieures se raccordent à la surface limite de rayon a_c en assurant la continuité de la fonction u_c et de sa dérivée.

Sur l'intervalle borné $[0, a_c]$ de la région interne, le hamiltonien du système H_l n'est pas hermitien et il faut ajouter au hamiltonien un terme de surface introduit par Bloch [115] :

$$\mathcal{L}(B) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \delta(r - a) \left(\frac{d}{dr} - \frac{B}{r} \right) \quad (\text{B.11})$$

où B est réel. Le fait que le Hamiltonien $H_l + \mathcal{L}(B)$ soit défini sur un intervalle borné implique en particulier que le spectre des états propres est discret.

On obtient dans ce cas une approximation de l'équation de Schrödinger qui est l'équation inhomogène de Bloch-Schrödinger :

$$(H_l + \mathcal{L}(B) - E)u_l^{\text{int}} = \mathcal{L}(B)u_l^{\text{ext}} . \quad (\text{B.12})$$

On voit notamment que le membre de droite vaut zéro partout sauf à la surface limite. Par hypothèse, cette équation n'est définie que dans la région interne.

B.2 De la matrice R à la matrice de collision U

Pour une réaction se produisant à une énergie E , cette définition s'écrit à partir de la valeur de fonction radiale à l'interface entre les régions interne et externe :

$$u_l(a) = R_l(E)[au'_l(a) - Bu_l(a)] \quad (\text{B.13})$$

où B est un paramètre arbitraire et sans dimension et $f' = \frac{d}{dr}(f)$, notation qui sera utilisée dans la suite pour toute fonction f . De même que pour la matrice de collision, le terme R_l porte le nom de matrice car il apparaît comme une matrice dans le cas de la généralisation à plusieurs voies. C'est à partir de cette définition que le sens physique de la matrice R va être dérivé, de même que son lien avec la matrice de collision U . L'expression finale de la matrice de collision doit en effet contenir l'information sur les états propres du système composé. Ces états contribuent au travers de leurs énergies E_{nl} et des largeurs réduites γ_{nl}^2 . La dépendance en énergie est de plus contenue dans les fonctions de déplacement et de pénétration dépendant des propriétés des fonctions de Coulomb à l'interface entre les régions interne et externe et qui seront dérivées pour décrire la matrice de collision U .

L'écriture explicite de l'équation (B.12), la décomposition des ondes internes (équation (B.10)) et l'identification avec l'équation (B.13) permettent d'obtenir une expression pour la matrice R faisant explicitement intervenir l'énergie de la réaction, les états du noyau composé et les largeurs réduites :

$$R_l(E, B) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\gamma_{nl}^2}{E_{nl} - E} \quad (\text{B.14})$$

où les amplitudes des largeurs réduites sont :

$$\gamma_{nl} = \left(\frac{\hbar^2}{2\mu a} \right)^{1/2} \phi_{nl}(a) \quad \text{avec} \quad \phi_{nl}(r) = \sum_{n=1}^{\infty} v_{nl,i} \varphi_i(r). \quad (\text{B.15})$$

Les fonctions ϕ_{nl} représentent les fonctions propres du hamiltonien. Elles sont constituées des fonctions $\varphi_i(r)$ de la base choisie pour la région interne, modulées par les vecteurs propres v_{nl} du Hamiltonien à la surface limite. Comme le terme de surface $\mathcal{L}(B)$ dépend du rayon d'interaction et du paramètre B , c'est aussi le cas des v_{nl} et donc de la matrice R .

