



étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $8\text{He}+p$, à basse énergie, à l'aide de la cible active MAYA

Charles-Edouard Demonchy

► **To cite this version:**

Charles-Edouard Demonchy. étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $8\text{He}+p$, à basse énergie, à l'aide de la cible active MAYA. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. <tel-00004117v2>

HAL Id: tel-00004117

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00004117v2>

Submitted on 4 Feb 2004

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.

THÈSE

présentée
par

Mr Charles-Edouard DEMONCHY

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ
de CAEN

Spécialité : Sciences de la matière et génie des procédés.
(Arrêté du 25 avril 2002)

Titre :

**ÉTUDE DE RÉACTIONS ET D'ÉTATS
ISOBARIQUES ANALOGUES DANS LE
SYSTÈME $^8\text{He}+p$ A BASSE ÉNERGIE A
L'AIDE DE LA CIBLE ACTIVE MAYA**

Soutenue le 15 décembre 2003 devant le jury composé de :

Monsieur Nicolas ALAMANOS (CEA Saclay)

Rapporteur

Monsieur Yorick BLUMENFELD (IPN Orsay)

Rapporteur

Monsieur Roy LEMMON (Daresbury Laboratory, G.B)

Monsieur Wolfgang MITTIG (GANIL)

Directeur de thèse

Monsieur Bernard TAMAIN (LPC Caen)

INTRODUCTION	1
I) LE DÉTECTEUR MAYA	4
Considérations générales	4
Études préliminaires	5
I.A.1) Mouvement des électrons et limites d'intensité dans les détecteurs gazeux	12
I.A.2) Multiplication des électrons par un fil et induction de la charge image	18
I.A.3) Principe de la scintillation des détecteurs CsI(Tl)	22
I.B) Description du détecteur MAYA	25
I.B.1) Présentation de la géométrie générale	25
I.B.2) Le volume actif	26
I.B.3) Zone d'amplification et plan anodique de détection	27
I.B.4) Les détecteurs CsI et leur électronique	41
II) MONTAGE EXPERIMENTAL ET ELECTRONIQUE D'ACQUISITION	44
II.A) Ligne et faisceau de l'expérience	44
II.A.1) Production et accélération du faisceau primaire	45
II.A.2) Le faisceau secondaire: SPIRAL	46
II.A.3) Le spectromètre "alpha" et l'arête de poisson	47
II.A.4) La salle G3: SPEG Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL	48
II.B) Dispositif de détection de l'expérience E350AS	50
II.B.1) Les détecteurs annexes	50
II.B.2) Le détecteur MAYA	51
II.C) Électronique	53
II.C.1) Câblage de l'électronique	53
II.C.2) Logique du rejet	54
II.C.3) Réglage du retard des fractions constantes	60
II.C.4) Réglage des retards et des longueurs des portes	61
II.C.5) Numérisation des signaux fils: le Fash-ADC	62
III) TRAITEMENT ET ANALYSE DE DONNEES	64
III.A) Traitement des données: reconstruction des trajectoires	64
III.A.1) Détermination du plan de réaction	66
III.A.2) Correction de la charge collectée	68
III.A.3) Localisation des trajectoires sur les pads et mesure de la charge collectée	71
III.A.4) Reconstruction du point de passage exact sur les pads	71
III.A.5) Reconstruction des trajectoires et détermination du lieu de réaction	72
III.A.6) Détermination du point d'arrêt des particules	78
III.A.7) Reconstruction des données réelles ou données 3D	82

III.B) Spectres expérimentaux et analyse des données	84
III.B.1) Matrices <i>brutes</i>	84
III.B.2) Matrices discriminées en énergie de réaction (Xvertex)	88
III.B.3) Matrices discriminées en énergie de réaction et en particule	93
IV) CALCULS DES SECTIONS EFFICACES	108
IV.A) Matrices R et U, et calculs de sections efficaces	108
IV.A.1) Définitions et notation	108
IV.A.2) Sections efficaces différentielles	109
IV.A.3) Matrice de collision: Matrice U	111
IV.A.4) Sections efficaces totales	111
IV.A.5) Expression de la matrice de collision (matrice U)	112
IV.B) Diffusion élastique résonante et les états isobariques analogues	115
IV.B.1) États résonants, diffusion élastique résonante	115
IV.B.2) États isobariques analogues	118
IV.B.3) Réactions de transfert (p,d) et (p,t) et approche DWBA	120
V) RESULTATS EXPERIMENTAUX ET ANALYSE	121
V.A) Calcul des sections efficaces absolues	121
V.A.1) Calcul des sections efficaces expérimentales	121
V.A.2) Estimation de l'erreur sur la détermination des sections efficaces	124
V.B) Diffusion élastique: état fondamental et premier état excité de ^9He	125
V.B.1) L'état fondamental	127
V.B.2) Premier état excité	139
V.C) Étude de la réaction $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$	143
V.C.1) Distributions angulaires	143
V.C.2) Énergie de l'état excité	146
V.D) Étude de la réaction $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$	147
V.D.1) Distributions angulaires	147
V.D.2) Énergie de séparation du niveau fondamental	149
V.D.3) Énergie de l'état excité	151
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	153
BIBLIOGRAPHIE	156
TABLE DES FIGURES ET TABLEAUX	161
ANNEXE	172

INTRODUCTION

D'une manière générale, il est constaté que l'étude d'un système et des lois, théories ou modèles qui régissent son évolution, ou son organisation, nous conduit tôt ou tard à faire des études aux limites de ce système, poussant ainsi ces lois et ces théories loin des domaines pour lesquels elles ont été établies. Ces études aux limites font très souvent apparaître des comportements singuliers qui n'étaient pas prévus par ces théories ou ces lois. De ces études naissent, de nouvelles lois et théories mieux adaptées à la description des systèmes auxquels elles s'appliquent. Ces études dans des conditions inhabituelles, nous conduisent évidemment à créer ces conditions extrêmes, et sont par conséquent, génératrices de progrès techniques. La physique et la physique nucléaire en particulier n'échappent pas à cette règle.

C'est ce même type d'impulsion qui est à l'origine du développement récent de la physique des noyaux loin de la stabilité, noyaux dits *exotiques*. Ces recherches ont notamment conduit au développement de nouvelles installations capables de produire de tels noyaux. Cette avancée est naturellement accompagnée d'une évolution des moyens d'observation, c'est à dire des systèmes de détection, de ces noyaux et des réactions possibles à partir de ces noyaux. Parmi les nombreuses études possibles dans le domaine des noyaux exotiques l'une a retenu notre attention: l'étude du noyau ${}^9\text{He}$ par l'observation des résonances isobariques analogues dans le système ${}^8\text{He}+p$. En effet ce noyau, riche en neutrons et qui n'est pas lié, s'inscrit logiquement dans la suite des études qui ont déjà été entreprises dans la série des isotones $N=7$. Ces études ont montré l'apparition d'une inversion de couches, par rapport au modèle standard, pour le ${}^{11}\text{Be}$ et le ${}^{10}\text{Li}$. Il est donc

logique de se demander si cette inversion persiste pour le noyau d'Hélium. Bien que des états résonants aient déjà été observés pour ce noyau, aucune assignation de spin ou de parité n'a été retenue pour les niveaux correspondants. Les récents développements des faisceaux exotiques comme le dispositif SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) du GANIL permettent maintenant la production et l'accélération de noyaux tel que l' ^8He , ouvrant ainsi des voies vers de nouvelles études.

Pour l'étude présentée ici nous avons utilisé la réaction $^8\text{He}(p,p)^8\text{He}$. L' ^8He étant instable, il est impossible de produire des cibles avec un tel élément. Alors qu'une étude avec un faisceau d' ^8He provenant de SPIRAL et une cible de proton, donc en cinématique inverse, est maintenant réalisable. Pour mener cette étude, nous avons également développé un détecteur spécifique particulièrement adapté pour l'étude des noyaux exotiques et des réactions à faible section efficace. Ce détecteur appelé MAYA est une cible active. Il sert de cible mais aussi de moyen de détection. La mise au point et le développement de ce détecteur constituent l'un des axes de ce travail, un autre axe de ce travail étant l'analyse des résultats concernant la réaction $^8\text{He}(p,p)^8\text{He}$, et les réactions $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ et $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$. Ces deux axes sont développés dans ce manuscrit de la façon suivante:

Le premier chapitre est consacré aux phénomènes physiques qui interviennent dans la détection telle que nous l'avons conçue. Cette présentation s'accompagne des résultats qui ont permis de faire les choix techniques concernant le détecteur. Puis dans ce même chapitre est présenté le détecteur ainsi que l'électronique spécifique qui lui est associée.

Le second chapitre place le détecteur dans le contexte de l'expérience, présentant de façon détaillée le dispositif et les conditions expérimentales. Dans cette partie sont notamment décrits la ligne de faisceau et son optique, les détecteurs et dispositifs annexes. L'électronique de cette expérience est également présentée dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est consacré à l'analyse et au traitement de données. En effet pour ce détecteur les données brutes ne sont pas directement interprétables et doivent être triées et mises en forme afin d'être utilisées. Le traitement consiste en particulier à

reconstruire les trajectoires et les points d'arrêt des particules ainsi que le lieu de la réaction. Cette reconstruction de la réaction est faite dans un espace à 3 dimensions. Il est ensuite expliqué comment, à partir de ces données de base, sont extraites les données concernant plus particulièrement telle ou telle réaction.

Le quatrième chapitre présente les théories qui ont été utilisées pour faire les calculs utiles à l'interprétation des résultats.

Dans le chapitre cinq sont présentés et interprétés les résultats obtenus par la première expérience avec le détecteur MAYA. Cette expérience ayant pour but une étude du système ${}^8\text{He}+p$, et des réactions ${}^8\text{He}(p;d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p;t){}^6\text{He}$.

I) LE DÉTECTEUR MAYA

Considérations générales

Les motivations de ce travail étaient l'étude, la construction et l'utilisation d'un nouveau détecteur, pour l'étude des réactions induites par des faisceaux secondaires. Ce détecteur doit être utilisé pour l'étude de divers types de réactions nucléaires, dont la diffusion élastique résonante, en cinématique inverse. L'utilisation en cinématique inverse impose que la cible puisse être adaptée aux réactions considérés qui sont principalement des réactions avec des cibles de protons, deutons, ^3He et ^4He . L'une des solutions pour de telles cibles est la cryogénie, mais il a été établi aux cours des tests d'un premier prototype que la mise au point de tels dispositifs est excessivement longue. Nous avons donc choisi une autre solution: l'utilisation de gaz à température ambiante. Comme ce détecteur doit principalement servir pour l'étude de réactions avec des faisceaux secondaires, et que dans bien des cas les sections efficaces de ces réactions sont faibles, il est nécessaire utiliser un détecteur avec une efficacité la plus proche possible de 100%, et ayant un angle solide de détection le plus proche possible de 4π . L'utilisation de cibles épaisses est, pour les mêmes raisons, indispensable. Le seul moyen de conjuguer ces deux impératifs est l'utilisation d'une cible active. Pour travailler sans la perte de résolution due à l'épaisseur de la cible, il faut reconstruire le lieu de réaction avec le plus de précision possible. Pour extraire correctement les caractéristiques des réactions, il faut identifier les participants de la réaction et mesurer leurs paramètres cinématiques. C'est pour répondre à ces besoins que nous avons développé un nouveau détecteur: MAYA.

Études préliminaires

C'est à la fin des années 60, avec l'invention des chambres multifils que sont apparus les premiers détecteurs gazeux permettant de détecter la position des particules. Ces détecteurs avaient une bonne résolution spatiale et permettaient de hauts taux de comptage répondant ainsi aux besoins de la physique des particules [SAU99]. Depuis, de nombreuses évolutions ont conduit au développement de nouveaux détecteurs tels que les MSGC (Micro-Strip Gas Chamber), les CAT (Compteur à Trou), et les GEM (Gas Electron Multiplier), et bien d'autres. Une description plus détaillée de ces détecteurs est présentée dans la référence [BRE98]. Ces détecteurs ont la caractéristique d'être principalement développés pour la physique des particules, c'est pourquoi les évolutions concernent majoritairement une augmentation des taux de comptage possibles. Les autres améliorations ayant pour buts de réduire les claquages et leurs conséquences sur les détecteurs, ou d'améliorer les résolutions spatiales. Dès le début, il est apparu que la résolution spatiale pouvait être améliorée en mesurant la distribution de la charge induite sur les surfaces, ou les fils situés à proximité du fil ou des fils amplificateurs. C'est le développement de cette technique qui a conduit à l'utilisation de strips pour la mesure de la distribution des charges induites, permettant ainsi une mesure de la position en 2 dimensions. Cette technique est maintenant couramment utilisée en physique nucléaire pour la détection du point de passage des particules dans les Chambres à dérives [VIL89][GAN99].

Dans une réaction nucléaire il est nécessaire d'identifier les particules qui participent à la réaction. La mesure de la perte d'énergie lors de la traversée d'un détecteur par une particule est un moyen d'y parvenir.

Le détecteur MUSIC présenté dans la référence [CHR87] est un exemple de détecteur permettant de mesurer la perte d'énergie par unité de longueur, en utilisant la charge collectée sur des fils tendus perpendiculairement au faisceau. La mesure des positions se fait par la même méthode que celle des détecteurs TPC (Time Projection Chamber). La position verticale est obtenue par l'analyse des temps de dérives. Pour ce

détecteur l'analyse ne se fait pas par l'étude des signaux digitalisés provenant de l'électronique des fils. Pour ce détecteur la résolution est de l'ordre du centimètre en vertical. La pression nominale de fonctionnement est autour de 800 torr. Ce détecteur est présenté sur la figure I.1.

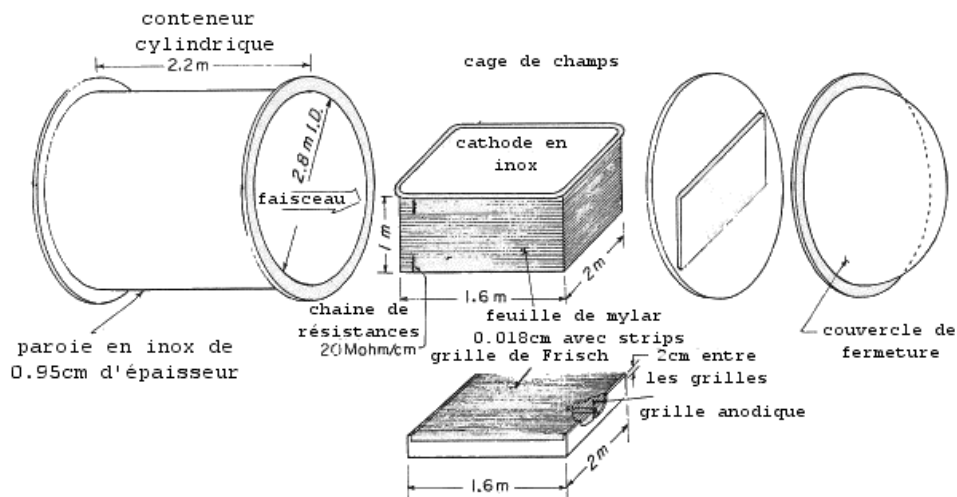


Figure I.1: Le détecteur MUSIC

La référence [KIM90] présente un détecteur très similaire au précédent mais utilisant des pads pour collecter la charge le long de la trajectoire et mesurer la perte d'énergie. Dans cette publication il n'est donné aucun résultat sur la mesure de position, mais il est indiqué qu'elle est néanmoins possible. Ce détecteur a été développé pour la détection de changement de la perte d'énergie le long des trajectoires, il fonctionne à pression atmosphérique. La géométrie simplifiée de ce détecteur est présentée dans la figure I.2:

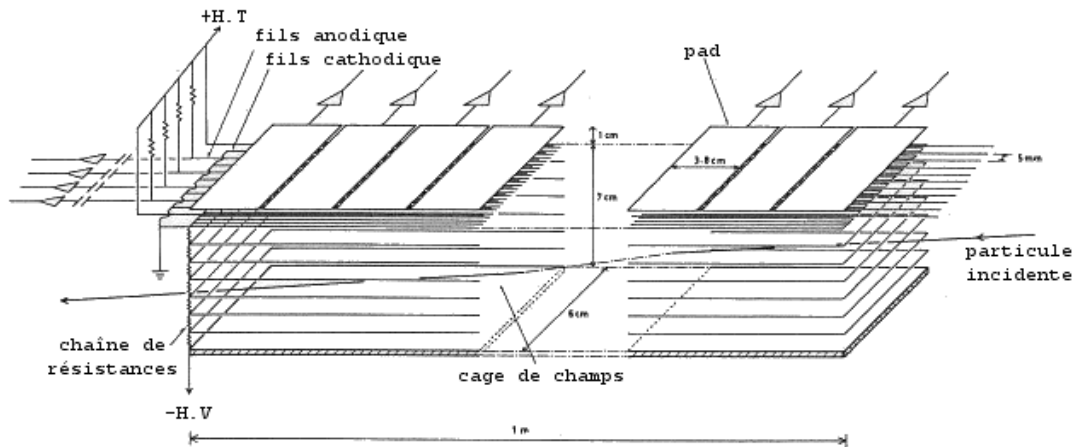


Figure I.2: Géométrie simplifiée d'un détecteur de particules utilisant des pads

Les deux détecteurs suivants sont de type cible active le détecteur sert en même temps de cible et de détecteur. Nous nous sommes particulièrement intéressé à ce type de détecteur dont le principe nous a paru très avantageux.

Un de ces détecteurs est appelé IKAR, une description des différentes configurations utilisées et des résultats obtenus par ce détecteur sont disponibles dans les références [DOB83], [VOR88] et [EGE02]. Ce détecteur permet la mesure de la perte d'énergie (totale ou partielle selon le parcours), de l'angle des particules, ainsi que la détermination du vertex de la réaction. La configuration présentée dans la publication [DOB83] permet de reconstruire les angles des particules diffusées à partir des temps de montées sur les anodes, cette mesure est aussi obtenue par la différence des temps d'arrivée sur les différentes anodes. La position du vertex est obtenue par la même méthode. Dans la référence [EGE02] ce même détecteur est utilisé comme chambre à ionisation. Dans cette configuration, il comporte 6 modules identiques permettant la mesure de la perte d'énergie par la lecture des flash-ADC des 6 anodes. Dans ce cas le détecteur ne permet pas de mesure de positions. Ce détecteur présente l'avantage de pouvoir fonctionner à très haute pression (jusqu'à 14 bars) permettant de grandes épaisseurs de cibles. il a un angle solide de détection de 2π et ne permet pas de mesurer ni les petits angles, ni le passage du faisceau et ne permet pas non plus à

cause sa symétrie circulaire de mesurer les données de plusieurs particules. Une des configurations utilisées pour le détecteur IKAR est montrée dans la figure I.3.

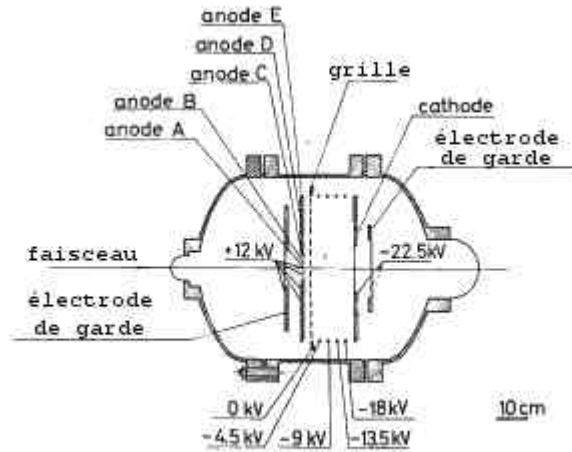


Figure I.3: Exemple de configuration du détecteur IKAR

La seconde cible-active est un détecteur de type MSTPC (Multi Sample Tracking Proportional Chamber)[MIZ99]. Ce détecteur permet la mesure de perte d'énergie le long des trajectoires avec une détermination de la position de passage des partenaires de la réaction (pour une réaction binaire). Ce détecteur permet une détection sur 4π , et la mesure des positions permet de reconstruire les angles de la réaction ainsi que la position du vertex. Les trajectoires sont obtenues à partir des signaux digitalisés des pads du détecteur. Les pads ont une structure de type backgammon, qui est efficace pour les évènements de faible multiplicité. Ce détecteur fonctionne avec une pression de quelques torrs. Les diverses parties de ce détecteur sont présentées dans le Figure I.4.

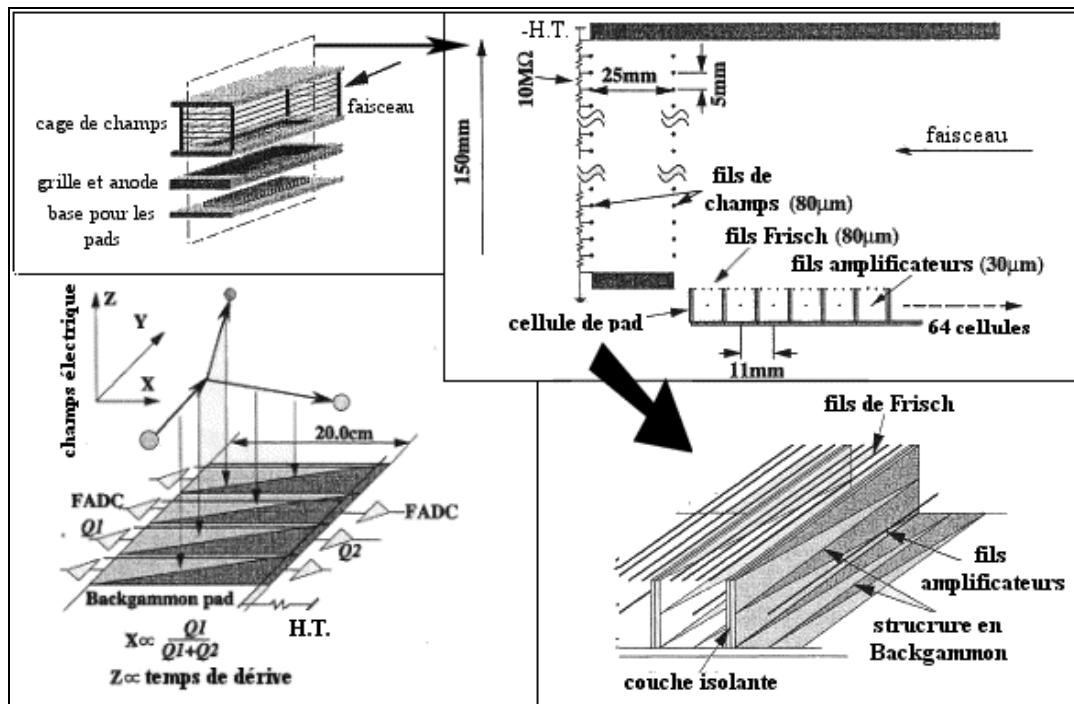


Figure I.4: Le détecteur MSTPC

Une autre approche de ce problème, est l'utilisation d'un multi-détecteur tel que le détecteur MUST (MUR à STRips)[BLU99], voir figure I.5. Ce détecteur est composé de trois étages de détection permettant la détermination du point d'entrée de la particule et son identification. La position du point d'entrée est reconstruite à partir des données obtenues par un détecteur silicium comportant 60 pistes horizontales et 60 pistes verticales. Ce premier étage fournit également un signal temps qui peut permettre une identification par temps de vol. Le second étage est composé d'un détecteur silicium-lithium de 3 mm et le dernier étage est un détecteur CsI de 15 mm d'épaisseur. Ce détecteur identifie les particules en utilisant les matrices: perte d'énergie partielle-perte d'énergie totale ($\Delta E-E$), ou bien par la mesure du temps vol et de la perte d'énergie totale. Bien que ce détecteur aie de bonnes résolutions et permette une bonne identification même pour les particules légères de basse énergie [BLU99], il a notamment deux inconvénients pour notre étude. Le premier inconvénient est que pour être utilisé efficacement, il doit être utilisé avec des cibles minces. Le second inconvénient est la faible couverture en angle solide de ce détecteur. C'est suite à l'étude de ces différents détecteurs et de leurs caractéristiques respectives que nous

avons décidé de développer le détecteur MAYA sous la forme qui est maintenant la sienne.