L'expression des fonctions d'ondes externes (équation (B.9)) est ensuite remplacée à la surface limite dans l'équation (B.13) pour établir le lien entre la matrice de collision et la matrice R :

$$U_l = e^{2i\phi_l} \frac{1 - (L_l^* - B)R_l(E, B)}{1 - (L_l - B)R_l(E, B)} \quad (\text{B.16})$$

avec le déphasage de sphère dure :

$$\phi_l = \arg(I_l(ka)) = -\arctan\left(\frac{F_l(ka)}{G_l(ka)}\right) \quad (\text{B.17})$$

et la dérivée logarithmique de O_l au rayon d'interaction de la voie de réaction, exprimée en terme d'une partie réelle et d'une partie imaginaire :

$$L_l = ka \frac{O'_l(ka)}{O_l(ka)} = S_l + iP_l. \quad (\text{B.18})$$

On appelle S_l la fonction de déplacement et P_l la fonction de pénétration. En utilisant la relation de Wronskien $F'_l G_l - G'_l F_l = 1$, on obtient en particulier leurs expressions :

$$P_l(E) = \frac{ka}{F_l(ka)^2 + G_l(ka)^2} \quad \text{et} \quad S_l(E) = \frac{ka[F_l(ka)F'_l(ka) + G_l(ka)G'_l(ka)]}{F_l(ka)^2 + G_l(ka)^2}. \quad (\text{B.19})$$

En remplaçant la forme en partie réelle et imaginaire de L_l dans la matrice de collision, on obtient :

$$U_l = e^{2i\phi_l} \frac{1 - (S_l - B)R_l + iP_l R_l}{1 - (S_l - B)R_l - iP_l R_l} \quad (\text{B.20})$$

où le facteur de droite correspond à $e^{2i \arg(1 - (S_l - B)R_l + iP_l R_l)}$, de sorte qu'on peut écrire la matrice de collision sous la forme $U_l = e^{2i\delta_l}$ avec :

$$\delta_l = \phi_l + \arctan \left(\frac{P_l R_l}{1 - (S_l - B)R_l} \right). \quad (\text{B.21})$$

On peut de plus montrer que la matrice de collision est la même quelque soit la valeur de B [9]. Ce paramètre arbitraire n'a pas d'effet sur le résultat des calculs et peut être pris comme $B = 0$ dans la matrice de collision. Sa présence n'a d'utilité que pour le calcul numérique du raccord des fonctions d'ondes radiales interne et externe. On prendra $B = 0$ pour toute la suite.

L'expression de la matrice de collision en fonction des fonctions de Coulomb, qui sont connues, et de la matrice R a été obtenue. En étudiant ces données, on peut définir des expressions de la matrice R en fonction des observables physiques des réactions que sont les énergies des résonances E_R , et leurs largeurs associées Γ_R .

B.3 Lien entre les observables physiques et la matrice R

L'une des méthodes d'approche des résonances physiques est d'observer ce qu'il se passe dans l'équation (B.21) lorsqu'on s'approche de l'énergie d'un pôle de la matrice R . Dans ce cas, tous les termes ne correspondant pas à la résonance n considérée sont négligés, la matrice R est donc approximée en $R(E, 0) \approx \gamma_{nl}^2 / (E_{nl} - E)$.

En remplaçant cette expression dans l'équation (B.21), on obtient une approximation du déphasage :

$$\delta_l \approx \phi_l + \arctan \left(\frac{P_l(E) \gamma_{nl}^2}{E_{nl} - E - S_l(E) \gamma_{nl}^2} \right). \quad (\text{B.22})$$

Elle peut être identifiée à la forme du déphasage de Breit-Wigner :

$$\delta_l \approx \phi_l + \arctan \left(\frac{\frac{1}{2}\Gamma(E)}{E_R - E} \right) \quad (\text{B.23})$$

en posant l'énergie de la résonance

$$E_R = E_{nl} - \gamma_{nl}^2 S_l(E) \quad (\text{B.24})$$

et la largeur physique

$$\Gamma(E) = 2\gamma_{nl}^2 P_l(E). \quad (\text{B.25})$$

On voit que l'énergie de la résonance ne correspond pas tout à fait à l'énergie des pôles de la matrice R mais dépend de la fonction de déplacement. La largeur dépend quant à elle de l'énergie de réaction et a une asymétrie réglée par le comportement de la fonction de pénétration.