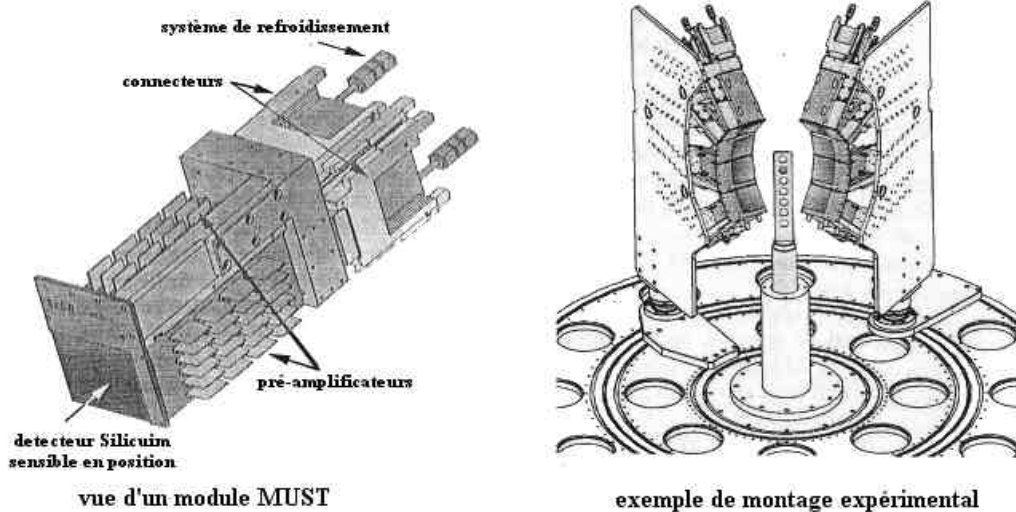


Figure 1.5: Le détecteur MUST

En effet après lecture de ces diverses publications et considérant les besoins exposés précédemment, il nous est apparu que pour les deux premiers détecteurs. Les possibilités de mesure des trajectoires ne sont pas suffisantes pour l'étude qui nous intéresse. Un détecteur de type IKAR a été construit pour des énergies plus élevées impliquant des particules de recul ayant de plus grands parcours. De plus, la géométrie de ce détecteur ne semble pas permettre la détection du faisceau et des particules ayant un angle faible avec celui-ci. Les capacités d'identification semblent également être limitées. Le détecteur de type MSTPC est pour nous celui qui semble le plus intéressant et aurait pu constituer une des voies de développement. Néanmoins une étude préliminaire a montré, d'une part que le traitement de signaux digitalisés est très difficile [DEM99], et d'autre part, qu'il demande énormément de développement dans l'analyse de données. Cette étude a aussi montré que la quantité de données extraites pour chaque événement était très importante. De plus, des développements sur l'électronique des chambres à dérive du spectromètre VAMOS, nous ont fait connaître l'existence d'une puce électronique permettant la mesure d'un grand nombre de voies,

ce qui nous permettait de lire une anode comportant suffisamment de pads (environ 1000) et d'utiliser pour le traitement des algorithmes proches de ceux déjà utilisés pour la reconstruction de trajectoires dans les chambres à dérives dont les performances sont bien connues. L'utilisation d'un multi-détecteur comme MUST aurait été possible et tout à fait intéressante car les caractéristiques de ce détecteur sont assez proches de ce que nous recherchions, notamment au niveau des capacités d'identification des particules. Mais considérant une couverture en angle solide qui est environ quatre fois supérieure avec un détecteur comme MAYA et une épaisseur de cible qui peut être plus grande d'un facteur 20, on obtient quasiment deux ordres de grandeur sur le taux de comptage d'une réaction. Ce qui, dans le cas de l'utilisation des faisceaux exotiques pour l'étude de réactions de probabilité faible est particulièrement appréciable.

Pour être en mesure de reconstituer toutes ces données, en gardant une bonne efficacité et en utilisant une cible épaisse, nous avons donc construit une cible active: MAYA. L'une des caractéristiques principales de ce détecteur est l'utilisation de projection des charges d'ionisation sur un plan de détection des positions en 2 dimensions. Ce détecteur peut donc être appelé: Chambre à Projection de Charges (CPC). La géométrie et le principe de fonctionnement vont être exposés dans la suite de ce chapitre.

I.A) La physique de la détection de la cible active MAYA

Le détecteur MAYA peut être séparé en 3 parties fonctionnelles principales:

- Le volume actif (chambre à ionisation servant de cible)
- La partie d'amplification et d'induction pour la localisation (projection de charge)
- Le mur de CsI (pour la détection des particules quittant le volume actif)

Nous allons dans un premier temps étudier les différents phénomènes physiques intervenant dans la détection, et qui sont à la base de la conception et de la compréhension du détecteur pour chacune des trois parties. Puis, dans la suite de ce chapitre nous décrirons le détecteur.

I.A.1) Mouvement des électrons et limites d'intensité dans les détecteurs gazeux

I.A.1.a) Dérive et diffusion

La théorie classique de la cinématique des gaz peut être utilisée pour déterminer les propriétés de la dérive et de la diffusion des électrons. Soumis à un champ électrique E , les électrons se mettent en mouvement, et acquièrent une vitesse moyenne de déplacement, dans la direction du champ électrique mais dans le sens opposé, appelée vitesse de dérive. La valeur de cette vitesse w est donnée par:

$$w = \frac{eE}{m} \left\langle \frac{\ell}{v} \right\rangle = \frac{eE}{m} \tau \quad (\text{I,1})$$

où v est la vitesse instantanée des électrons, ℓ est le libre parcours moyen, e et m sont respectivement la charge et la masse de l'électron, et τ le temps moyen de collision. La

déviatiion standard: σ_x (dépendante de la longueur de dérive: x) pour une distribution latérale des charges qui serait gaussienne, est:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{Dx}{w}} \quad (I.2)$$

où D est un coefficient de diffusion dépendant du gaz. Dans le cas idéal l'énergie des électrons ne change pas lors de l'augmentation de E . Dans ce cas τ est constant et on a la relation suivante:

$$eE \frac{D}{w} = kT \quad \text{soit: } \sigma_x = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} \quad (I.3)$$

où k est la constante de Boltzmann et T la température.

Il est également possible d'introduire un terme phénoménologique dépendant du champ et qui prend en compte l'accroissement d'énergie avec le champ E . En introduisant ϵ_k qui est une fonction du champ réduit: E/P , où P est la pression du gaz, et en posant:

$$eE \frac{D}{w} = \epsilon_k \quad \text{on obtient alors: } \sigma_x = \sqrt{\frac{2\epsilon_k}{eE/P}} \sqrt{\frac{x}{P}} \quad (I.4)$$

Comme on le voit ici, le gaz utilisé intervient très directement dans la dérive des électrons. Pour la première étude qui utilise les protons comme cible, un gaz de dihydrogène: H_2 semblerait un choix logique. Mais d'autres considérations sont également intervenues: Nous voulions arrêter le faisceau (^8He à 3.9 MeV/n), et le proton de recul de quelques MeV. Or le pouvoir d'arrêt, à des pressions raisonnables de ^2H est insuffisant. C'est pour cette raison que nous avons choisi l'isobutane, C_4H_{10} , qui associe une grande densité et une forte proportion d'hydrogène. De nombreux graphiques sont disponibles, pour différents gaz et mélanges de gaz, dans la référence:

[CER84]. Parmi ces graphiques, deux nous concernent particulièrement. L'un nous donne $\sigma_{x0} = \sqrt{2\epsilon_k / Ee}$, en fonction de E : figure I.6, l'autre donne la vitesse de dérive en fonction de E, pour l'isobutane: figure I.7. A partir des valeurs correspondant aux conditions expérimentales, données plus loin, la figure I.6 permet d'obtenir la valeur de σ_{x0} . C'est cette valeur qui est utilisée pour calculer la diffusion latérale des électrons donnée dans la figure I.8. Les conditions de l'expérience $^8\text{He}+p$ sont les suivantes: tension cathode 16 kV, distance cathode grille de Frisch: 20 cm, Pression: 1 atm. Soit $E/P = 800 \text{ V/cm} \cdot \text{atm}^{-1}$. Ce qui nous donne d'après les graphiques, pour la diffusion latérale dans l'hypothèse d'une distribution gaussienne: $\sigma_{x0} = 0.0125 \text{ cm}^{1/2}$ et pour la vitesse de dérive: $w_x = 29 \text{ mm}/\mu\text{s}$.

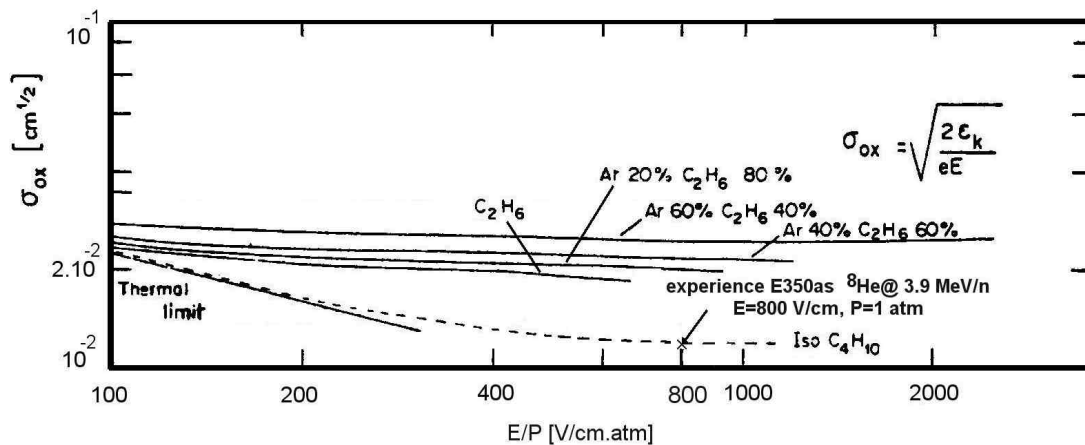


Figure I.6: Déviation standard de la dispersion de la diffusion latérale d'électrons dans différents gaz

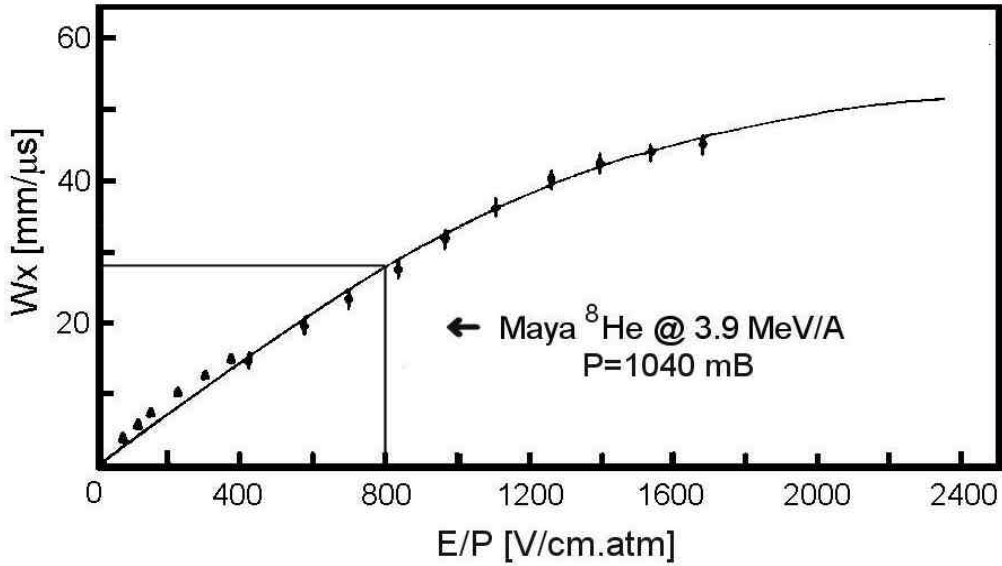


Figure I.7: Vitesse de dérive des électrons pour l'isobutane en fonction du champ réduit

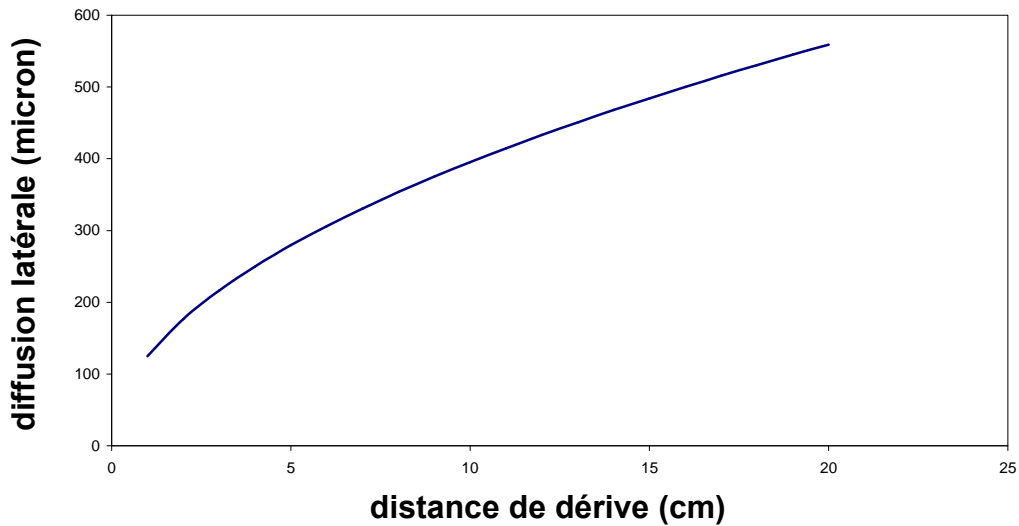


Figure I.8: Déviation standard de la dispersion de la diffusion latérale en fonction de la distance parcourue, dans les conditions de l'expérience $^8\text{He}+p$

I.A.1.b) Limitation d'intensité des détecteurs gazeux

Lors du passage d'un faisceau ionisant dans un gaz de nombreuses paires électron-ion sont créées. Soit Q le taux de ionisation $[\text{cm}]^{-3} \cdot [\text{s}]^{-1}$, et α le coefficient de recombinaison du gaz. Le régime d'équilibre est atteint au temps τ :

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{Q\alpha}} [\text{s}] \quad (\text{I.5})$$

et la densité n des paires est alors:

$$n = \sqrt{\frac{Q}{\alpha}} [\text{cm}]^{-3} \quad (\text{I.6})$$

La vitesse des ions v_+ est fonction du champ électrique appliqué:

$$v_+ = \mu_+ \frac{V}{d} = \mu_+ E \quad (\text{I.7})$$

La mobilité des ions positifs μ_+ dépend de la température et de la pression, on a:

$$\mu_+ = \mu_0 \frac{T}{273 * P} \quad (\text{I.8})$$

où μ_0 est la mobilité à la pression et à la température de référence.

La vitesse relativement lente de ces ions, comparée à la vitesse des électrons (environ 1/1000), est à l'origine d'une accumulation d'ions dans le détecteur. Cette accumulation écrante le champ électrique du détecteur. La valeur de ce champ induit est donnée par la relation suivante:

$$V_{\text{ind}} = \sqrt{\frac{eQ}{4\epsilon_0\mu_+}} d^2 \quad (\text{I.9})$$

où e est la charge de l'électron, Q est le taux de ionisation en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, ϵ_0 est la perméabilité électrique du vide et d est la distance entre les électrodes. Lorsque le champ induit annule le champ créé par la cathode, le détecteur est saturé: il a atteint la limite de charge d'espace. Les conditions de l'expérience E350AS, sont présentées dans le tableau I.1.

Énergie du faisceau	$E=3.9 \text{ MeV/nucléon} * 8 = 31.2 \text{ MeV}$
Énergie de création de paire pour l'isobutane	$W_{\text{paire}}=23 \text{ eV/paire [LEO87]}$
Parcours des noyaux d' ^8He dans le détecteur	Parcours = 18 cm
Volume de dérive: $S * \text{Parcours}$	$(20 * 25) * 18 \text{ cm}^3$
Distance entre les électrodes	20 cm
Vitesse de dérive des électrons	2.9 cm/ μs
La vitesse des ions V_+ (de l'ordre de 1/1000 de la vitesse des électrons)	2900 cm/s
Mobilité des ions positifs	$3.19 \text{ cm}^2/\text{V.s}$

Tableau I.1: Conditions expérimentales de l'expérience E350AS

On obtient alors d'après I.9, et pour nos conditions expérimentales une intensité maximale de $7.5 \cdot 10^7$ particules par seconde. Il est à noter d'une part que ce chiffre est bien supérieur au taux de comptage de l'expérience (quelques centaines d'évènements par seconde) et que d'autre part que cette limite est seulement un ordre de grandeur puisque cette formule présuppose une irradiation uniforme. Il y a deux autres raisons à cette différence: la première étant que le taux de production actuel en ^8He ne permet pas une telle intensité au GANIL (l'intensité maximum est de $7 \cdot 10^4$ particules par seconde), la seconde étant que le système d'acquisition ne permet pas de tels taux de

comptage. La limitation du taux de comptage est donc principalement due à la limitation de l'acquisition.

I.A.2) Multiplication des électrons par un fil et induction de la charge image

I.A.2.a) Multiplication des électrons au voisinage d'un fil

Lorsque les électrons créés par le projectile qui ionise le gaz lors de sa traversée, peuvent, sous l'action du champ électrique, acquérir une énergie cinétique entre deux chocs avec les atomes (où les molécules du gaz), supérieure à l'énergie de création d'une paire électron-ion pour le gaz, il y a alors multiplication des électrons. Soit λ le libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes, et $\alpha=1/\lambda$ la probabilité d'une ionisation par unité de longueur, aussi connue sous l'appellation de premier coefficient de Townsend. Pour n électrons le long du parcours dx il y aura dn paires créées:

$$dn=n.\alpha.dx \quad (I.10)$$

Dans le cas d'un champ non homogène, α est une fonction de x . On définit le facteur de multiplication M de la façon suivante: $M=n/n_0$ où n_0 est le nombre d'électrons initiaux. On a donc pour un champ non-homogène:

$$M = \exp\left[\int_{R1}^{R2} \alpha(x)dx\right] \quad (I.11)$$

Bien que l'équation I.11 ne montre pas de limite d'amplification, dans la pratique M est limité à des valeurs inférieures à 10^8 (ou $\alpha x < 20$). Le régime de fonctionnement des détecteurs est établi à partir de ce coefficient de multiplication comme expliqué sur la figure I.9. La figure I.10 et la figure I.11 nous permettent de constater expérimentalement la variation de l'amplification du gain en fonction de la tension sur les fils. Sur la figure I.6, on remarque que pour un doublement de la

tension fils de 250 V à 500 V, puis de 500 V à 1000 V, on double pratiquement le signal: passage du canal 2400 au canal 5000, puis au canal 9000. Alors que le passage de 1000 V vers 2000 V ne fait passer que du canal 9000 au canal 11000. Sur la figure I.11 on observe le même effet avec notamment une saturation du gain pour la courbe à 1600 mbar.