Toutes ces formules ont été établies dans le cadre théorique de la matrice R où un Hamiltonien est bien défini avec un potentiel supposé dans la région interne. En physique nucléaire, la matrice R est aussi beaucoup utilisée pour ajuster des données de sections efficaces dans lesquelles se trouvent des résonances qu'il faut caractériser par leurs énergies et leurs largeurs de résonance. Dans ce cas, on part des paramètres E_R et Γ_R pour obtenir les largeurs réduites et les pôles de la matrice R qui interviennent ensuite dans la section efficace.

La largeur de résonance observée s'exprime :

$$\Gamma_R = 2\gamma_{\text{obs}}^2 P_l(E_R) \quad (\text{B.26})$$

où γ_{obs}^2 est la largeur réduite observée. Les pôles et les largeurs réduites de la matrice R sont approximées au voisinage d'une résonance isolée par :

$$\gamma_{nl}^2 = \frac{\gamma_{\text{obs}}^2}{1 - \gamma_{\text{obs}}^2 S_l'(E_R)}, \quad (\text{B.27})$$

$$E_{nl} = E_R + \gamma_{nl}^2 S_l(E_R).$$

Dans le cas de résonances rapprochées, il faut utiliser la méthode de Brune [116]. Dans celle-ci, les largeurs réduites de la matrice R sont combinaisons linéaires des largeurs réduites observées, et de même, l'énergie des pôles dépend de la proximité des énergies des résonances proches.

B.4 Sections efficaces de réaction

Expérimentalement, on a un faisceau de particules incident sur une cible. Pour simplifier, on peut considérer un faisceau idéal, monoénergétique et parfaitement collimaté. On obtient alors une onde plane se déplaçant suivant l'axe arbitraire z . Après interaction avec la cible, on obtient une onde diffusée sphérique dont l'amplitude peut varier avec l'angle de diffusion. L'état quantique qui décrit cette situation est l'état stationnaire de diffusion ψ_l , solution de l'équation de Schrödinger pour les états stationnaires complète, $H\psi = E\psi$. Les états stationnaires de diffusion à une longueur d'onde k donnée sont de la forme :

$$\psi(k, \mathbf{r}) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i[kz + \eta \ln(k(r-z))]} + \frac{e^{i[kz + \eta \ln(2kr)]}}{r} f(k, \theta) \quad (\text{B.28})$$

où $f(k, \theta)$ est l'amplitude de diffusion qui module l'onde sphérique sortante. L'étude du courant de probabilité permet ensuite d'établir l'expression de la section efficace [117] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = (2J + 1) |f(k, \theta)|^2 \quad (\text{B.29})$$

dans le cas de particules de spin 0 en entrée peuplant un état résonant de spin 0. Pour une interaction purement Coulombienne, cette amplitude s'écrit

$$f_{\text{Coul}}(k, \theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{2i(\sigma_0 - \eta \ln \sin(\theta/2))}. \quad (\text{B.30})$$

Si, comme dans notre cas, une autre interaction entre en jeu à courte portée, l'amplitude de diffusion peut se séparer en un terme de diffusion Coulombien et un terme de diffusion additionnel :

$$f(k, \theta) = f_{\text{Coul}}(k, \theta) + f_{\text{add}}(k, \theta). \quad (\text{B.31})$$

Dans notre cas, le terme additionnel a pour expression :

$$f_{\text{add}}(k, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) e^{2i\sigma_l(k)} \frac{U_l(k) - 1}{2ik} P_l(\cos \theta). \quad (\text{B.32})$$

Les polynômes de Legendre P_l viennent de la décomposition en ondes partielles de la fonction d'onde totale (équation (B.2)) où les termes en $m \neq 0$ sont nuls par symétrie azimutale. Par définition, les harmoniques sphériques sont alors

$$Y_l^0(\Omega) = \sqrt{\frac{2l + 1}{4\pi}} P_l(\cos \theta). \quad (\text{B.33})$$

La matrice de collision est retrouvée en identifiant la forme de l'équation (B.28) dans le cas d'un potentiel central contenant des termes à courte portée avec la forme asymptotique de l'équation (B.9) [118].

L'amplitude de diffusion est séparée en une partie Coulombienne et une partie résonante additionnelle. Ces deux composantes sont indépendantes dans leur formulation, ce qui implique que les deux termes interfèrent dans l'expression de la section efficace.

Bibliographie

- [1] B. Fernandez. *École Joliot-Curie 2007*. CNRS IN²P³.
- [2] E. Rutherford. *Philosophical Magazine*, 21 :669–698, 1911.
- [3] E. Rutherford. *Philosophical Magazine*, 37 :571–580, 1919.
- [4] R.D. Kleeman W.H. Bragg. *Philosophical Magazine*, 10 :318–340, 1905.
- [5] G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. International series of monographs on physics, 1983.
- [6] N.K. Glendenning. *Direct Nuclear Reactions*. The Academic Press, 1983.
- [7] J. Cugnon. *École Joliot-Curie 2007*. CNRS IN²P³.
- [8] W.N. Catford. *The Euroschool on Exotic Beams Vol.4, Chapter 3. Lecture Notes in Physics*, **879**, Springer, 2014.
- [9] P. Descouvemont and D. Baye. *Rep. Prog. Phys.*, 73 :036301, 1938.
- [10] D.W. Bardayan *et al.* *Phys. Rev. C*, 63 :065802, 2001.
- [11] A.M. Lane and R.G. Thomas. *Rev. Mod. Phys.*, 30 :257, 1958.
- [12] M. Freer *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 96 :042501, 2006.
- [13] R. Kanungo *et al.* *Phys. Lett. B*, 682 :391, 2010.
- [14] P. Santi *et al.* *Phys. Rev. C*, 67 :024606, 2003.
- [15] K.P. Artemov *et al.* *Sov. J. Nucl. Phys.*, 52 :408, 1990.
- [16] K.M. Kallman *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 338 :413, 1994.
- [17] V.Z. Goldberg *et al.* *Phys. Rev. C*, 69 :024602, 2004.
- [18] S. Beceiro-Novo, T. Ahn, D. Bazin, and W. Mittig. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 84 :124–165, 2015.
- [19] A. Obertelli *et al.* *Eur. Phys. J. A*, 50 :8, 2014.
- [20] C.-E. Demonchy *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 583 :341–349, 2007.
- [21] A. Vorobyov *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, 119 :509–519, 1974.
- [22] G.D. Alkhazov *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 78 :2313, 1997.
- [23] S. Ilieva *et al.* *Nucl. Phys. A*, 875 :8–28, 2012.

- [24] M. Caamaño *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 99 :062502, 2007.
- [25] I. Tanihata *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 100 :192502, 2008.
- [26] T. Roger *et al.* *Phys. Rev. C*, 79 :031603(R), 2009.
- [27] C. Monrozeau *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 100 :042501, 2008.
- [28] M. Vandebrouck *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 113 :032504, 2014.
- [29] C. Rodríguez-Tajes *et al.* *Nucl. Phys. A*, 958 :246 – 265, 2017.
- [30] B. Blank *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 613 :65, 2010.
- [31] P. Ascher *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 107 :102502, 2011.
- [32] J. Bradt *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 875 :65–79, 2017.
- [33] D. Suzuki *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 691 :39–54, 2012.
- [34] D. Suzuki *et al.* *Phys. Rev. C*, 87 :054301, 2013.
- [35] J. Bradt *et al.* *Physics Letters B*, 778 :155 – 160, 2018.
- [36] T. Roger *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 895 :126–134, 2018.
- [37] R. Shane *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 784 :513–517, 2015.
- [38] I. Giomataris *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 376 :29, 1996.
- [39] I. Giomataris *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 560 :405, 2006.
- [40] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers.* CERN, 1977.
- [41] Magboltz magboltz.web.cern.ch/magboltz/.
- [42] GARFIELD <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>.
- [43] J. Pancin *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 735 :532, 2014.
- [44] L.B. Loeb. *Fundamental Processes of Electric Discharge in Gases.* John Wiley & Sons, 1946.
- [45] M. Chefdeville. *Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode.* Thèse de doctorat, Universiteit van Amsterdam et Université Paris-Sud XI, 2009.
- [46] A. Delbart. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 623 :105–107, 2010.
- [47] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement.* John Wiley & Sons, 3 edition, 2000.
- [48] W. Shockley. *Jour. of Appl. Physics*, 9 :635, 1938.
- [49] S. Ramo. *Proc. of the I. R. E.*, 27 :584, 1939.
- [50] B. Mauss *et al.* *EPJ Web of Conferences*, 174 :01010, 2018.
- [51] E.C. Pollacco *et al.* *Phys. Procedia*, 37 :341, 2012.