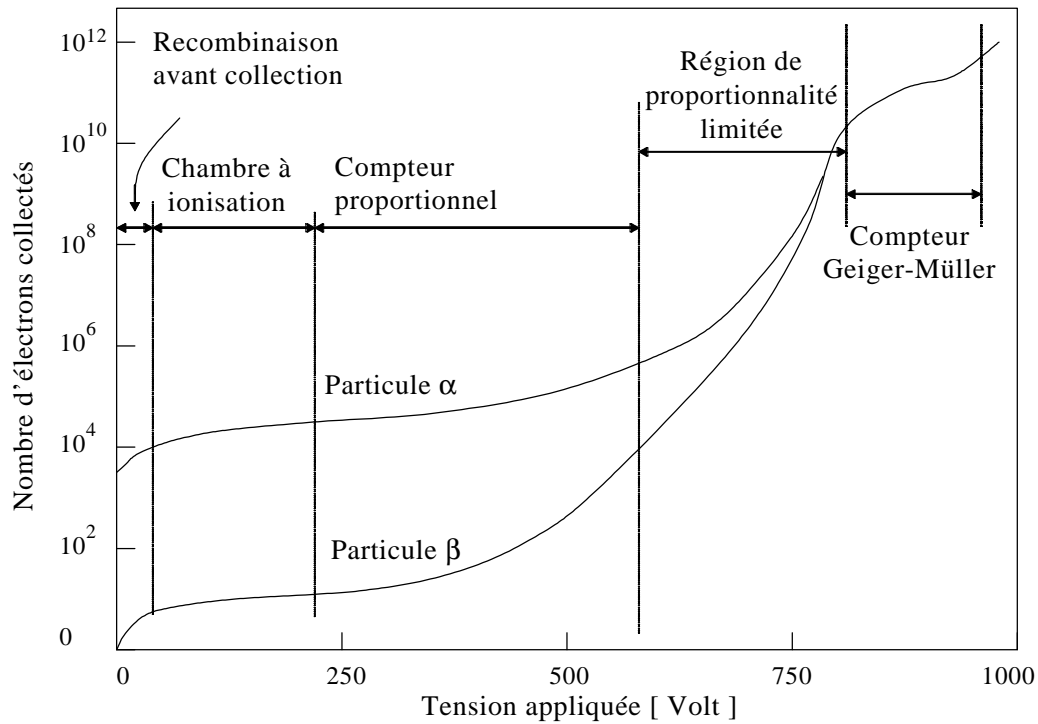


Figure I.9: Les différents régimes de fonctionnement des Détecteurs à gaz en fonction de la tension appliquée sur les fils

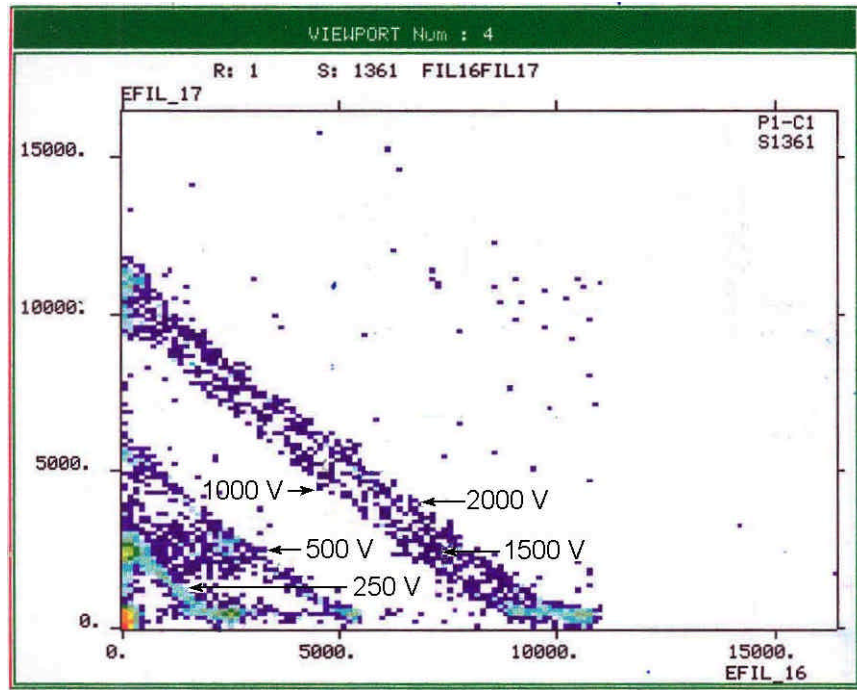


Figure I.10: Graphique (Énergie fil16[U.A.], Énergie fil 17[U.A.]) avec un faisceau $^8\text{He}@3.9\text{Mev/A}$

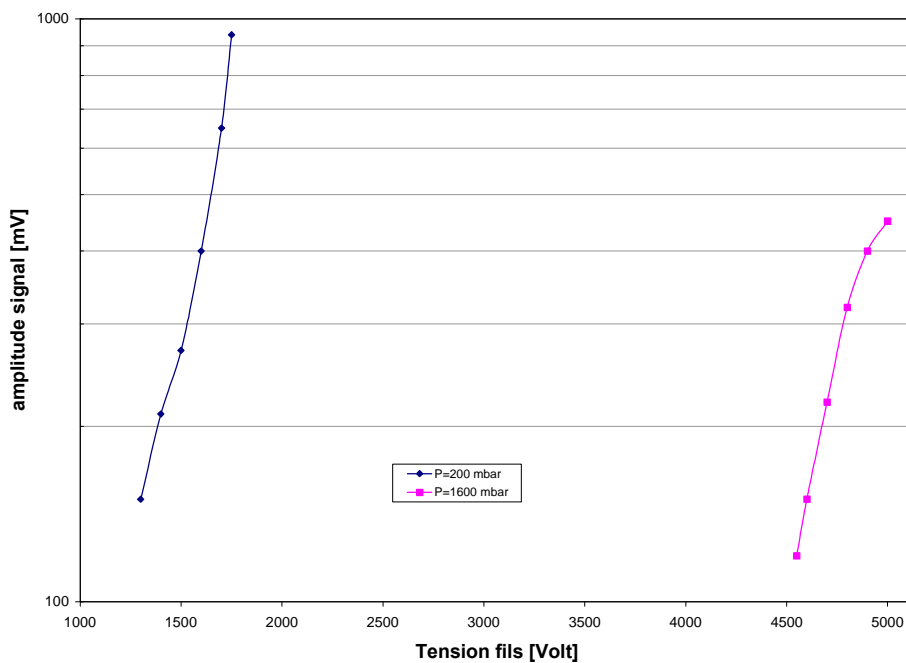


Figure I.11: Amplitude du signal observée sur les fils amplificateurs de $10\ \mu\text{m}$ à la sortie du préamplificateur en fonction de la tension appliquée

I.A.2.b) Induction d'un signal sur un plan anodique

Le déplacement des charges dans le détecteur est à l'origine de l'apparition d'une charge image sur les électrodes du détecteur. Le théorème de Ramo qui se déduit du théorème de réciprocité électrostatique permet de quantifier cette influence. Il peut être énoncé comme suit [POU01]:

Dans un système à n électrodes, la charge (Q_a) induite sur l'électrode A par une charge ponctuelle (q) en mouvement est donnée par:

$$Q_a = -q \cdot \phi'_a(\mathbf{r}) \quad (\text{I.12})$$

et sa variation (dq_a/dt), c'est à dire le courant induit (i_a), est donnée par

$$i_a = q \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{E}'_a(\mathbf{r}) \quad (\text{I.13})$$

où \mathbf{v} est la vitesse instantanée de q et $\phi'_a(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}'_a(\mathbf{r})$ sont le potentiel et le champ électrique qui existeraient avec la charge q en \mathbf{r} , l'électrode A mise à un potentiel unité et toutes les autres électrodes à un potentiel nul. Les caractères en gras représentent des vecteurs.

La distribution de la charge image sur l'anode est caractéristique de la géométrie du détecteur. Dans le cas d'une géométrie comme celle de MAYA, la forme est celle de la distribution créée par une charge Q située au voisinage d'un fil placé à la distance L de l'anode [END81]:

$$q(x, y) = \frac{-Q}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)L}{\left[(2n+1)^2 L^2 + x^2 + y^2 \right]^{3/2}} \quad (\text{I.14})$$

La figure I.12 montre l'allure de cette distribution pour un paramètre L égal à 10 mm et $0 < n < 20000$, l'origine des axes étant fixée au point représentant la projection de la charge initiale sur l'anode.

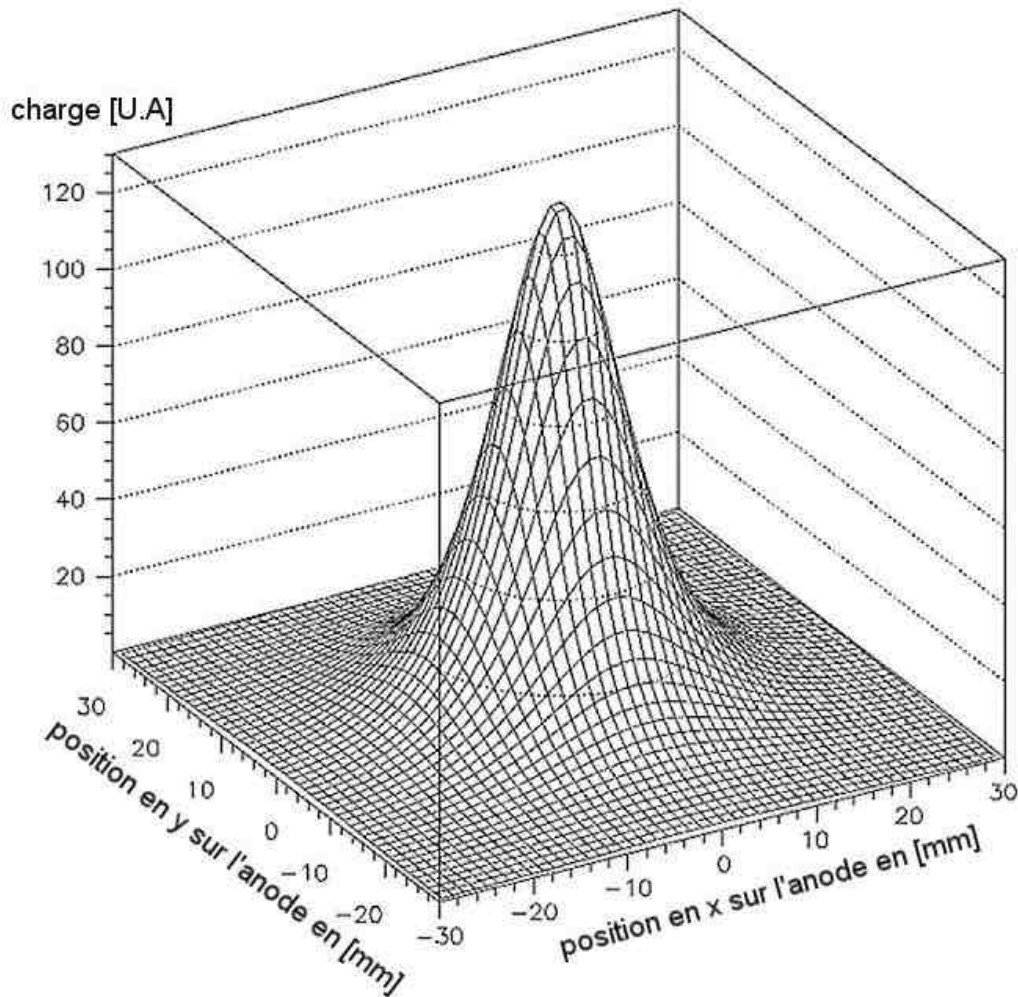


Figure I.12: Distribution de la charge induite par une charge ponctuelle Q sur l'anode en fonction de la position par rapport à cette charge

I.A.3) Principe de la scintillation des détecteurs CsI(Tl)

Les détecteurs CsI(Tl) ou iodure de césium sont des scintillateurs inorganiques dopés au thallium. Les scintillateurs inorganiques possèdent pour la plupart une structure cristalline. C'est cette structure cristalline, qui est à l'origine de la structure en bande des niveaux d'énergie électronique. Cette structure électronique est montrée

dans la figure I.13. Dans la bande interdite, la présence de thallium introduit des niveaux d'énergie intermédiaire. Lors du passage d'une particule chargée, dans le cristal, deux phénomènes ont principalement lieu: soit la particule ionise un atome du cristal en créant une paire électron-trou avec l'électron dans la bande de conduction et c'est à dire un électron libre, soit l'électron de la paire n'a pas assez d'énergie pour atteindre la bande de conduction et reste dans la bande des excitons. La paire reste électrostatiquement liée (appelée exciton), mais peut se déplacer dans le cristal. Lorsqu'un électron arrive sur un centre activateur (un atome de Tl), il transite de manière non radiative vers un niveau d'énergie inférieure qui lui est plus favorable. Il peut ensuite décroître vers le niveau fondamental par transition radiative.

Pour les excitons, le phénomène est semblable, la différence étant que les excitons décroissent préférentiellement vers des états de phonons du cristal proches du niveau fondamental mais toujours dans la bande interdite. La perte d'énergie lors du passage de la bande de conduction ou de la bande exciton vers les niveaux des états excités du dopant, permet un déplacement des fréquences présentes dans le spectre d'émission (causé par la variation d'énergie), par rapport aux fréquences du spectre d'absorption. Ce déplacement, appelé déplacement de Stokes, permet que la lumière scintillée ne soit pas réabsorbée par le cristal, sauf éventuellement dans la zone de recouvrement des deux spectres.

Le spectre d'émission des scintillateurs est l'une des caractéristiques importantes, puisqu'elle doit être comparée avec le spectre de l'efficacité quantique de la photodiode (figure I.14 [SCI02]), ou de la photocathode d'un photomultiplicateur. Cette comparaison intervient dans l'évaluation de l'efficacité d'un tel détecteur. L'émission de lumière ne dépend pas uniquement de l'énergie de la particule arrêtée dans le cristal, mais également du projectile (photon, électron, X_a^z). De plus, lorsque l'ionisation est très importante (pour des dE/dx élevés), la densité des centres actifs excités devient grande. La probabilité de transition vers l'état fondamental, sans émission d'un photon devient plus grande, il y a extinction (quenching en anglais) [SPI98]. La production de lumière est décrite par la loi de Birks:

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{dE/dx}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad [\text{ADV00}] \quad (1.15)$$

avec: L_0 luminescence à faible densité de ionisation et kB le coefficient caractérisant le quenching, et le dE/dx est la perte d'énergie linéique dans le cristal. Une dernière caractéristique est le temps de décroissance du scintillateur, ce temps est directement lié au type de désexcitations permises à partir des états excités du dopant. Dans le cas des scintillateurs CsI(Tl) , il y a deux composantes, l'une plus faible avec un temps de décroissance de 600 ns, et l'autre avec un temps de 3.4 μs [SCI02].

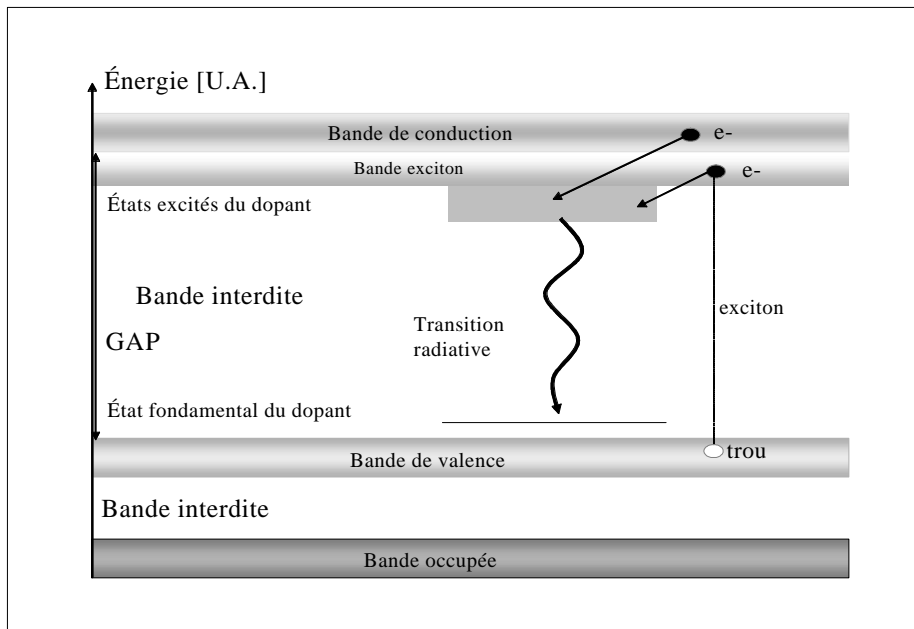


Figure I.13: Structure schématique des niveaux d'énergie électronique d'un cristal dopé

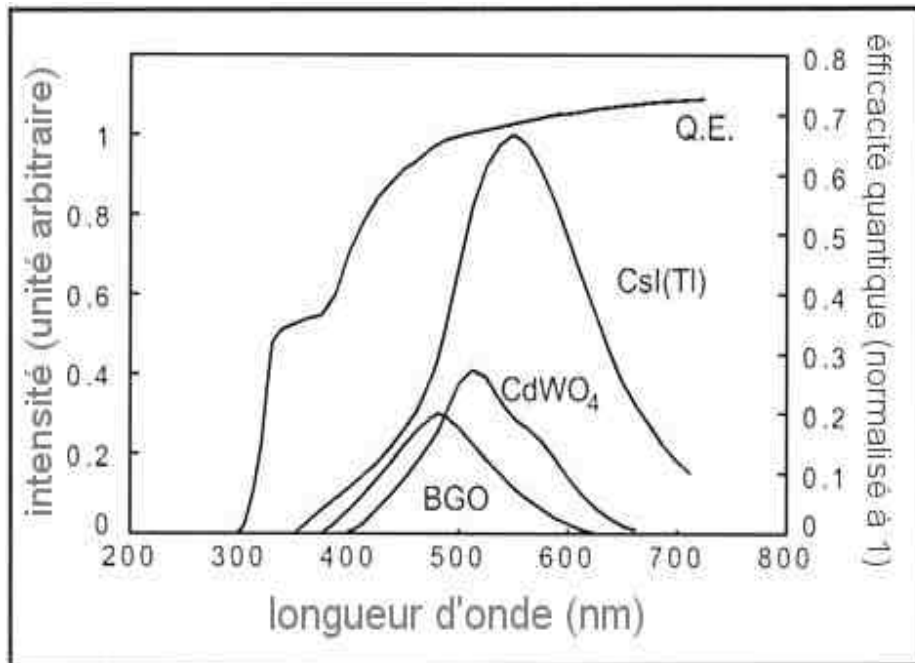


Figure I.14: Efficacité quantique (Q.E.) d'une photodiode et spectre d'émission pour les cristaux CsI(Tl), CdWO₄, et CGO

I.B) Description du détecteur MAYA

I.B.1) Présentation de la géométrie générale

Comme nous l'avons vu, le détecteur MAYA peut être séparé en 3 parties:

- Le volume actif
- La partie d'amplification et de détection
- Le mur de CsI

Ces trois zones sont disposées selon le schéma de la figure I.15. Ces trois parties sont confinées dans un caisson d'acier inoxydable (fig. A.I.1, A.I.2. Les figures dont l'indexation commence par A sont situées à la fin dans l'annexe) testé pour résister jusqu'à 3 atmosphères de pression et homologué pour être utilisé avec des gaz explosifs. Dans cette partie nous allons présenter plus en détail les choix techniques faits pour chacune de ces parties.

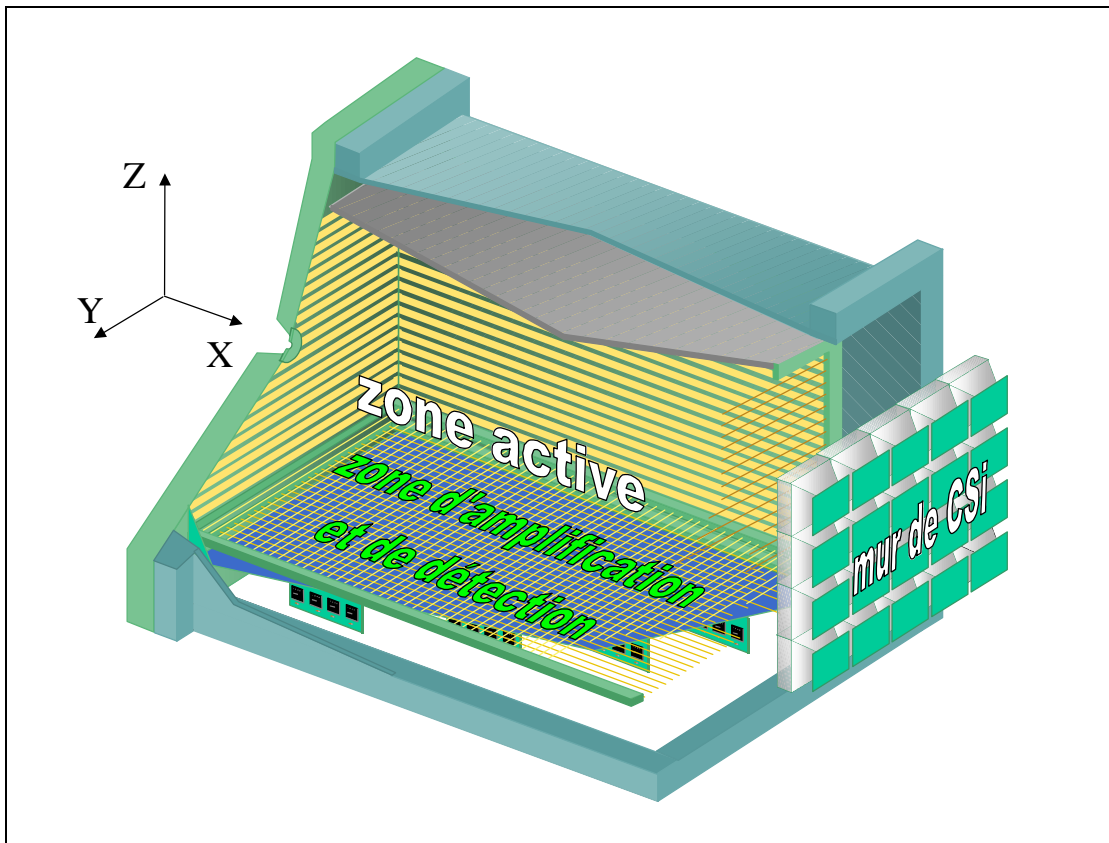


Figure I.15: Vue schématique du détecteur MAYA

I.B.2) Le volume actif

Le volume actif a une dimension de $283 \times 258 \times 200 \text{ mm}^3$ [x;y;z]. Les dimensions en x et y (respectivement 283 mm et 258 mm) sont une conséquence des choix pris pour la zone de détection et sont discutées plus loin. Le volume est délimité, sur les cotés par des cartes de répartition de champ comportant 50 strips de champ (figure A.I.3 [Annexe A]) connectées entre elles par des résistances, sur la face avant par une autre carte de répartition comportant un trou destiné à recevoir le support de la fenêtre d'entrée (Figure A.I.4 [Annexe A]), sur l'arrière par un cadre supportant des fils de répartition de champs de 50 microns de diamètre (Figure A.I.5) et sur la partie supérieure par la cathode. La partie inférieure, qui sépare la zone active de la zone d'amplification, est délimitée par la grille de Frisch composée de fils, de 50 microns de diamètre tendus sur un cadre (figure A.I.6). La dérive des électrons est assurée par le champ électrique entre la cathode polarisée négativement et la grille de Frisch qui est à

un potentiel de 0 V. Dans le cas d'une utilisation à pression élevée la cathode peut être portée à plusieurs dizaines de milliers de volts pour assurer une vitesse de dérive des électrons suffisante. Cette vitesse de dérive a limité la dimension en z de cette partie à 20 cm.

I.B.3) Zone d'amplification et plan anodique de détection

Cette zone est particulièrement importante car elle détermine les caractéristiques du détecteur et notamment la résolution. Il est à noter que les estimations qui ont été faites pour déterminer la géométrie de cette partie du détecteur partent de l'hypothèse de pads rectangulaires perpendiculaires aux fils. Cette approximation est faite dans le but de pouvoir utiliser la littérature existante notamment concernant les chambres proportionnelles. Plusieurs paramètres sont prépondérants pour cette partie du détecteur: le diamètre des fils, leur espacement, les distances grille de Frisch-plan de fils et plan de fils-anode, et la taille et le motif des pads de l'anode. Il faut également savoir que tous ces paramètres sont corrélés entre eux. Compte tenu des problèmes liés à l'utilisation de gaz, problèmes qui s'accroissent lorsque les volumes de gaz augmentent, nous nous sommes limités à un volume de 30x30x30 cm³. Pour des trajectoires typiques de 100 mm nous souhaitons une résolution de l'ordre de 1% soit 1 mm. On sait qu'une résolution d'un dixième de la taille caractéristique des pads est facilement réalisable, pour ce type de détection utilisant une analyse de la distribution de charges, soit des pads d'environ 10 mm. A partir de choix on peut estimer la résolution de façon plus précise.

Soit X_c la position calculée à partir de 3 strips avec le maximum de la distribution sur les pads d'index i

$$X_c(3 \text{ strips}) = X_i + \frac{A_{i+1} - A_{i-1}}{A_{i-1} + A_i + A_{i+1}} W \cdot (1 + \alpha) \quad (\text{I.16})$$

avec X_i la position du pad, les A_i les charges sur les pads, W la largeur des pads et α un coefficient ajustable.

$$\text{Soit: } \Delta Xc^2 = W^2 (1 + \alpha)^2 \sum_{n=i-1}^{n=i+1} \left(\frac{\partial Xc}{\partial Ai} \Delta An \right)^2 \text{ avec } \Delta An: \text{ bruit du pad } n \quad (\text{I.17})$$

On remarque que $\left(\frac{\partial Xc}{\partial Ai} \right)$ n'est autre que l'inverse de la dérivée de la distribution de charge: $\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)$ au point $X=Xc$ et pour $A=Ai$. Il est donc nécessaire de maximiser la dérivée pour optimiser la résolution. En faisant les hypothèses suivantes:

$$A_{i+1}=A_{i-1}=1/2 A_i \text{ et } \Delta A_{i+1}=\Delta A_{i-1}=\Delta A.$$

On obtient alors:

$$\Delta x = W(1 + \alpha)\sqrt{0.5} \left(\frac{\Delta A}{A} \right) \quad (\text{I.18})$$

La figure I.16 nous montre comme exemple un spectre de calibration des GASSIPLEX pour la rangée 14, si l'on regarde plus précisément un des pads, on obtient la figure I.17. On peut alors estimer $\Delta A/A$, soit $7/145 = 4.8 \cdot 10^{-2}$ FWHM. La valeur de α est celle citée dans la référence [AWA82], soit 0.3. Cette valeur correspond dans cette référence à un maximum pour la résolution, c'est pour cette raison que nous avons utilisé cette valeur. La largeur du pad est de 7.5 mm. On obtient donc une résolution de 0.33 mm, ce qui est de l'ordre d'un dixième de la largeur du pad. Cette valeur est conforme aux résolutions généralement observées pour ce type de détecteurs.

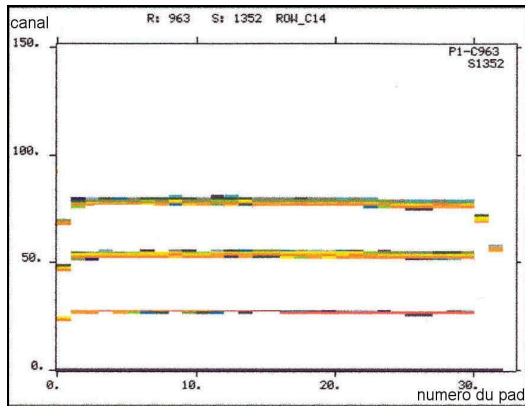


Figure I.16: Spectre après calibration des GASSIPLEX pour la rangée 14, pour trois valeurs de signal du générateur d'impulsions, plus les piédestaux

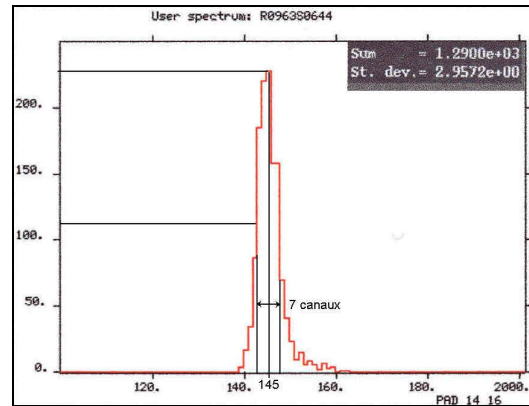


Figure I.17: Un exemple de la charge pour le pad 16 de la rangée 14 pour une amplitude du générateur

I.B.3.a) Les fils amplificateurs et leurs cartes de préamplificateurs

De l'autre coté de la grille de Frisch se trouve la zone d'amplification. L'amplification se fait au voisinage des fils qui sont tendus parallèlement au faisceau. Les fils amplificateurs sont placés à 15 mm de la grille de fils et à 10 mm de l'anode. Si l'on intègre la distribution de la charge induite, donnée par la formule I.14 et présentée dans la figure I.12, sur les pads hexagonaux en fonction de la distance qui sépare le centre du pad de la position sur l'anode de la projection du fil: On obtient la distribution de la figure I.18. D'après [AWA82], dès lors que la forme de la distribution est prise en compte, une reconstruction avec deux ou trois points est optimale pour la reconstruction de la trajectoire. Deux ou trois points sont suffisants car plus de points introduisent plus de bruit. Nous avons donc choisi une méthode de reconstruction à trois points par la méthode appelée SECHS (SECante Hyperolic Squared) [SAV03]. Cette méthode qui prend en compte la forme de la distribution, a une résolution qui n'est pas dépendante de la distance de dérive des électrons. Sur la figure I.18, la dérivée de la distribution de charge a un maximum pour une amplitude de la distribution de l'ordre de la moitié de sa valeur maximale. D'après la discussion précédente, la résolution est optimisée lorsque la dérivée est maximale. Il faut donc

prendre une taille de pad tel que le rapport de charge entre les pads adjacents et le pad central soit de 0.5. Le maximum correspond à un espacement d'environ 6.5 mm. Dans notre cas pour des pads de 5 mm de côté cela nous donne une distance entre les centres des pads de deux rangées adjacentes (dans la direction perpendiculaire aux fils) d'environ 7.5 mm. Cette valeur est très proche de l'optimum et justifie donc une distance entre les fils et l'anode de 10 mm.

Une géométrie en nid d'abeille a été choisie pour ne pas privilégier une direction, les trajectoires d'intérêt pouvant aller dans toutes les directions. Les résultats montrés sur la figure I.19 valident les différentes hypothèses faites et montre que, bien que les formules ne soient pas nécessairement adaptées à notre géométrie, elles nous donnent néanmoins les résultats attendus. Sur cette figure on a reporté la charge des pads pour trois des rangées situées sous le faisceau, et l'on voit que le rapport entre la charge des pads latéraux et la charge du pad central qui leur correspond est bien proche de 0.5.

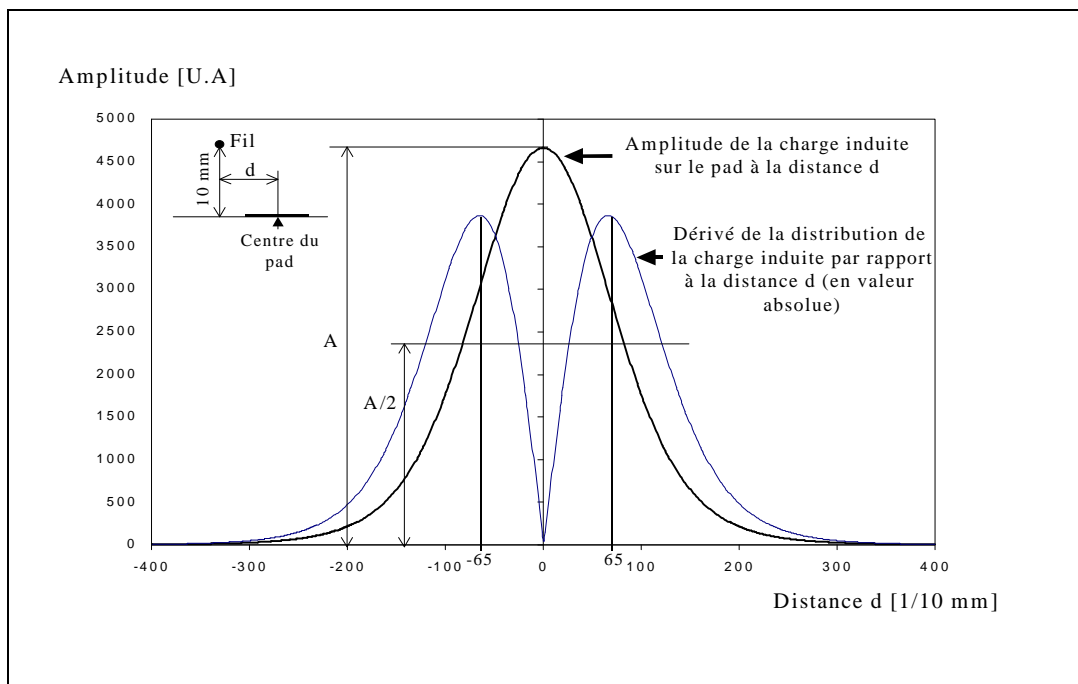


Figure I.18: Distribution de la charge induite intégrée sur un pad situé à la distance d , de la projection de la position du fil sur l'anode (courbe en noir), et la dérivée de cette distribution (courbe en gris)

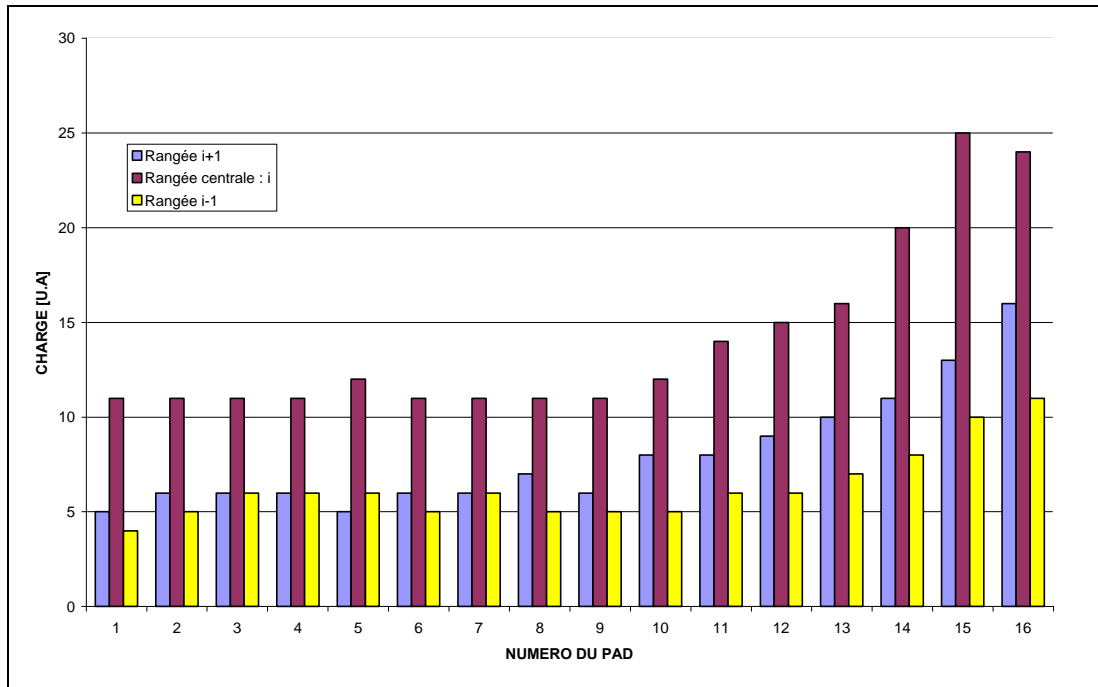


Figure I.19: Distribution de la charge mesurée sur les pads autour de la trajectoire centrale pour une particule du faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n dans un gaz de C_4H_{10} à 1 atm

Comme la grille de Frisch et l'anode, le cadre supportant les fils coulisse dans un rail, ce qui permet de les remplacer facilement. Cette facilité permet de choisir le nombre de fils par rangée et le diamètre des fils en fonction du gain voulu. Il est possible de faire varier le diamètre des fils sur une même grille, éventuellement sur un même fil, où de faire varier le nombre de fils par rangée de pads sur un même cadre, ou même sur une rangée. La figure A.I.7 montre un exemple de cadre qui peut être tissé soit en 3 fils par rangée, soit en 2 fils. Ce qui donne respectivement un espacement pour les fils de 2.5 mm et 3.8 mm. La charge induite sur l'anode environ 15 % supérieure pour la grille à 2 fils par pad comparée à celle à trois fils [GAT79]. On remarquera ici que l'espacement des fils est supérieur au maximum de σ_{x0} (Obtenue sur la figure I.18) et même supérieur à 3 fois cette valeur. Ceci conduit à une digitalisation de la trajectoire avec un pas de 2.5 mm dans la direction perpendiculaire aux fils, comme le montre la figure I.20. Ce point sera discuté plus en détail dans la partie concernant le traitement des données.

Les connections sont faites de façon à ce qu'il y ait une seule sortie de signal fil par rangée de pads utilisée, soit 33 voies fils. Le signal fil est connecté à des cartes de préamplificateurs. Ces cartes sont fixées sur la porte arrière du détecteur directement sur des connecteurs étanches. Les cartes (Figure I.21) permettent de polariser les fils et de découpler le signal de la haute tension par l'intermédiaire de capacités de découplage. Les capacités autorisent une tension de polarisation des fils de 3 kV. Les préamplificateurs ont un gain de 20 mV/MeV équivalents silicium.

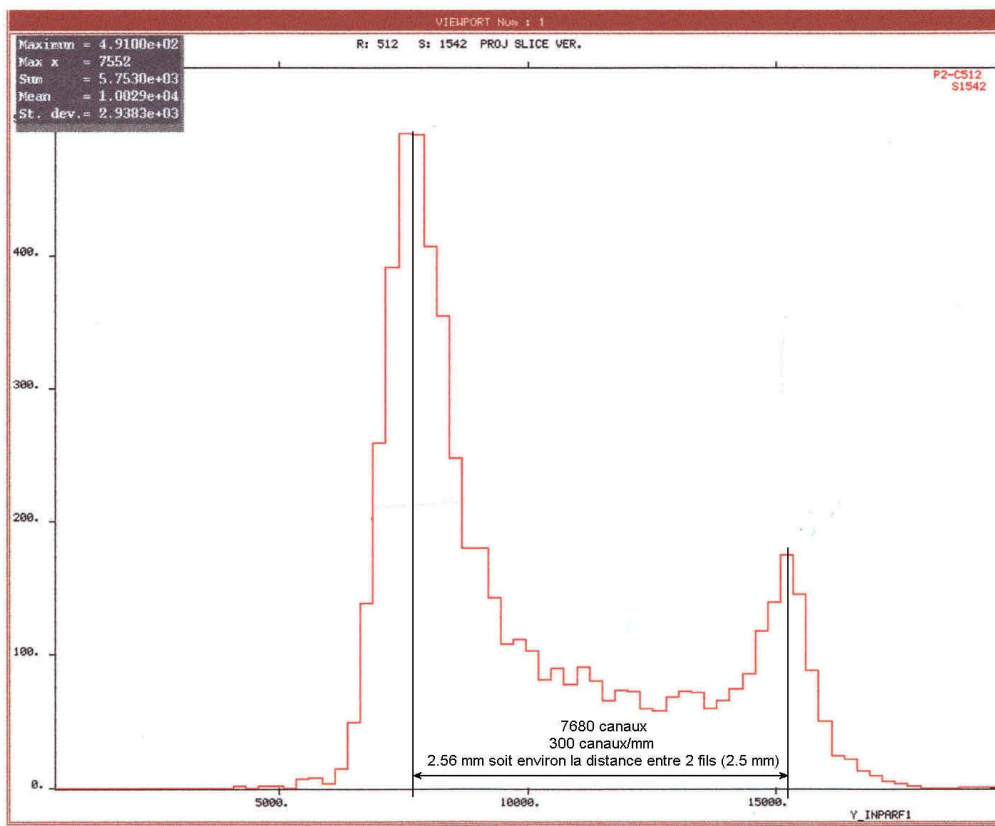


Figure I.20: Positions calculées par la méthode SECHS sur 3 pads pour le faisceau direct.

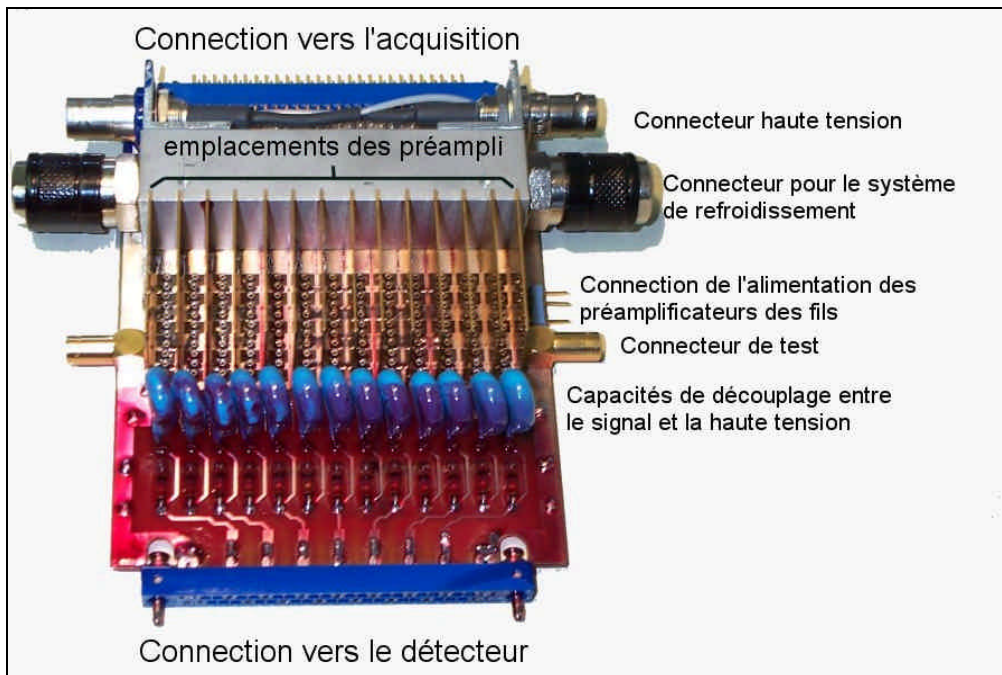


Figure I.21: Cartes des préamplificateurs

I.B.3.b) L'anode et les GASSIPLEX

L'anode de MAYA est composée d'un circuit imprimé multicouche. Il y a 7 couches dont 3 plans de masse. La partie supérieure, celle sur laquelle sont induites les charges, est composée d'un pavage de pads hexagonaux (Figure. A.I.8). Les pads font 5 mm de côté et ils sont séparés entre eux par une piste isolante de 0.2 mm de largeur. Le routage de la connectique des pads est fait dans les couches internes du circuit: le routage d'un plan interne est montré figure A.I.9. L'anode est composée de 35 rangées de 34 pads hexagonaux, plus un demi pad, soit un total de 1190 pads. Étant donné le grand nombre de voies, on constate l'intérêt d'une telle anode qui permet de fixer une fois pour toute une partie de l'électronique et d'éviter la présence de nombreux câbles. Tous les pads ne sont pas connectés à l'électronique de lecture. En effet la première et la dernière rangée, ainsi que les premiers et derniers pads de chaque rangée ne sont pas connectés. Ces pads ne sont pas connectés à cause des effets de bord tels que les inhomogénéités du champ électrique et les parasites électromagnétiques de l'extérieur. Il y a donc 1056 voies électroniques, pour une surface utile de $283 * 258 \text{ mm}^2$, pour

l'anode seule. La lecture est assurée par des circuits intégrés de type GASSIPLEX [GASSIP]. Ce type d'électronique présente plusieurs avantages. Il permet notamment de passer un grand nombre de signaux par un nombre de fils très réduit par une opération appelée multiplexage. Cette opération permet de mémoriser plusieurs valeurs en même temps, de les lire et de coder, les unes à la suite des autres par le même câble au lieu d'avoir un câble par voie. Ce type d'électronique présente l'avantage d'être également relativement bon marché.

Les GASSIPLEX sont protégés des éventuels claquages par une série de diodes montées têtes bêtes et fixées sur la face inférieure de l'anode. Il a été nécessaire de rajouter des condensateurs pour supprimer le niveau continu, de -1.6 V, présent à l'entrée des cartes GASSIPLEX. La présence des diodes de protection et du niveau continu a pour effet, en l'absence des capacités, de "mettre à la masse" les pads et empêche toute lecture de charges. Le schéma électronique du montage de ces protections, est présenté sur la figure I.22. Les cartes supportant les GASSIPLEX ont été fabriquées à l'IPN d'Orsay. Elles regroupent 4 puces GASSIPLEX, avec 16 voies chacune, soit 64 voies. Elles sont de dimensions réduites $75*25$ mm² et d'une épaisseur maximale de 8 mm (Figure I.23). Ces cartes comportent un connecteur pour les 64 entrées et deux connecteurs pour les signaux de fonctionnement (et leur recopie pour le chaînage des cartes) des GASSIPLEX, et leur alimentation. Les GASSIPLEX sont des circuits intégrés de type A.S.I.C (Application Specified Integrated circuit): circuit intégré à application spécifique. Dans le cas des GASSIPLEX la puce assure la préamplification, l'amplification et la mise en forme, et le multiplexage de 16 voies. Elle comporte pour chacune des 16 voies en entrée, une capacité de charge, un préamplificateur de charge, un filtre (non utilisé dans notre cas) et un préamplificateur avec mise en forme suivi d'un interrupteur. La puce comprend également le circuit qui contrôle la lecture en série des 16 voies d'une puce. L'interrupteur d'entrée est géré de façon globale, pour les 16 voies, par le signal de Track&Hold. Lorsque ce signal n'est pas actif les circuits de préamplification, amplification et mise en forme, et de multiplexage sont reliés à la partie détection, dans notre cas les pads. En revanche lorsque ce signal est actif la mesure est suspendue et la valeur est mémorisée dans le

buffer aussi longtemps que ce signal est actif. La lecture est contrôlée par trois signaux:

- Le signal *TRACK&HOLD* qui fixe le moment où les valeurs de la mesure sont figées. Ces valeurs sont figées tant que le *TRACK&HOLD* est actif et sont remises à zéro par le signal *CLEAR*. Le temps de ce signal par rapport à l'événement doit être ajusté de façon à ce que le signal en sortie soit maximal.
- L'horloge ou *CLOCK*: Sur chaque front montant, le GASSIPLEX fournit la valeur de la voie suivante à la sortie du GASSIPLEX. Bien que les signaux de la *CLOCK* puissent être envoyés avec une période minimale de 400 ns pour une largeur de 200 ns, une des limites de la fréquence de lecture est la précision de la lecture. Lors du changement de voie, apparaît une oscillation de quelques centaines de nanosecondes qui dégrade la mesure. Il est donc nécessaire d'attendre la stabilisation de ce signal avant de le coder. Nous nous sommes limités à une période de 2 μ s et à une largeur de signal de 1 μ s.
- Le *CLEAR* qui assure la remise à zéro des buffers et le positionnement du circuit de multiplexage sur la première voie.