- [52] E.C. Pollacco *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 887 :81–93, 2018.
- [53] J. Giovinazzo *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 840 :15–27, 2016.
- [54] T. Goigoux. *Étude de la radioactivité deux-protons de ^{67}Kr et développement d'une chambre à projection temporelle*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2017.
- [55] O.H. Odland *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 378 :149–154, 1996.
- [56] S. Ottini-Hustache *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 431 :476–484, 1999.
- [57] J. Pancin *et al.* *Journal of Instrumentation*, 7 :P01006, 2012.
- [58] J.C. Santiard *et al.* *CERN-ECP/94-17*, 1994.
- [59] D. Suzuki *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 660 :64–68, 2011.
- [60] J. Estee. *Workshop on Active Targets and Time Projection Chambers for High-intensity and Heavy-ion beams in Nuclear Physics*, (2018)
<https://indico.in2p3.fr/event/16443/contributions/58986/>.
- [61] Opera Simulation Software www.operafea.com.
- [62] J. Giovinazzo *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 892 :114–121, 2018.
- [63] H. Alvarez Pol <https://github.com/ActarSimGroup/Actarsim>.
- [64] GEANT4 <http://geant4.cern.ch/>.
- [65] S. Agostinelli *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 506 :250–303, 2003.
- [66] P.V.C. Hough. Methods and means for recognizing complex patterns. *U.S. Patent 3.069.654*, 1962.
- [67] C. Santamaria. *Quest for new nuclear magic numbers with MINOS*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2015.
- [68] C. Dalitz, T. Schramke, and M. Jeltsch. *Image Processing On Line*, 7 :184–196, 2017.
- [69] M.A. Fischler and R.C. Bolles. *Commun. ACM*, 24 :381–395, 1981.
- [70] Y. Ayyad *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 880 :166–173, 2018.
- [71] T. Roger. *Étude des réactions induites par le noyau à halo ^{11}Li avec la cible active MAYA*. Thèse de doctorat, Université de Caen, 2009.
- [72] J. Jacquelin <https://fr.scribd.com/doc/31477970/Regressions-et-trajectoires-3D>.
- [73] T. Roger *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. A*, 638 :134–142, 2011.
- [74] O.B. Tarasov and D. Bazin. *Nuclear Physics A*, 746 :411c–414c, 2004.
- [75] J.F. Ziegler <http://srim.org/>.
- [76] J. F. Ziegler *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. B*, 268 :1818–1823, 2010.
- [77] H. Geissel *et al.* <https://web-docs.gsi.de/~weick/atima/>.
- [78] M. Barbui *et al.* *Nucl. Instr. and Meth. B*, 268 :2377–2383, 2010.