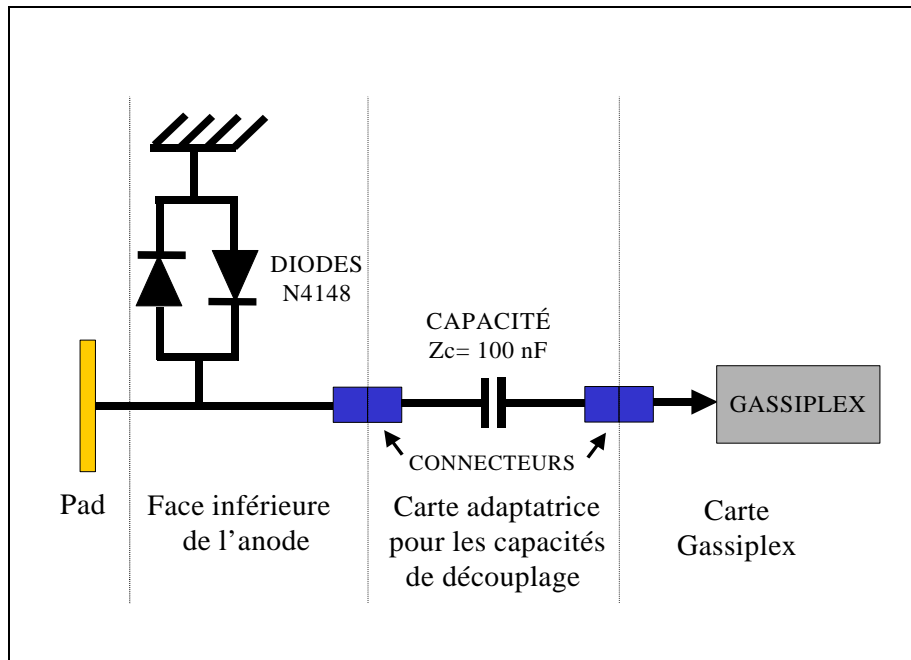


Figure I.22: Schéma de l'électronique entre les pads et les cartes GASSIPLEX avec les diodes de protections

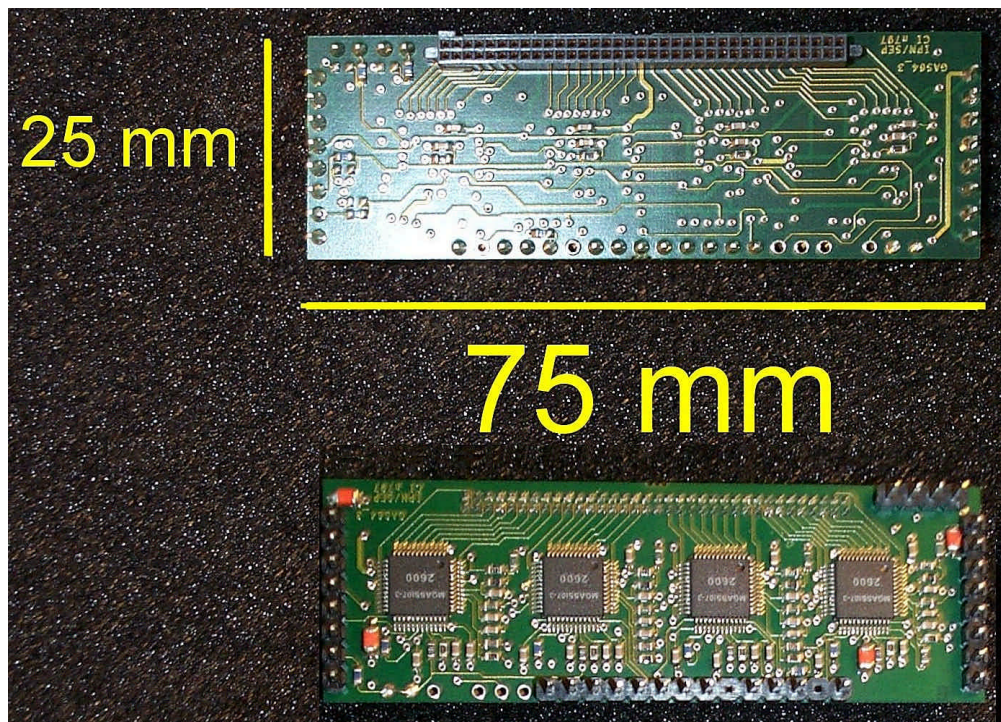


Figure I.23: Carte GASSIPLEX avec les 4 puces ASICs montées

Il est à noter que l'alimentation des GASSIPLEX se fait en + 2.75 V et - 2.75 V et qu'il est impératif que ces tensions soient maintenues avec précision à ces valeurs pendant le fonctionnement, et que les signaux sont actifs à +2.75 V. Une des difficultés de mise en œuvre a été le contrôle précis de ces valeurs. Le tableau I.2 nous donne quelques caractéristiques importantes des GASSIPLEX prises dans la référence [GASSIP]. Ce tableau nous donne par ailleurs une justification de l'amplification du signal par les fils proportionnels. En effet si l'on regarde, le nombre d'électrons créés, par exemple, par ionisation pour un proton de 6 MeV et déposés sur 20 pads, on obtient environ 7500 e-. Le bruit des GASSIPLEX est pour un pad de capacité négligeable de 530 e-, soit un rapport signal sur bruit d'environ 7% ce qui est très mauvais. En pratique un gain de 100 à 1000 a été nécessaire.

POUR UN FONCTIONNEMENT AVEC UN DÉTECTEUR GAZEUX	
Temps de Mise en Forme (TMF)	1.2 μ s
Réglage du TMF	1.1 à 1.3 μ s
Bruit à 0 pF	530 e- rms
Pente de la courbe de bruit	11.2 e- rms/Pf
Dynamique positive (en sortie)	0 à 560 fC (0 à 2V)
Dynamique négative (en sortie)	0 à -300 fC (0 à -1.1 V)
Gain	2.2mV/fC (160mV/MeV[Si]-16 mV/MeV[gaz])
Non linéarité	\pm 2 fC
Retour à la ligne de base	\pm 0.5 % après 5 μ s
Fréquence de lecture maximale	10 MHz
Puissance consommée au 10 MHz	8mW/canal

Tableau I.2: Caractéristiques techniques des GASSIPLEX

La lecture et le codage sont contrôlés par deux modules de la société CAEN. Il s'agit des modules *V551 CRAMS sequencer* (CAEN Readout for Analogic Multiplexed Signals) et V550A qui est un module avec deux convertisseurs analogiques - numériques de type flash ADC, codant sur 12 bits.

Le V551 CRAMS a été spécialement développé pour être utilisé avec une électronique de type GASSIPLEX et avec le convertisseur analogique - numérique V550(A). Le V551 peut contrôler jusqu'à 19 modules V550(A) soit 76608 voies($19 \times 2 \times 2016$).

Le nombre de signaux en entrée et en sortie est très réduit.

En entrée:

- Le TRIGGER, il déclenche la séquence de lecture.
- Le CLEAR qui permet la remise à zéro en fin ou en cours de lecture.
- Le DATA READY venant du V550A, qui indique que des voies ont été codées.

En sortie

- Le BUSY indique que le module est occupé.
- Le CLOCK contrôle le séquençage des GASSIPLEX.
- Le TRACK&HOLD qui contrôle la mémorisation des voies d'entrée des GASSIPLEX. Il est généré avec un retard, ajustable, par rapport au Trigger.
- Le DRESET, qui contrôle la remise à zéro des GASSIPLEX.
- Le CONVERT, il contrôle le codage des ADC. Le signal CONVERT est émis à la même fréquence que le signal CLOCK envoyé aux GASSIPLEX, sa largeur est en revanche de 100 ns et ne peut être changée. Ce signal est généré avec un retard ajustable par rapport au signal CLOCK, Il permet au séquenceur de contrôler la synchronisation entre les GASSIPLEX et les ADC CRAMS. Le retard permet d'attendre la stabilisation des signaux provenant des GASSIPLEX avant le codage.
- Le CLEAR OUT, il transmet aux V551 le signal Clear, et initialise les codeurs après la lecture.

Une séquence de codage est présentée dans la figure I.24. Ces modules disposent en face arrière d'un connecteur standard de type VME pour la communication avec le reste de l'acquisition.

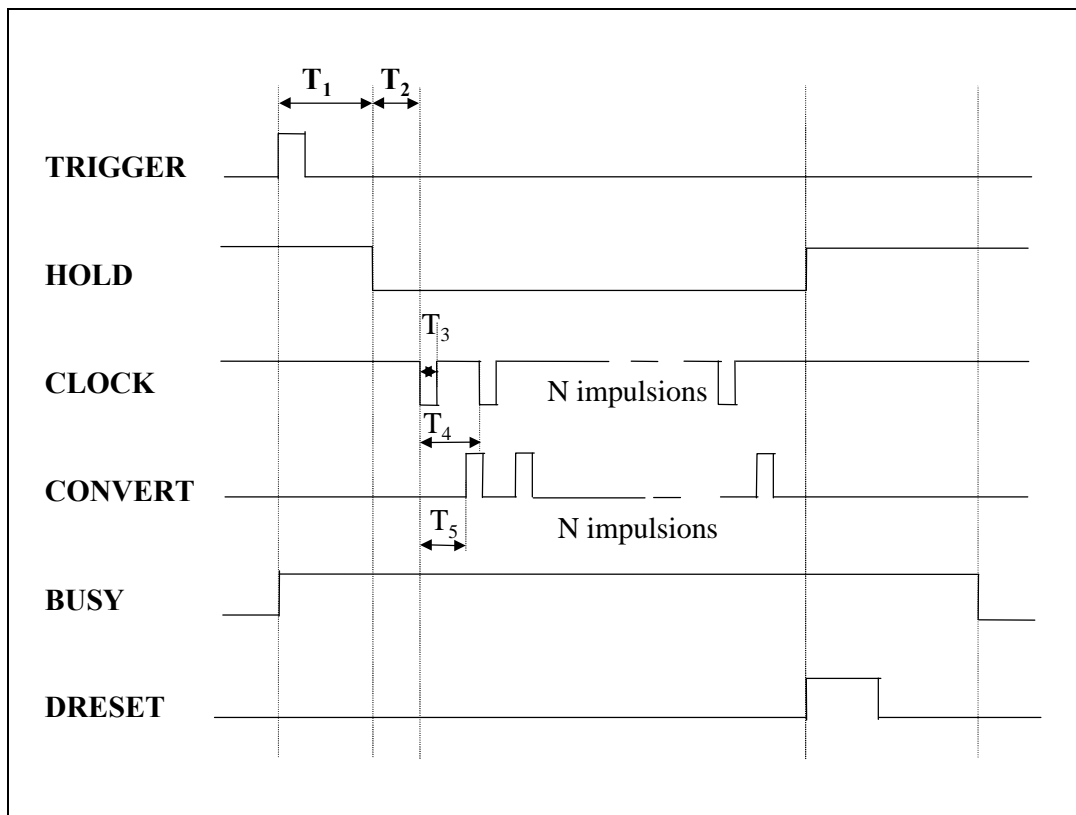


Figure I.24: Chronogramme d'une séquence de lecture

Le V550A reçoit les signaux CONVERT, CLEAR et fournit le signal DATA READY en face avant et transmet les données sur le bus VME. Les deux codeurs du module peuvent coder, jusqu'à 2016 voies multiplexées chacun, sur 12 bits (4096 canaux). La dynamique de la conversion est réglable (150 mV, 300 mV, 750 mV, 1.5 mV). Le module peut, en interne, faire une lecture avec seuil et la soustraction des piédestaux. La combinaison des GASSIPLEX et de ces modules permet de faire une lecture multiplexée des voies: les voies lues en parallèle sont envoyées sur une même voie les unes après les autres, comme le montre la figure I.25. Cette figure présente une séquence de lecture type d'une carte GASSIPLEX (64 voies).

- Un signal de TRIGGER (canal 1) est envoyé au séquenceur.
- Après un temps T_1 , le TRACK&HOLD (canal 4) est envoyé du séquenceur au GASSIPLEX, les valeurs en entrée des GASSIPLEX sont alors mémorisées.

- Après un temps T2 les signaux de la CLOCK (canal 3) sont envoyés avec la fréquence préalablement choisie. Sur chacun des fronts montants de ce signal la valeur mémorisée par les GASSIPLEX pour la voie suivante est envoyée sur la sortie BUSOUT (canal2) des GASSIPLEX,

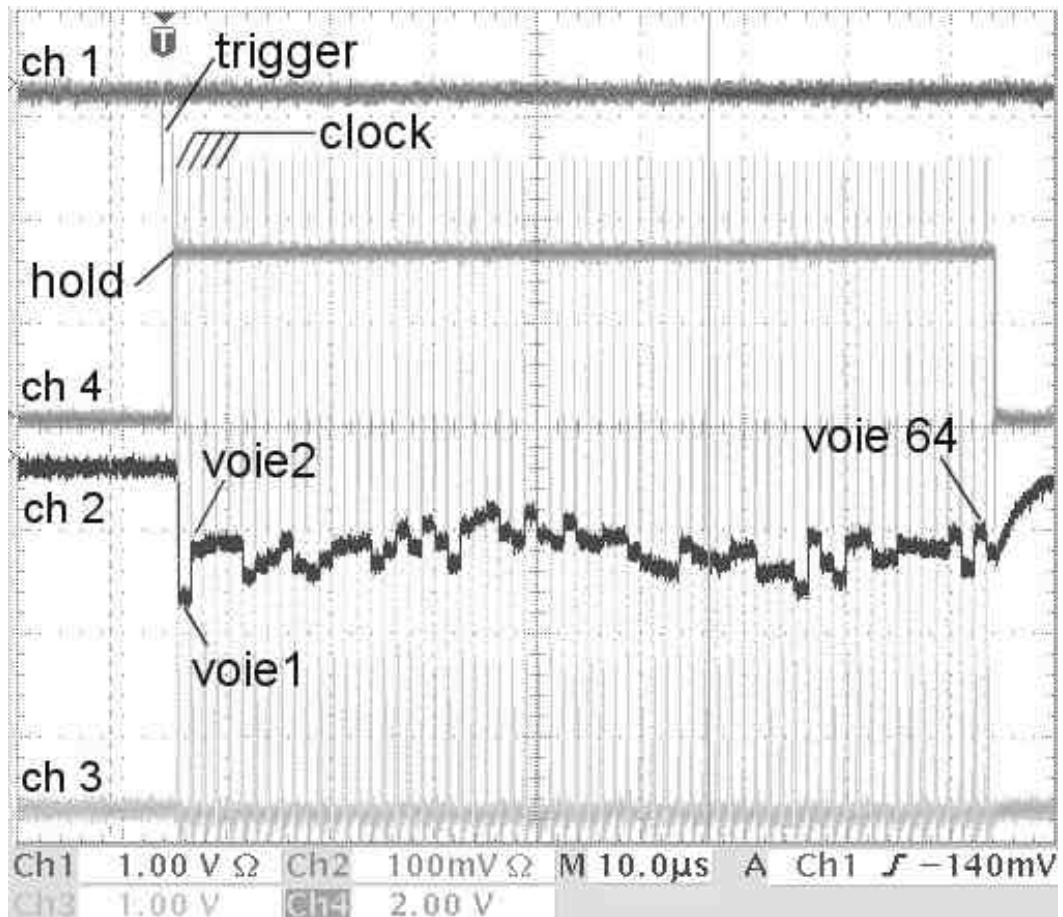


Figure I.25: Chronogramme de fonctionnement pour le multiplexage des GASSIPLEX, pour une carte de 64 voies.

I.B.4) Les détecteurs CsI et leur électronique

Les détecteurs CsI(Tl) qui composent le mur de CsI sont au nombre de 20 et ont une face d'entrée de $50 \times 50 \text{ mm}^2$, ils sont alignés sur 4 rangées de 5 CsI soit une surface de $250 \times 200 \text{ mm}^2$ [y,z]. Le mur est placé à 40 mm derrière les fils de champ de la face arrière de la zone active. Il n'a pas été possible de placer les CsI plus près de la zone active en raison des risques de claquage entre les fils de champ, ou la cathode, et le mylar aluminisé qui protège les CsI. C'est également la présence de ce champ électrique qui nous a fait préférer les CsI aux détecteurs Silicium Les risques de détérioration suite à un claquage sont importants pour les détecteurs Si(Li). Un claquage entraînerait, en effet, la destruction probable d'un ou plusieurs détecteurs ainsi que des préamplificateurs qui leur sont associés. Car bien que la résolution de diodes Si(Li) soit meilleure, on ne peut pas risquer détruire une partie des détecteurs à cause d'un claquage électrique. La résolution d'une diode Si(Li) est typiquement de 1,5% comme le montre l'exemple de la mesure en énergie, pour une source 3 alpha, de la figure I.26 (diode de 5 mm avec une surface de 600 mm^2 , ampli ORTEC 671 avec mise en forme de $1 \mu\text{s}$), contre 5.5 et 6.8 %, selon les détecteurs CsI (selon les données constructeur obtenues avec un amplificateur spectroscopique ayant un temps de mise en forme de $4 \mu\text{s}$), pour des alpha de 5.48 MeV. Nos valeurs expérimentales de la résolution des CsI, entre 5.0 % et 7.5 %, sont très semblables à celles données par SCIONIX. Deux mesures, celles des détecteurs n°1 et n°8, sont présentées dans les figures I.27 et I.28. Ces mesures ont été obtenues avec un amplificateur spectroscopique CAEN pour un temps de mise en forme de $6 \mu\text{s}$.

De plus pour l'étude de la diffusion élastique de noyaux exotiques sur une cible de protons, il faut détecter des protons jusqu'à 50 MeV. Les détecteurs CsI disponibles chez SCIONIX, c'est à dire de 10 mm d'épaisseur, étaient parfaitement adaptés à cet usage, car le parcours des protons de 50 MeV dans les CsI est d'environ 9.3 mm. Pour des Si(Li) le parcours est d'environ 12 mm ce qui est trop épais pour une seule diode Si(Li), ce qui impose donc le choix des CsI.

Sans oublier que la surface de détection impose de placer plusieurs détecteurs les uns à côté des autres. Or les diodes Si(Li) ont une zone morte sur leurs bords relativement importante, alors qu'avec le montage des CsI cette zone est inférieure au millimètre.

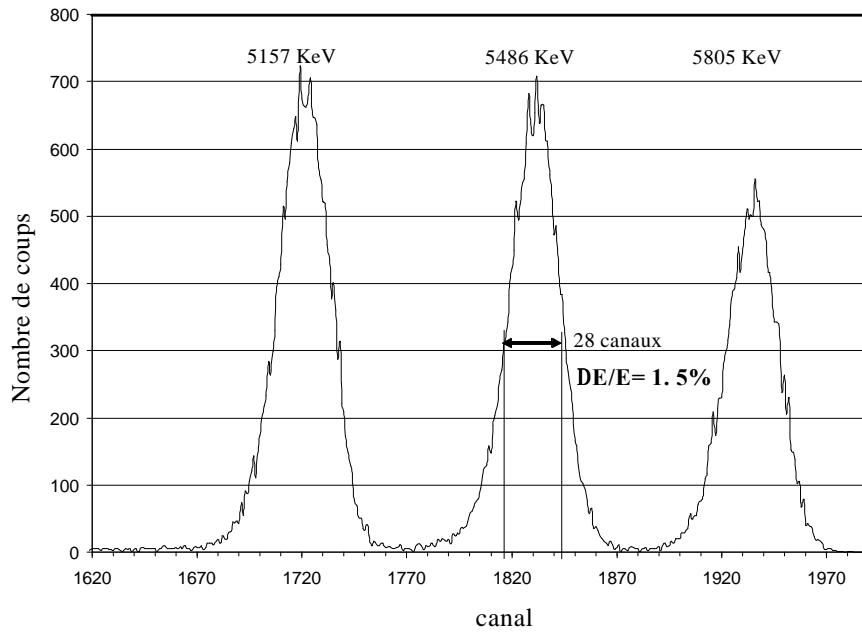


Figure I.26: Spectre d'énergie et résolution d'une diode Si(Li), pour une source à trois pics

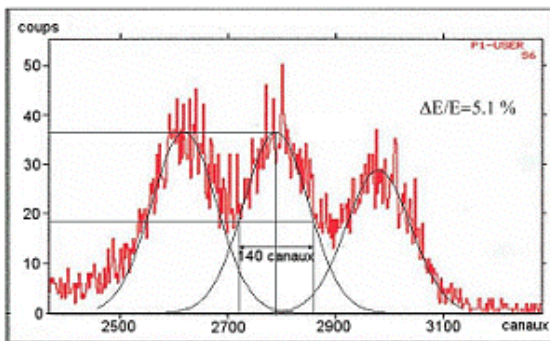


Figure I.27: Spectre d'énergie et résolution du CsI n°1, pour une source à trois pics

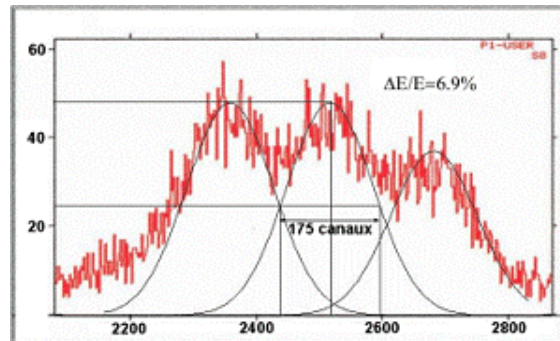


Figure I.28: Spectre d'énergie et résolution du CsI n°8, pour une source à trois pics

Les CsI, leur photodiode et leur préamplificateur nous ont été fournis par la société SCIONIX. L'ensemble CsI, photodiode et préamplificateur, était un produit déjà existant dans leur catalogue et n'a pas fait l'objet d'une recherche particulière. Seules deux caractéristiques ont été adaptées à nos besoins: le gain du préamplificateur a été adapté à 16V/pC et l'épaisseur du mylar aluminisé de la fenêtre d'entrée a été réduite à 2 microns. Leur géométrie et leurs dimensions sont présentées dans la figure I.29. Les CsI requièrent une alimentation de +12 V, -12 V pour les préamplificateurs et une alimentation de 30 V pour la polarisation des photodiodes.

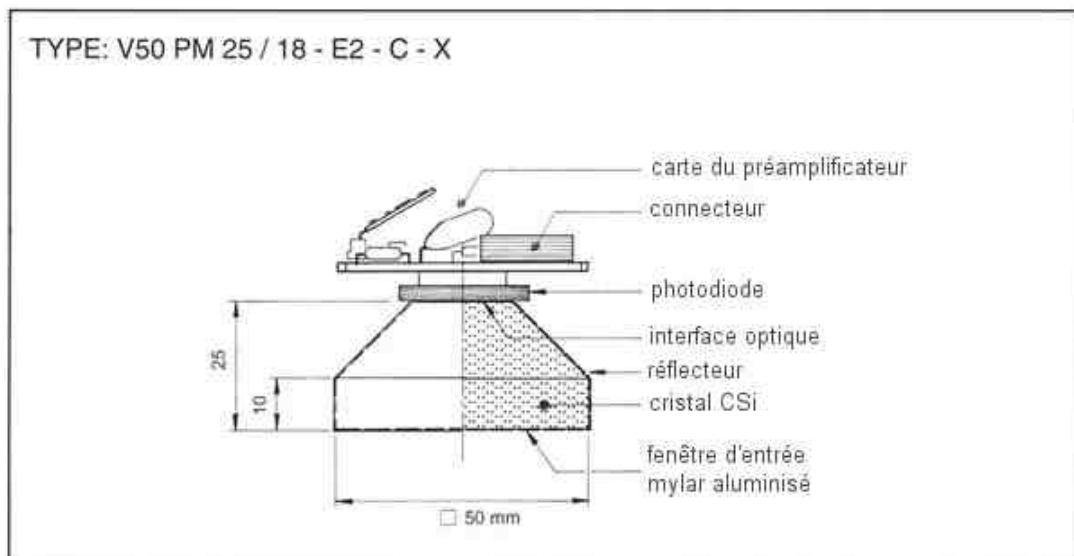


Figure I.29: Géométrie des détecteurs CsI et de leur électronique

II) Montage expérimental et électronique d'acquisition

Dans ce chapitre est présenté le montage expérimental, c'est à dire la ligne de faisceau, son optique, ainsi que l'électronique et les différents réglages.

II.A) Ligne et faisceau de l'expérience

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ion Lourd), est situé à Caen dans le département de Basse-Normandie. Il délivre des faisceaux d'ions depuis 1983. Les faisceaux stables accélérés vont du Carbone à l'Uranium, pour des énergies maximales allant de 25 A.MeV pour les plus lourds, à 95 A.MeV pour les plus légers. Depuis la mise en service du Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne (SPIRAL), le GANIL accélère également des ions radioactifs, tel que ^8He . Le plan des installations est présenté dans la figure II.1.

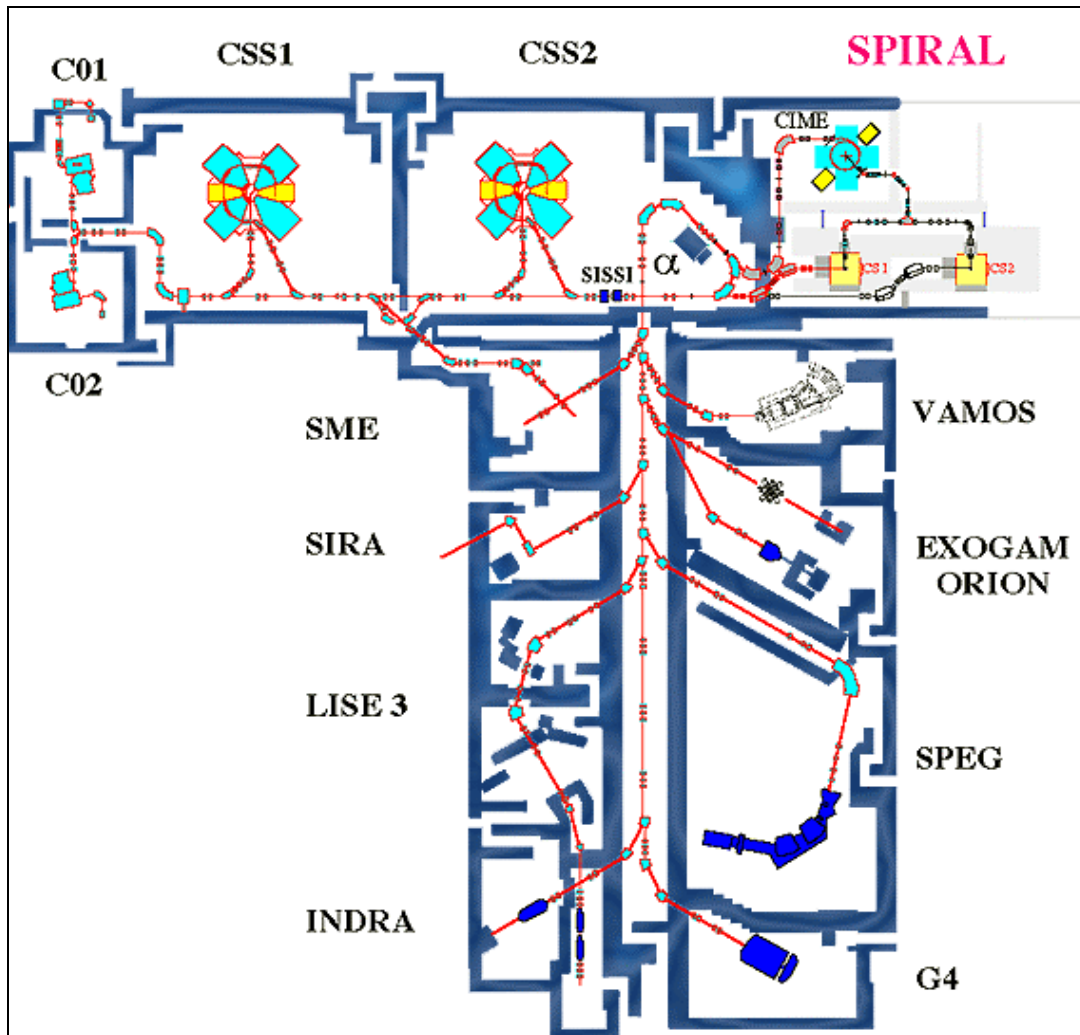


Figure II.1: Schéma du complexe expérimental du GANIL, avec les accélérateurs, les lignes et les différentes salles d'expériences

II.A.1) Production et accélération du faisceau primaire

Le faisceau primaire est produit à partir de l'une des sources ECR situées près des deux cyclotrons compacts C01 et C02 qui fournissent une pré-accelération du faisceau avant son passage dans les cyclotrons CSS1 et CSS2. Les cyclotrons CSS1 et CSS2, sont des cyclotrons à secteurs séparés. Ils sont composés de 4 dipôles et de deux cavités accélératrices, comme le montre la figure II.2. Sur la ligne de transport, qui relie les CSS entre eux, un éplucheur (feuille mince en carbone généralement) permet d'augmenter l'état de charge du faisceau pour une accélération dans le deuxième CSS.

Le faisceau ainsi obtenu est alors utilisable de 3 façons différentes: il peut être envoyé directement vers les aires expérimentales, il peut être envoyé dans la cible SISSI, où bien encore être envoyé dans la ligne SPIRAL.

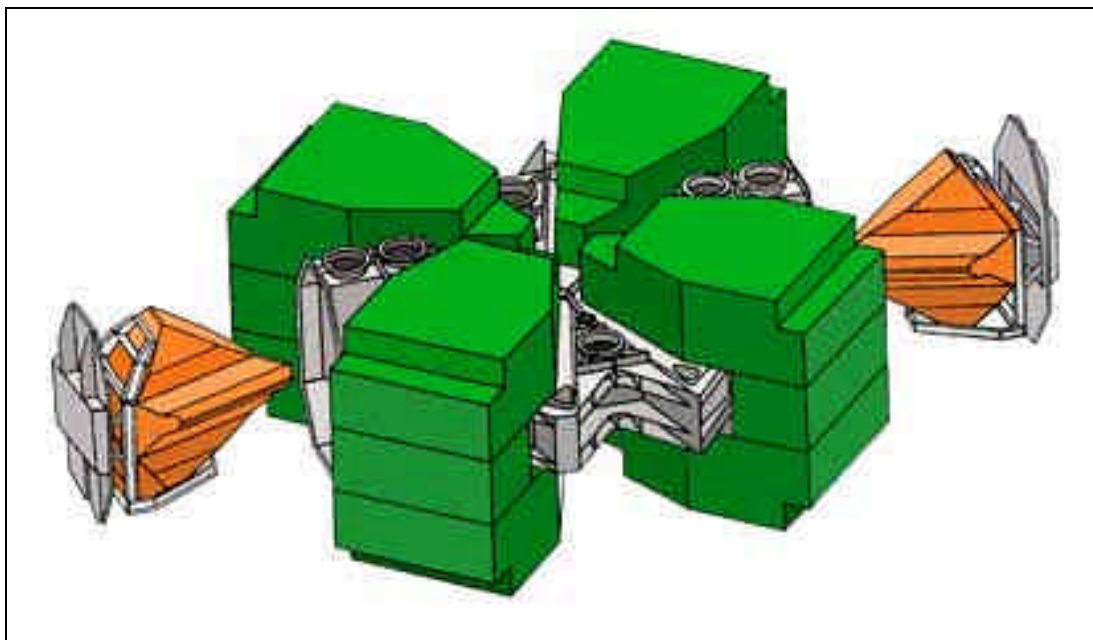


Figure II.2: La géométrie des cyclotrons à Secteurs Séparés: CSS

II.A.2) Le faisceau secondaire: SPIRAL

Le système de production d'ions radioactifs SPIRAL permet de produire, par fragmentation du faisceau primaire ou de la cible, des ions radioactifs. Le faisceau primaire, venant de CCS2, est arrêté dans une cible solide épaisse (cible de carbone de la figure II.3). Dans le cas de la production de ^8He le faisceau primaire est du ^{13}C . Lorsque ce faisceau interagit avec la cible, des noyaux sont créés, principalement, par fragmentation. Pour permettre à ces noyaux de migrer hors de la cible, elle est maintenue à haute température (entre 1500 et 2000°C). Les noyaux ainsi produits transitent par un tube de transfert vers une source ECR pour être ionisés. Dans notre cas l'état de charge doit être le 1+ pour le ^8He . Sur la figure II.3, les aimants permanents permettent le confinement du plasma. Les ions en sortie de la source sont ensuite envoyés dans un cyclotron compact: CIME. Lors du passage dans le cyclotron CIME

seuls les ions possédant le rapport M/Q pour lequel le cyclotron a été réglé sont accélérés, ce qui permet de purifier le faisceau, avec une résolution en M/Q de l'ordre de 10^{-4} .

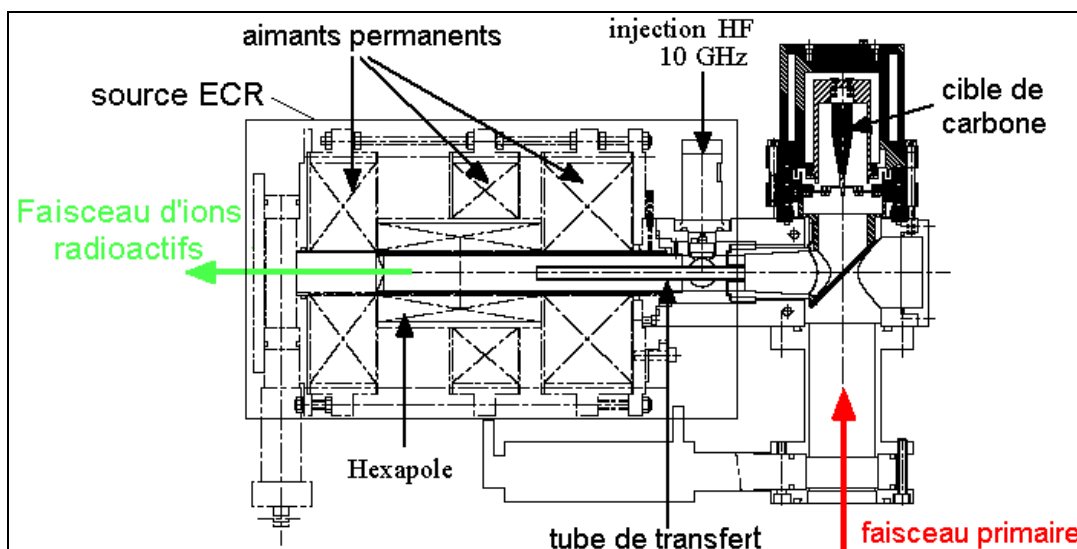


Figure II.3: Ensemble cible source de SPIRAL

II.A.3) Le spectromètre "alpha" et l'arête de poisson

Le faisceau provenant des CCS, avec ou sans passage dans SISSI, est envoyé dans le spectromètre alpha, qui est nommé ainsi à cause de sa forme. Pour le faisceau SPIRAL il fonctionne en mode Z. Le spectromètre alpha a plusieurs fonctions. Il est nécessaire pour sélectionner une région ou un élément d'intérêt parmi les éléments produits dans le cas des faisceaux SISSI. Le spectromètre dispose également de nombreux jeux de fentes qui permettent de contrôler et définir les qualités optiques du faisceau, ou bien d'obtenir un faisceau particulièrement fin, appelé faisceau pinceau. Ce faisceau qui a une intensité de l'ordre de 10^2 à 10^3 particules par seconde est utilisé, notamment, pour la calibration des détecteurs. Les faisceaux ainsi produits sont envoyés dans l'arête de poisson où ils sont aiguillés vers les différentes salles d'expériences, comme la salle G3.

II.A.4) La salle G3: SPEG Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL

SPEG est un spectromètre de haute résolution. Pour l'expérience E350AS, SPEG n'a pas été utilisé pour sa fonction de spectromètre, mais pour ses équipements annexes. L'aimant D4P notamment a été utilisé pour centrer le faisceau sur la fenêtre d'entrée de MAYA. Les profileurs ont été utilisés pour repérer le faisceau et les fentes ont été utilisées pour couper le faisceau. La figure II.4 montre la disposition des différents éléments de la ligne SPEG. La figure II.5 donne l'enveloppe faisceau théorique de la ligne de la sortie du cyclotron CIME, jusqu'à la cible active MAYA. De cette figure on obtient plusieurs informations importantes pour nous. Les grandissements horizontaux et verticaux sont respectivement de 0.2 et 0.375, pour une enveloppe de ± 3 mm par ± 3 mm à l'entrée du détecteur. La dispersion en X: X/δ , est très faible de l'ordre de 0.1m (0.1 cm / %), de même le terme X/θ est très faible. On est donc dans des conditions très proches d'une optique achromatique.

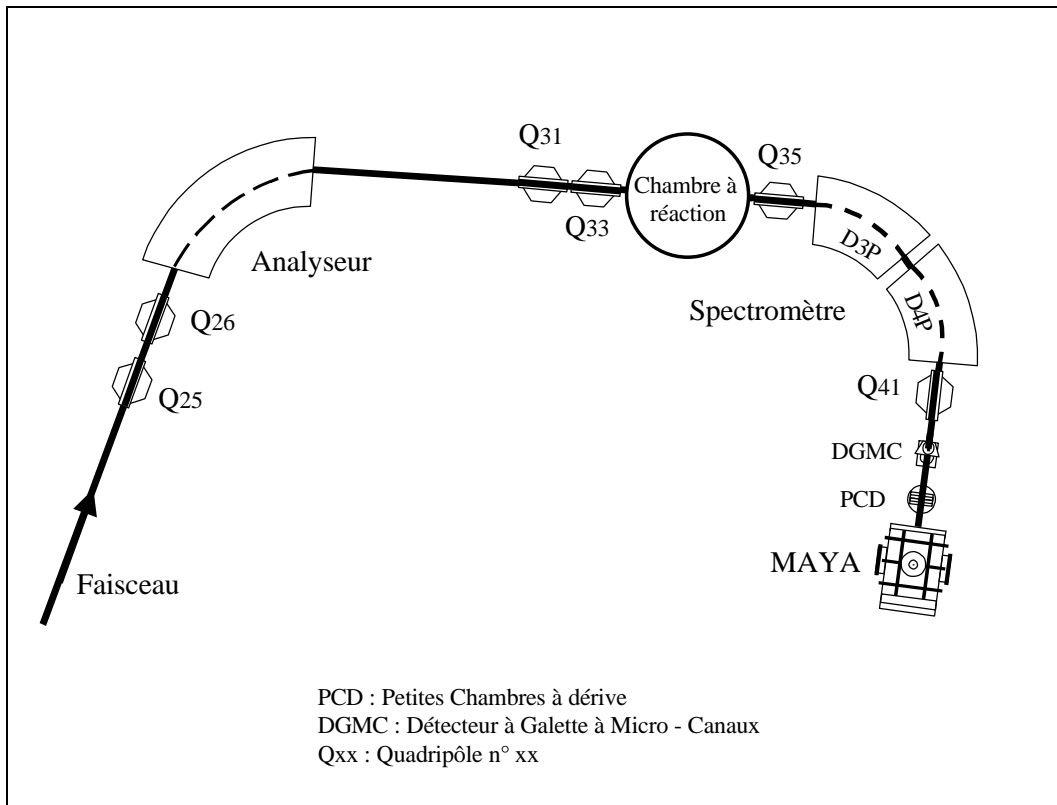


Figure II.4: Schéma de la ligne SPEG

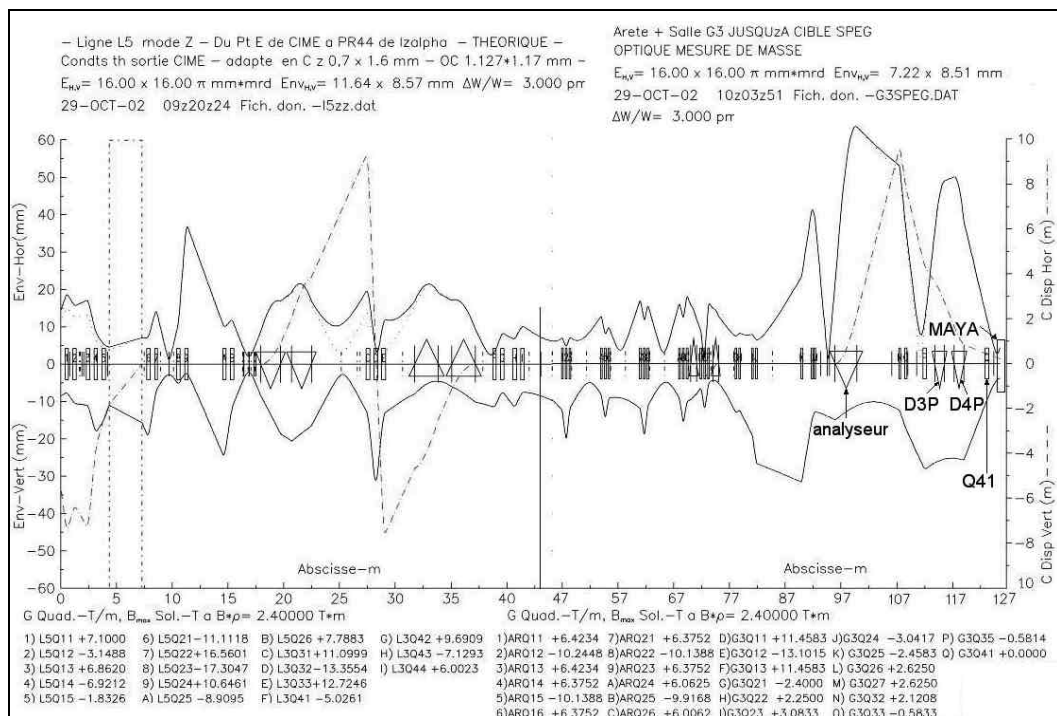


Figure II.5: Enveloppe du faisceau du cyclotron CIME au détecteur MAYA

II.B) Dispositif de détection de l'expérience E350AS

II.B.1) Les détecteurs annexes

Durant l'expérience E350ASn le détecteur MAYA était associé à plusieurs détecteurs annexes. Ces détecteurs ont été utilisés comme signal de START (t_0 des mesures de temps) pour les mesures de temps et pour localiser le faisceau avant son entrée dans le détecteur. En effet la taille de la fenêtre d'entrée étant faible, il a été utile d'utiliser un détecteur permettant une localisation sur une plus grande surface pour permettre la localisation et le centrage du faisceau juste avant MAYA. Ces détecteurs étaient disposés selon le schéma présenté dans la figure II.6. L'un de ces détecteurs est un détecteur à galette à micro-canaux, il est présenté dans la figure II.7. Il a été utilisé dans cette expérience pour vérifier la mise en temps des autres détecteurs. Un détecteur gazeux appelé Petites Chambres à Dérive (PCD) a été utilisé pour la localisation. La figure II.8 montre ces Petites Chambres à Dérive dans leur conteneur. Les Petites Chambres à Dérive sont constituées de quatre modules de dérivation comme le montre la figure II.9. Le temps de dérivation des électrons, créés lors du passage du faisceau dans les 4 modules, permet de reconstituer le point de passage du faisceau. C'est, en fait, la différence deux à deux (entre les deux modules verticaux et entre les deux modules horizontaux) des temps de dérivation qui permet la localisation du faisceau indépendamment des autres détecteurs. Durant cette expérience ce détecteur a été rempli avec 20 millibars d'isobutane auxquels était ajouté 1% d'alcool [GAN98], la tension de la cathode était de 500 V. Dans ces conditions la vitesse de dérivation est de l'ordre de 200ns/cm. La tension sur les fils amplificateurs des modules des PCD était également de 500V. Ce détecteur a une résolution de l'ordre de 200 μm FWHM en X et en Y [GAN98].

II.B.2) Le détecteur MAYA

Pour cette expérience le détecteur MAYA était rempli de 1020 millibars d'isobutane : C_4H_{10} avec une fenêtre en Milar de $6\mu m$ d'épaisseur. La tension de la cathode était de -16 kV et celle des fils amplificateurs de 3200 V pour une partie de l'expérience et 3000 V pour une autre partie. Le diamètre des fils amplificateurs était de $10\mu m$, sauf pour les fils des rangées 16,17 et 18 dont le diamètre des fils était de $20\mu m$. La grille utilisée était une grille avec trois fils par rangée de pads. La distance entre les fils amplificateurs et la grille de Frisch était de 15 mm et de 10 mm entre les fils amplificateurs et l'anode.