- [79] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark. *The stopping and range of Ions in Solids*. Pergamon, New York, 1985.
- [80] ENSDF <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [81] H.R. Blieden, G.M. Temmer, and K.L. Warsh. *Nuclear Physics*, 49 :209–238, 1963.
- [82] H.G. Bingham, K.W. Kemper, and N.R. Fletcher. *Nuclear Physics A*, 175 :374–384, 1971.
- [83] A. Parikh, J. José, G. Sala, and C. Iliadis. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 69 :225 – 253, 2013.
- [84] S. Almaraz-Calderon *et al.* *Phys. Rev. C*, 86(025801) :025801, 2012.
- [85] M. Wiescher *et al.* *Astrophys. J.*, 316 :162, 1987.
- [86] J. Hu *et al.* *Phys. Rev. C*, 92 :045503, 2014.
- [87] B. Blank and M.J.G. Borge. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 60 :403 – 483, 2008.
- [88] J. Gómez del Campo *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 86 :43, 2001.
- [89] L.V. Grigorenko, R.C. Johnson, I.J. Thompson, and M.V. Zhukov. *Phys. Rev. C*, 65 :044612, 2002.
- [90] R.R. Carlson *et al.* *Physical Review*, 122 :607–616, 1961.
- [91] R. Azuma *et al.* *Phys. Rev. C*, 81 :045805, 2010.
- [92] P.L. Kapur and R.E. Peierls. *Proc. R. Soc. (Lond.) A*, 166 :277, 1938.
- [93] E.P. Wigner and L. Eisenbud. *Physical Review*, 72 :29, 1947.
- [94] M. Lambert *et al.* *Journal de Physique*, 33 :155, 1972.
- [95] A. S. Jensen, K. Riisager, D. V. Fedorov, and E. Garrido. *Rev. Mod. Phys.*, 76 :215–261, Feb 2004.
- [96] Martin Freer, Hisashi Horiuchi, Yoshiko Kanada-En'yo, Dean Lee, and Ulf-G. Meißner. *Rev. Mod. Phys.*, 90 :035004, 2018.
- [97] M. Freer. *Rep. Prog. Phys.*, 70 :2149–2210, 2007.
- [98] W. Wefelmeier. *Zeitschrift für Physik*, 107 :332–346, 1937.
- [99] F. Hoyle. *Astrophys. J. (Suppl.)*, 1 :12, 1954.
- [100] J. Hiura and R. Tamagaki. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 52 :25–88, 1972.
- [101] Y. Kanada-En'yo. *Prog. Theor. Phys.*, 117 :655, 2007.
- [102] Y. Kanada-En'yo. *Phys. Rev. C*, 75 :024302, 2007.
- [103] Y. Kanada-En'yo, H. Horiuchi, and A. Doté. *Phys. Rev. C*, 60 :064304, 1999.
- [104] T. Kawabata *et al.* *Phys. Lett. B*, 646 :6, 2007.
- [105] T. Otsuka *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 95 :232502, 2005.
- [106] K. Ikeda, N. Tagikawa, and H. Horiuchi. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, E68 :464–475, 1968.

- [107] F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen. *Nucl. Phys. A*, 227 :1 – 243, 1974.
- [108] D.R. Tilley *et al.* *Nucl. Phys. A*, 745(3) :155 – 362, 2004.
- [109] P.J. Leask *et al.* *Phys. Rev. C*, 63 :034307, 2001.
- [110] T. Sinha, Subinit Roy, and C. Samanta. *Phys. Rev. C*, 48 :785–791, 1993.
- [111] K. Rusek *et al.* *Phys. Rev. C*, 56 :1895–1901, 1997.
- [112] N. Imai *et al.* *Phys. Rev. C*, 85 :034313, 2012.
- [113] N. Imai *et al.* *Phys. Rev. C*, 90 :011302, 2014.
- [114] M. Abramowitz and I.A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*. London : Dover, 1972.
- [115] C. Bloch. *Nuclear Physics*, 4 :503, 1957.
- [116] C.R. Brune. *Phys. Rev. C*, 66 :044611, 2002.
- [117] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloë. *Mécanique quantique, Chapitre VIII*. Hermann, 1973.
- [118] J.-M. Sparenberg. *École Joliot-Curie 2007*. CNRS IN²P³.