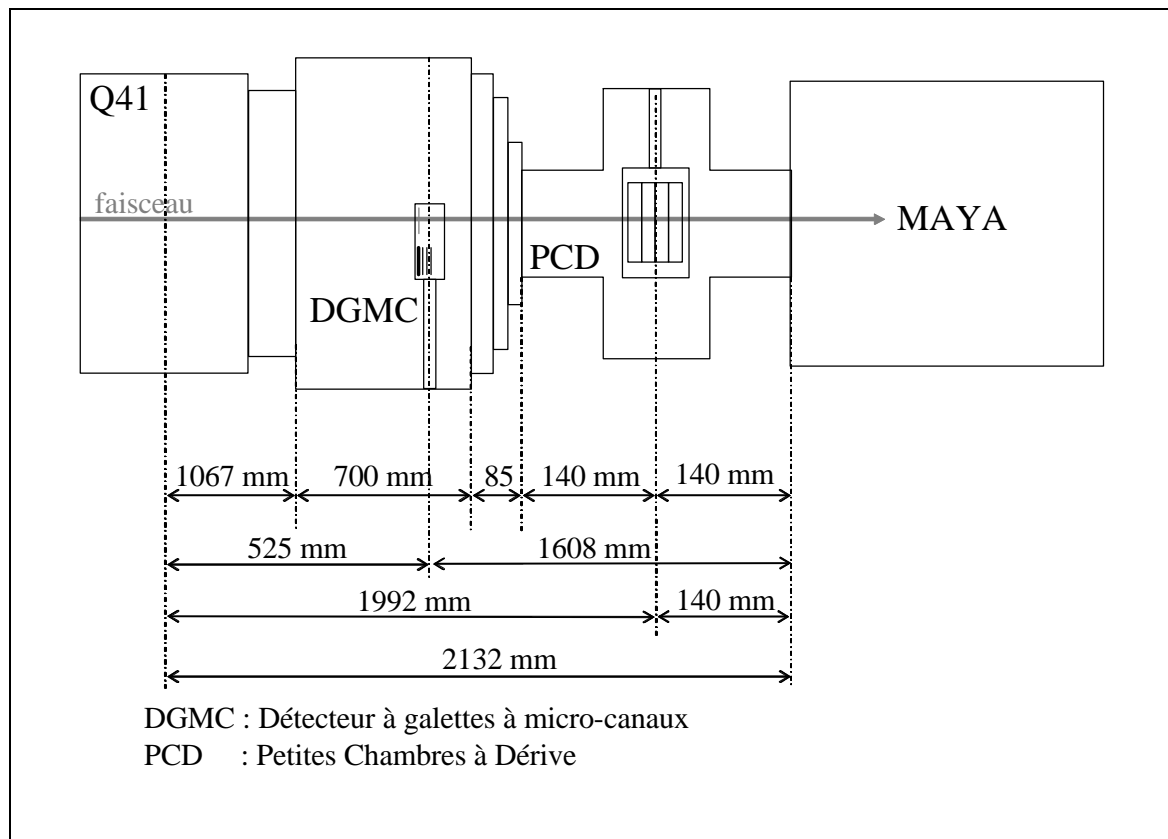


Figure II.6: Disposition des détecteurs auxiliaires avant MAYA

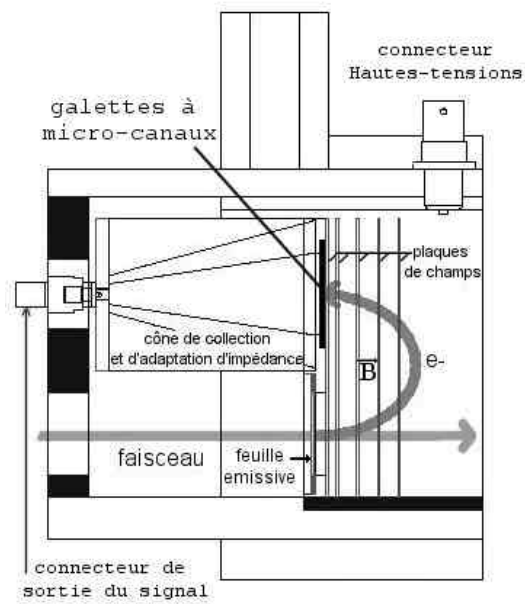


Figure II.7: Schéma du détecteur à galettes à micro-canaux

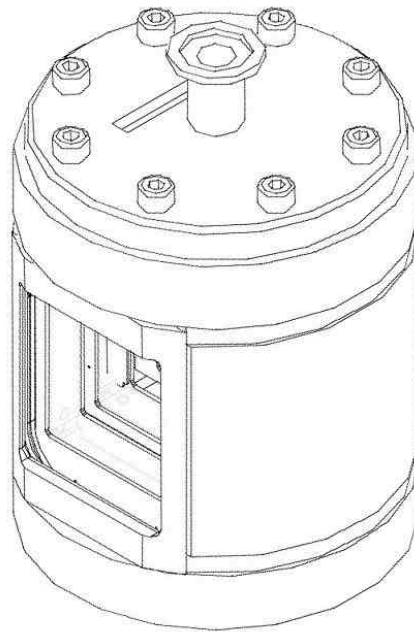


Figure II.8: Vue extérieure des petites chambres à dérive

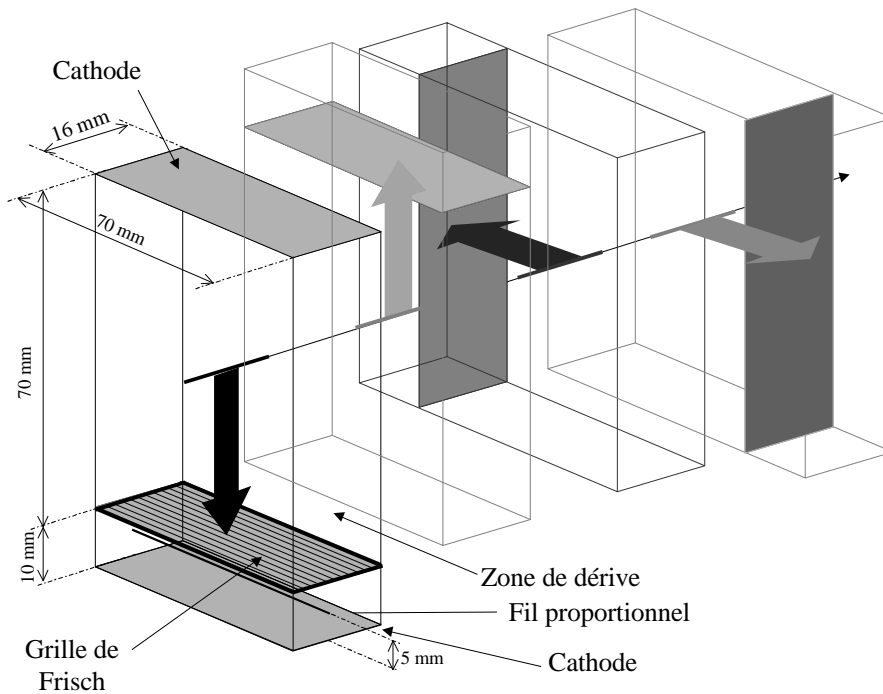


Figure II.9: Schéma interne des petites chambres à dérive

II.C) Électronique

Dans cette partie est présentée l'électronique utilisée durant cette expérience pour l'acquisition des données, de MAYA, ainsi que des différents détecteurs annexes. J'expliquerai en particulier la logique de *rejet lent* utilisé pour une première sélection des événements. Ce premier niveau de sélection permet d'augmenter le taux de *bons événements* traités par l'acquisition. Cette opération est particulièrement utile si l'on considère la limitation du taux d'acquisition. Dans cette partie j'expliquerai notamment certains des choix qui ont été faits pour cette électronique.

II.C.1) Câblage de l'électronique

La figure II.10 présente l'électronique des deux détecteurs annexes, le détecteur à galettes à micro-canaux: Gastro (en haut sur la figure) et les Petites Chambres à Dérive (au milieu sur la figure), ainsi que l'électronique des CsI (en bas). Sur cette figure on remarque que c'est la voie Yb des petites chambres à dérive qui est le trigger de l'acquisition. La figure II.11 présente le schéma de l'électronique pour le détecteur MAYA. Ce schéma comprend l'électronique des 32 fils, en temps et en énergie, ainsi que l'électronique pour la lecture des pads de l'anode. Le signal interne du préamplificateur des GASSIPLEX pour une voie (signal qui doit être codé) a un temps de montée de 1.2 μs , il atteint donc son maximum 1.2 μs après le début du signal physique obtenu par le signal logique du discriminateur de la voie fil considérée. C'est à ce moment qu'il faut générer le TRACK&HOLD et le maintenir jusqu'à la fin de la lecture. La figure II.12 montre le chronogramme pour la logique des signaux du TRACK&HOLD. Le schéma II.13 montre le câblage des signaux TRACK&HOLD pour les GASSIPLEX qui n'est pas explicité dans la figure II.11 (rectangle à droite sur le schéma et noté: VOIR SCHÉMA CHAÎNAGE DU HOLD). Ce câblage propage le TRACK&HOLD du centre du détecteur, c'est à dire du faisceau (Fils 14,20) vers les rangées les plus extérieures (fils 2,32). Il permet donc d'obtenir un TRACK&HOLD pour chaque rangée même dans l'hypothèse où le déclenchement d'un fil viendrait à manquer. Pour que ce montage soit efficace: il faut que l'induction de la rangée

suivante, c'est à dire une rangée plus éloignée du faisceau (par exemple la rangée 5 par rapport à la 6, ou la 25 par rapport à la 24) ait déjà eu lieu car le TRACK&HOLD déclenchant la mémorisation, tout changement du signal ne sera plus pris en compte. Dans notre cas, cela implique que ce montage est mis en temps pour les trajectoires descendantes, relativement à la particule incidente. La figure II.14 présente le câblage des voies d'entrées du Flash-ADC. Le tableau II.1 donne la signification des différentes abréviations utilisées dans les figures relatives à l'électronique.

II.C.2) Logique du rejet

Comme dit plus haut, le trigger de cette expérience était donné par un des détecteurs de faisceau. Or; l'intensité de ce faisceau (environ 5000 p/s) est trop importante pour le système l'acquisition du GANIL, dans cette configuration expérimentale. Nous avons donc utilisé une logique de rejet avec un fort taux de rejet appelée: logique de rejet lent. Le fort taux de rejet provient du fait que l'on rejette tous les évènements sauf: les bons évènements et 1% des évènements faisceau. Le terme rejet lent provient du fait qu'il faut attendre un temps qui est de l'ordre de grandeur du temps mis par les électrons pour parcourir la moitié de la hauteur de MAYA, soit environ 3 μ s, pour pouvoir prendre la décision de ne pas rejeter l'évènement. Le montage électronique du rejet est présenté sur le schéma de la figure II.15. Comme on peut le voir, 99% des évènements faisceau sont rejetés. En effet, si aucune des voies Frisch_1, fil_20, ou fil_14 n'est touchée, la sortie \bar{S} est active. Les fils 14 et 20 sont situés assez loin du faisceau pour ne pas recevoir de charges provenant de l'ionisation du gaz par le faisceau seul, mais reçoivent un signal dès qu'une réaction a lieu. De même, le signal Frisch_1 est donné par un fil de la grille de Frisch situé au delà du parcours des particules du faisceau dans la configuration de cette expérience. Cette sortie \bar{S} étant en coïncidence (ET) avec la sortie N-(N/D) du signal FTA (avec N/D=1/100), cette coïncidence a donc lieu (activant ainsi le rejet) pour 99% des évènements faisceaux. Dans les cas où l'une ou plusieurs des voies Frisch_1, fil_20, ou fil_14 sont touchées la sortie \bar{S} n'est plus active interdisant toute coïncidence avec le

FTA divisé. Dans ce dernier, cas l'événement n'est pas rejeté par le rejet lent et donc accepté par l'acquisition.

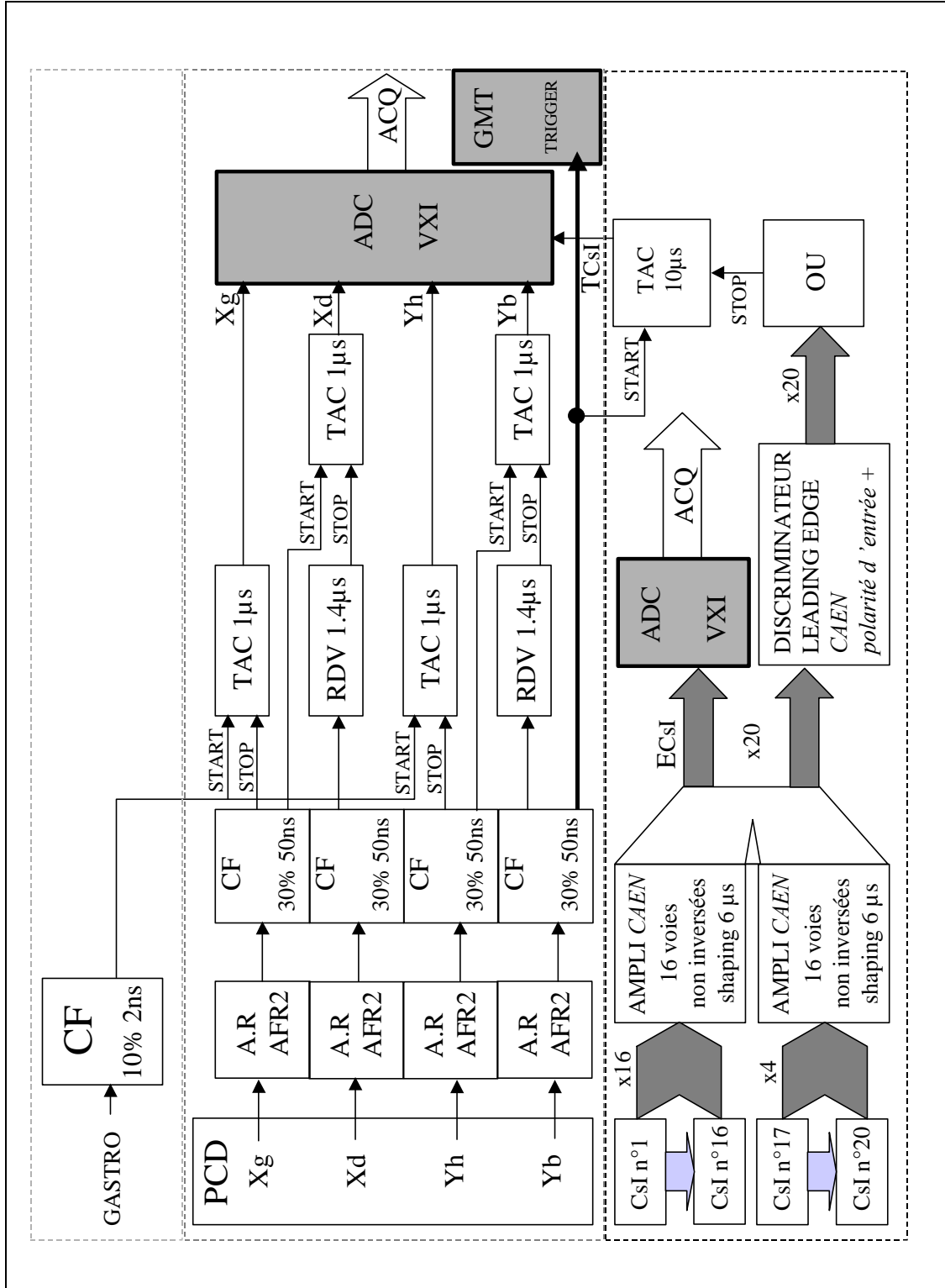


Figure II.10: Schéma de l'électronique des détecteurs: Gastro, PCD et CsI

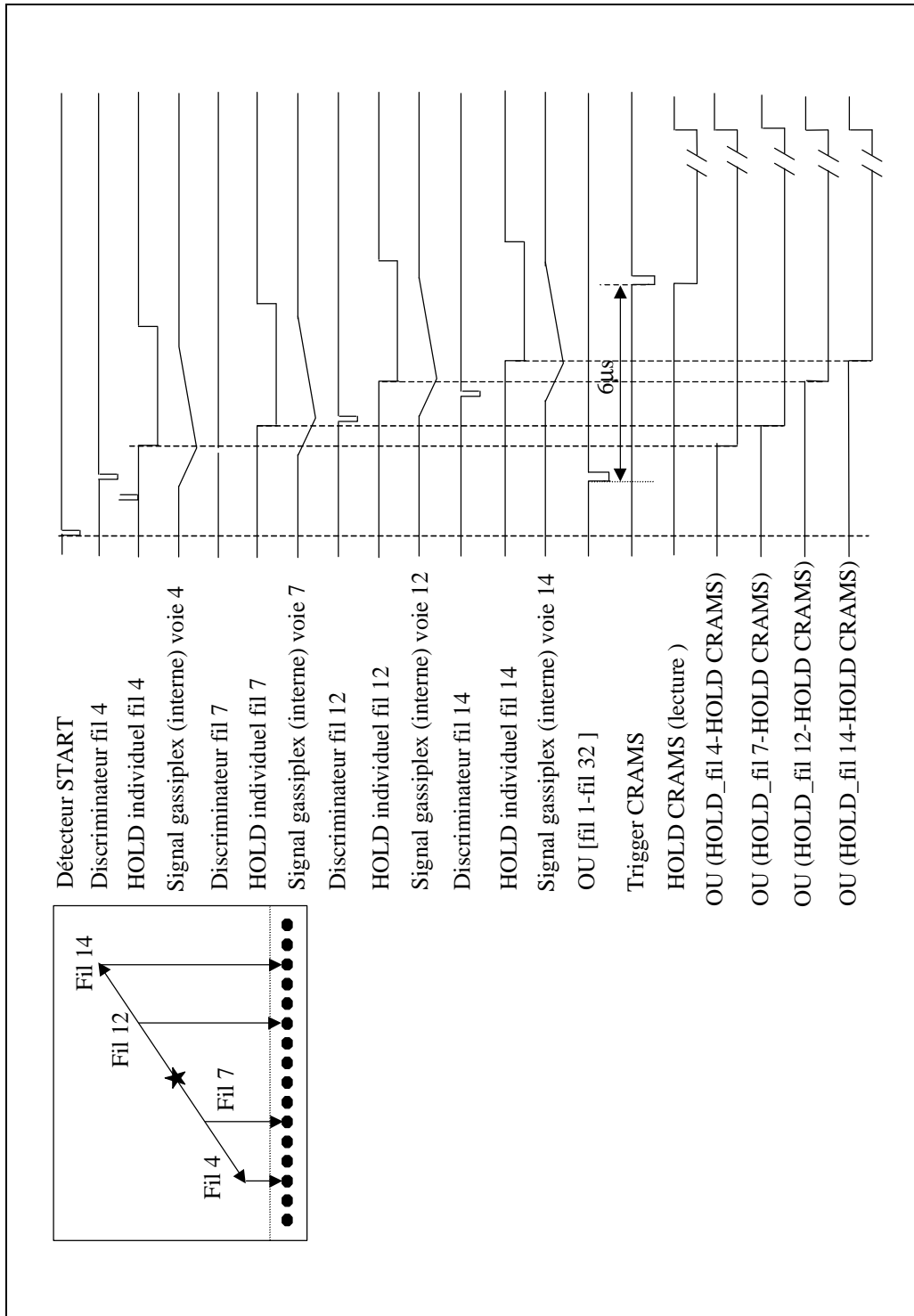


Figure II.12: Chronogramme de la logique des portes du TRACK&HOLD

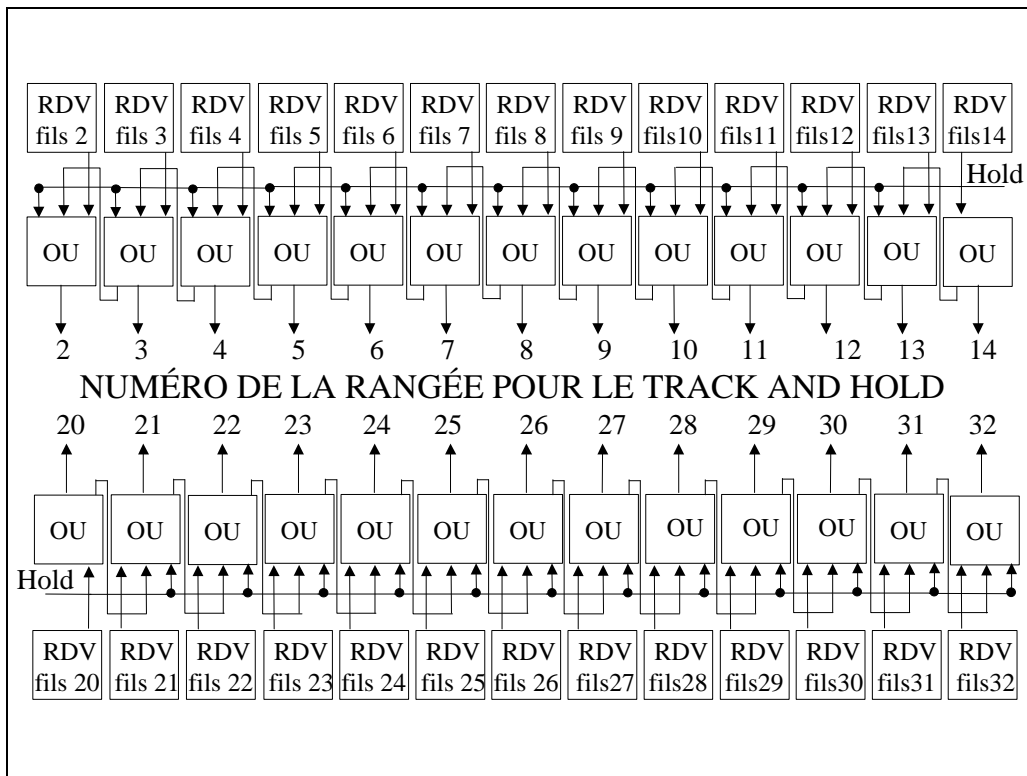


Figure II.13: Schéma de câblage des Track&Hold des GASSIPLEX

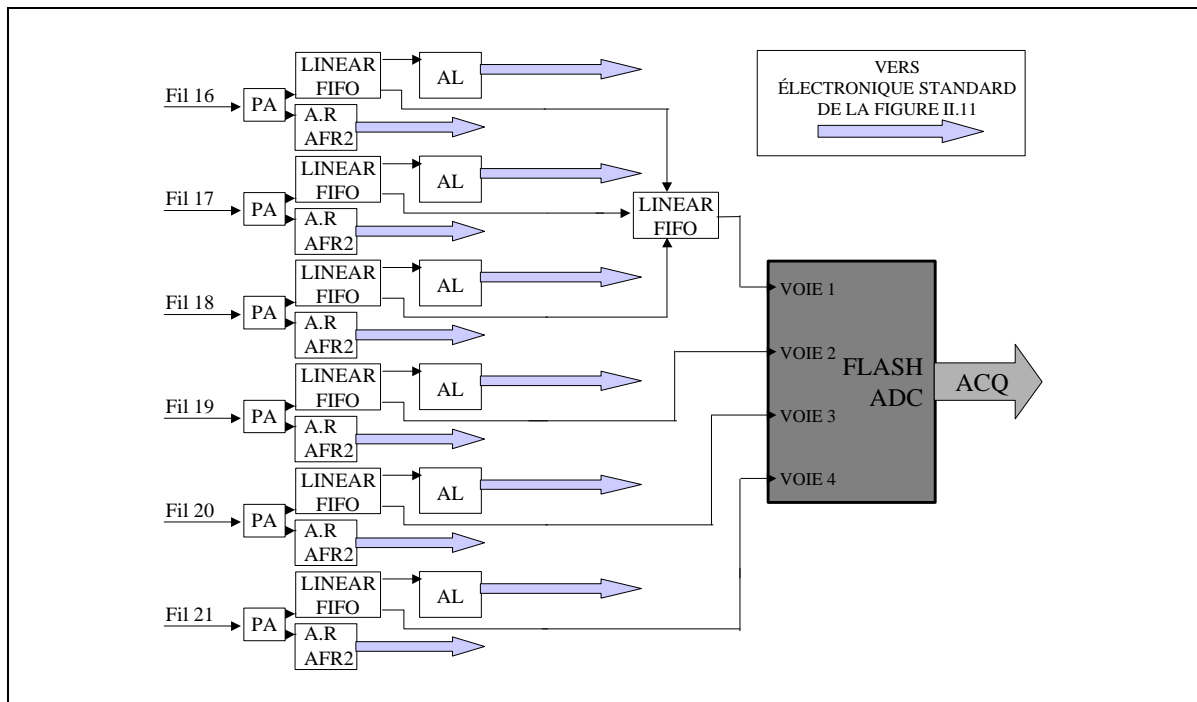


Figure II.14: Électronique des voies d'entrée du Flash-ADC

ADC	<i>Analogic to Digital Converter</i> : convertisseur analogique-numérique
ADC CRAMS	convertisseur analogique-numérique contrôle par un séquenceur
AR	Amplificateur Rapide
AL	Amplificateur Lent
BIDIV	Bi Diviseur: prend une fraction des déclenchements en entrée
CF - CFD	<i>Constant Fraction Discriminator</i> : discriminateur à fraction constante
DM01	Générateur de porte de durée variable avec retard ajustable
GDL - G&D	<i>Gate and Delay</i> : générateur de porte avec délais
Linear FIFO	Permet de recopier des signaux analogiques
Logical FIFO	Permet de recopier des signaux logiques
RDV	<i>Retard à Durée Variable</i> : permet de retarder les signaux
CLK	<i>Clock</i> : signal d'horloge des GASSIPLEX
TAC	<i>Time to Analogique Converter</i> : convertisseur temps amplitude
TDC	<i>Time to Digital Converter</i> : convertisseur de numérisation du temps
FCLR	<i>Fast Clear</i> : remise a zéro rapide
FTA	<i>Fast Trigger Analysis</i> : signal d'analyse rapide du trigger
TM	<i>Temps Mort</i>