Réactions résonantes élastiques et inélastiques pour la caractérisation expérimentale de la cible active ACTAR TPC

Résumé : ACTAR TPC (Active TARget and Time Projection Chamber) est une cible active de nouvelle génération construite au GANIL (Grand Accélérateur d'Ions Lourds). Les cibles actives sont des cibles gazeuses où le gaz permet de détecter le passage de particules chargées selon le principe des chambres à projection temporelle (TPC). La TPC d'ACTAR est formée d'une anode segmentée de 16384 pixels carrés de 2 mm de côté. La haute densité de voies est gérée par le système électronique GET (General Electronics for TPCs). Ce système digitalise également les signaux sur un intervalle de temps donné, pour une reconstruction 3D complète des événements. Un démonstrateur huit fois plus petit a d'abord été construit pour vérifier le fonctionnement de l'électronique et la conception mécanique. La finalisation d'ACTAR TPC s'est basée sur les résultats du démonstrateur, qui a été testé avec des faisceaux de ${}^6\text{Li}$, de ${}^{24}\text{Mg}$ et de ${}^{58}\text{Ni}$. Le *commissioning* d'ACTAR TPC a été effectué dans le cas de la diffusion résonante sur cible de protons avec des faisceaux de ${}^{18}\text{O}$ et de ${}^{20}\text{Ne}$. Un algorithme de reconstruction des traces mesurées dans la TPC permet d'en extraire les angles et les énergies des ions impliqués dans les réactions. Les résultats sont comparés à des données connues pour déterminer les performances du système de détection. Les résolutions obtenues sur le *commissioning* à partir de calculs en matrice R valident l'utilisation d'ACTAR TPC pour de futures expériences. Par ailleurs, la diffusion résonante ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$ réalisée avec le démonstrateur a permis d'étudier les états d'agrégat α dans le ${}^{10}\text{B}$. Deux résonances à 8.58 MeV et 9.52 MeV sont observées pour la première fois en diffusion élastique dans cette voie de réaction.

Mots clés : réactions résonantes ; cible active ; détecteur MICROMEGAS ; analyse de traces 3D ; agrégats d'alphas ;

Resonant elastic and inelastic scattering for the experimental characterization of the active target ACTAR TPC

Abstract : ACTAR TPC (Active TARget and Time Projection Chamber) is a next generation active target that was designed and built at GANIL (Grand Accélérateur d'Ions Lourds). Active targets are gaseous targets in which the gas is also used to track charged particles following the principles of time projection chambers (TPC). The TPC of ACTAR has a segmented anode of 16384 2 mm side square pixels. The high density of pixels is processed using the GET (General Electronics for TPCs) electronic system. This system also digitizes the signals over a time interval, enabling a full 3D event reconstruction. An eight time smaller demonstrator was first built to verify the electronics operation and the mechanical design. ACTAR TPC's final design was based on results obtained with the demonstrator which was tested using ${}^6\text{Li}$, ${}^{24}\text{Mg}$ and ${}^{58}\text{Ni}$ beams. The commissioning of ACTAR TPC was then carried out for the case of resonant scattering on a proton target using ${}^{18}\text{O}$ and ${}^{20}\text{Ne}$ beams. A track reconstruction algorithm is used to extract the angles and energies of the ions involved in the reactions. Results are compared to previous data to determine the detection system performances. Comparing the commissioning data with R matrix calculations, excitation functions resolutions in different cases are obtained. The use of ACTAR TPC is validated for future experiments. Furthermore, α clustering was studied in ${}^{10}\text{B}$ through the resonant scattering ${}^6\text{Li}+{}^4\text{He}$, carried out with the demonstrator. Two resonances at 8.58 MeV and 9.52 MeV are observed for the first time in elastic scattering with this reaction channel.

Keywords : resonant scattering ; active target ; MICROMEGAS detector ; 3D track analysis ; alpha clustering ;