Tableau II.1: Abréviations et sigles utilisés dans les schémas électroniques

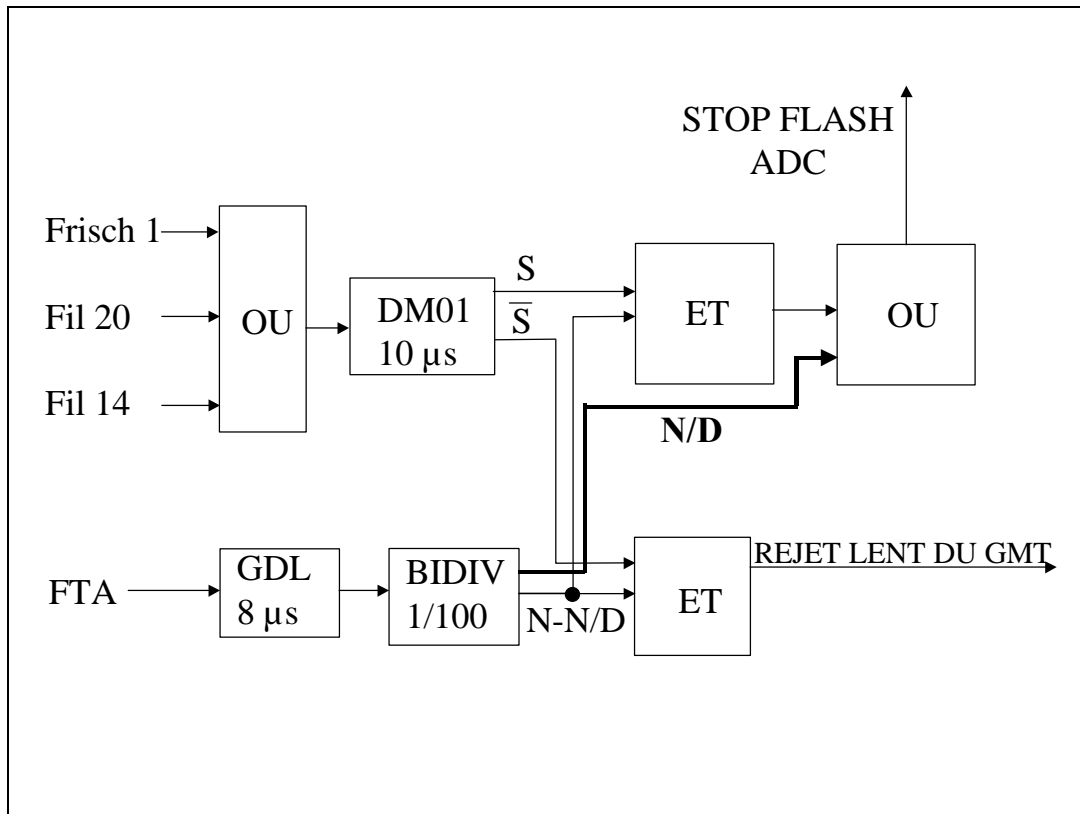


Figure II.15: Électronique du rejet lent et du flash-ADC

II.C.3) Réglage du retard des fractions constantes

Réglage des fractions constantes: le retard de la fraction constante doit être ajusté en fonction du type de détecteur et du temps de montée du signal physique. C'est pourquoi par exemple dans le cas de la fraction constante du détecteur Gastro, dont le signal physique est très rapide, le retard est de 2ns, ce qui est de l'ordre de grandeur du temps de montée du signal physique. Le signal des PCD est un peu plus lent, 100ns en sortie des amplificateurs rapides, comme le montre la figure II.16, les fractions constantes qui lui sont associées ont un retard de 50 ns. Ici le retard est proche de la moitié du temps de montée du signal physique. Le signal des fils de MAYA peut, lui, avoir un temps de montée encore bien plus important (voir figure II.17), le retard des fraction constantes est de 100ns, c'est le retard maximum disponible avec les modules utilisés (FFC8).

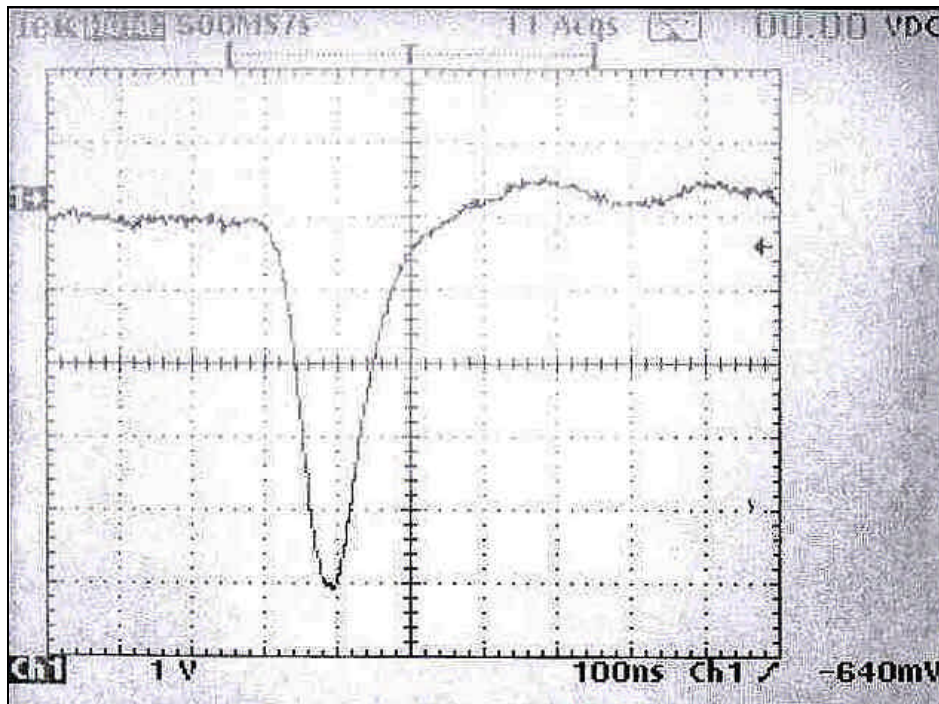


Figure II.16: Signal en sortie d'un amplificateur rapide pour les PCD

II.C.4) Réglage des retards et des longueurs des portes

Le retard des RDV pour la petite chambre à dérive correspond au temps de dérive maximum théorique. Pour un réglage nominal, le champ électrique réduit est de $3291 \text{ V.cm}^{-1}.\text{atm}^{-1}$, ce qui donne pour le mélange utilisé (isobutane à 1% d'alcool isopropyle) une vitesse de dérive de $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, soit pour les 7 cm un maximum de $1.4 \mu\text{s}$ de temps de dérive.

Le retard du module Gate and Delay utilisé pour retarder le signal du trigger du séquenceur pour la lecture des GASSIPLEX (CRAMS Sequencer) est de $10 \mu\text{s}$ à compter du premier fil touché. La vitesse de dérive est de l'ordre de $2.9 \text{ cm}/\mu\text{s}$, soit pour une distance de dérive maximum de 20 cm un temps de dérive maximum de $6.9 \mu\text{s}$. Donc avec $10 \mu\text{s}$ de retard pour la lecture nous sommes sûrs que la lecture des pads intervient après la dérive des électrons.

Les délais des RDV utilisés pour les TRACK&HOLDS sont de 1.2 μ s cela correspond au temps de mise en forme des GASSIPLEX. Cela permet de mémoriser les valeurs crêtes des signaux amplifiés. La longueur de ce signal est 10 μ s pour que les TRACK&HOLD soient maintenus jusqu'à ce que le séquenceur CRAMS génère lui même un TRACK&HOLD (voir précédemment). La fenêtre de 8 μ s générée par de DM01 sur le signal du FTA permet d'inhiber un éventuel redéclenchement des FCC8 pendant le déroulement d'un évènement.

II.C.5) Numérisation des signaux fils: le Fash-ADC

Sur les diagrammes électroniques apparaît un module de type Flash-ADC avec 4 voies. Les 4 voies sont respectivement, la somme des signaux des préamplificateurs des fils 16,17 et 18, le signal du préamplificateur du fil 19, le signal du préamplificateur du fil 20 et le signal du préamplificateur du fil 21. Ces signaux devraient permettre par une analyse de forme d'étudier les réactions dans les cas où le plan de réaction fait un angle supérieur à 45 degrés avec le plan de l'anode. Cette analyse des signaux reste encore à développer. La figure II.17 montre 4 exemples de ces traces. Le temps entre chaque échantillon (en abscisse) est de 50ns.

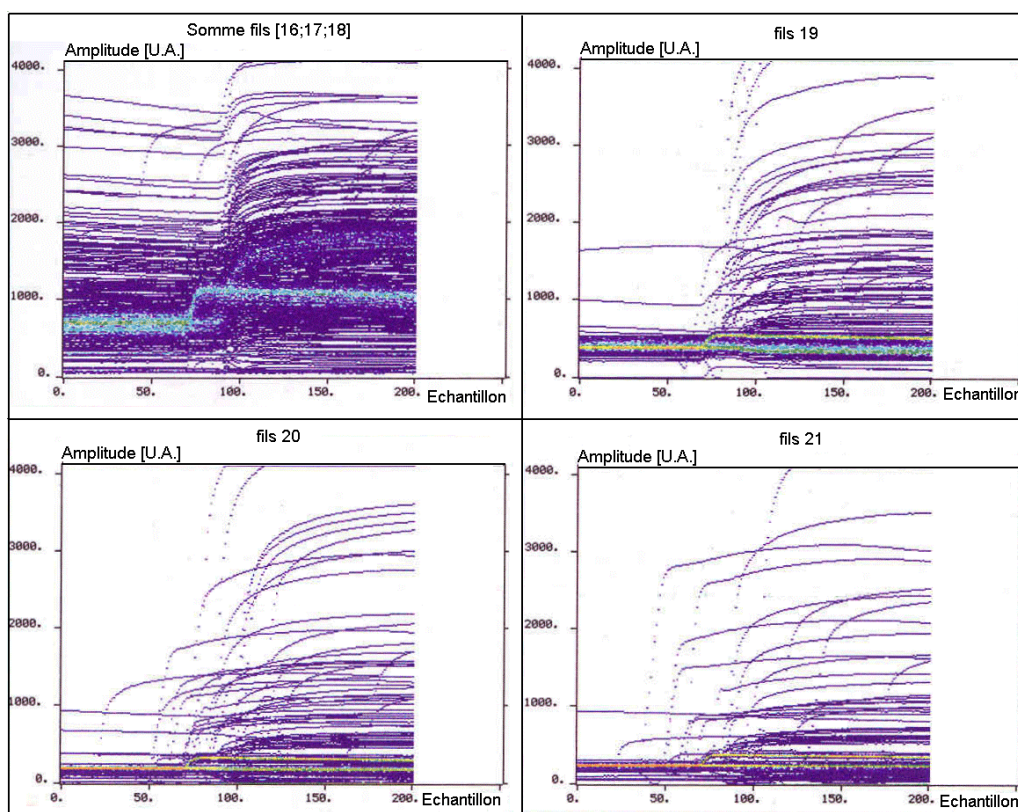


Figure II.17: Signaux obtenus pour les 4 voies du Flash-ADC

III) Traitement et analyse de données

Dans ce chapitre sont présentées, les méthodes utilisées pour le traitement des données, c'est à dire la reconstruction des paramètres cinématiques de la réaction et l'identification des participants. Les méthodes d'analyse qui permettent d'isoler les données pour chacune des réactions étudiées sont décrites ensuite. Les résultats du traitement des données, les sections efficaces expérimentales, ne sont pas présentés ici mais dans le chapitre V où ils sont discutés et comparés aux calculs présentés dans le chapitre IV.

III.A) Traitement des données: reconstruction des trajectoires

L'une des particularités de ce détecteur est la détection de trajectoires en 3 dimensions. Pour obtenir ces trajectoires, il a été nécessaire de développer un programme d'analyse de données pour de telles reconstructions. Au début de ce travail nous supposions que des programmes de reconstruction de trajectoires pourraient être empruntés à d'autres domaines, comme la physique des hautes énergies où le tracking des particules est couramment utilisé. Mais notre cas présente la particularité de suivre des particules qui ne quittent pas le détecteur et, où la mesure du point d'arrêt est même une donnée de première importance. Considérant cela, et qu'à notre connaissance MAYA est le premier détecteur de ce type, il nous est finalement apparu plus simple de créer un programme totalement nouveau. Prenant en compte la limitation de temps, nous nous sommes imposé certaines

contraintes. Comme déjà expliqué plus haut, nous ne traitons que des réactions binaires qui ont l'avantage de se situer dans un plan de réaction.

Les valeurs utilisées lorsque cela n'est pas précisé sont des valeurs calibrées. La calibration des pads est faite à l'aide d'un générateur d'impulsion. On génère, sur les fils, des impulsions dont le rapport d'amplitude, avec une impulsion choisie comme référence, est connu. Puis on corrige les valeurs mesurées, pour chacun des pads, par deux coefficients obtenus à partir d'un fit linéaire. De cette façon, on obtient une réponse identique pour les pads (Figure I.16). Les temps fils sont calibrés par une méthode similaire, mais à partir d'un retard connu, et pour un fit sur 2 points. La figure III.1 montre les données à partir desquelles est fait la reconstruction de trajectoire. Les valeurs de la matrice sont la charge des pads de l'anode, qui par clarté de lecture sont multipliées par le facteur $Q_{norm} = 0,1$ (en haut de la figure) et arrondies à la valeur entière la plus proche. Sur la droite, les valeurs sont respectivement l'énergie (non calibrée) des fils correspondant à la rangée de pads et le temps de ces mêmes fils. Les 20 valeurs en bas à gauche sont les énergies brutes pour les 20 CsI. Cet affichage a été utilisé pendant l'expérience pour vérifier le bon fonctionnement du détecteur.

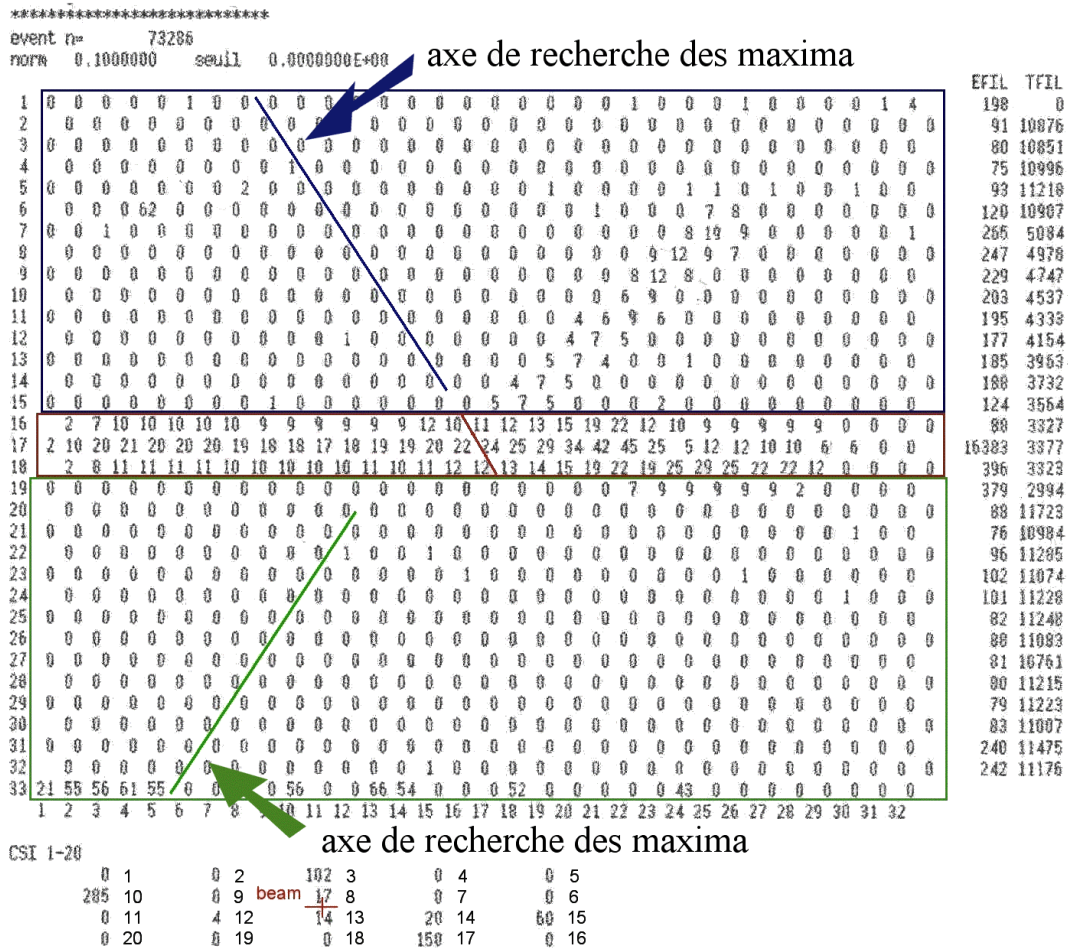


Figure III.1: Visualisation des données brutes du détecteur MAYA.

III.A.1) Détermination du plan de réaction

Pour le traitement, l'anode est divisée en 3 zones (ces zones sont délimitées pour l'analyse des protons par les cadres sur la figure III.1), le côté gauche, la partie centrale et le côté droit. Les limites de ces zones peuvent être modifiées en fonction de la cinématique des réactions d'intérêt. La figure III.2 présente une vue schématique du détecteur qui permet de bien comprendre son fonctionnement. Les temps fils sont utilisés pour reconstituer le plan de la réaction. En utilisant le spectre du temps fil 17 et sachant que la position en Z du faisceau par rapport au plan de fils est de 10 cm, on obtient la vitesse de dérive des électrons. On a un temps de dérive moyen pour le faisceau de 2968.6 ns. Cela donne une vitesse de dérive de 33.68 mm/ μ s. Cette vitesse de dérive permet d'obtenir la

coordonnée en Z correspondante, pour chacun des 33 fils. La coordonnée Y étant connue pour chacun de ces fils. Le programme recherche en suite, par minimisation de χ^2 , la meilleure droite, dans le plan (Y,Z), et passant par les fils qui vérifient les conditions suivantes: Les fils 16, 17 et 18 sont exclus du calcul ainsi que les fils dont le temps est supérieur à 8000 ns ou inférieur à 1000 ns. Les temps sont comptés à partir du START provenant du signal Ybas des Petites Chambres à Dérive. Les coordonnées de la droite sont utilisées pour reconstituer la coordonnée Z_{fit} du fil 17. Cette position est comparée à celle obtenu à partir du temps du fil 17 et de la vitesse de dérive. Si cette distance excède 15 mm, l'événement, considéré comme une coïncidence fortuite, est alors rejeté. En plus du coefficient directeur et du décalage à l'origine, l'angle du plan de réaction avec le plan de l'anode (X,Y), appelé angle φ , est obtenu dans cette partie du programme. La déviation standard est sur la mesure des temps fils d'environ 7 ns. Cette valeur est obtenue à partir de l'étude des temps fils et du résultats sur le fit donnant les caractéristique du plan de réaction. Cette valeur de la déviation standard donne pour une trajectoire ayant une projection sur l'axe Y de 50 mm:

$$\Delta\theta = \tan^{-1}\left(\frac{7 * 2.35 * 33.68 * 10^{-3}}{50}\right) = 0.63^\circ \text{ FWHM} \quad (3.1)$$

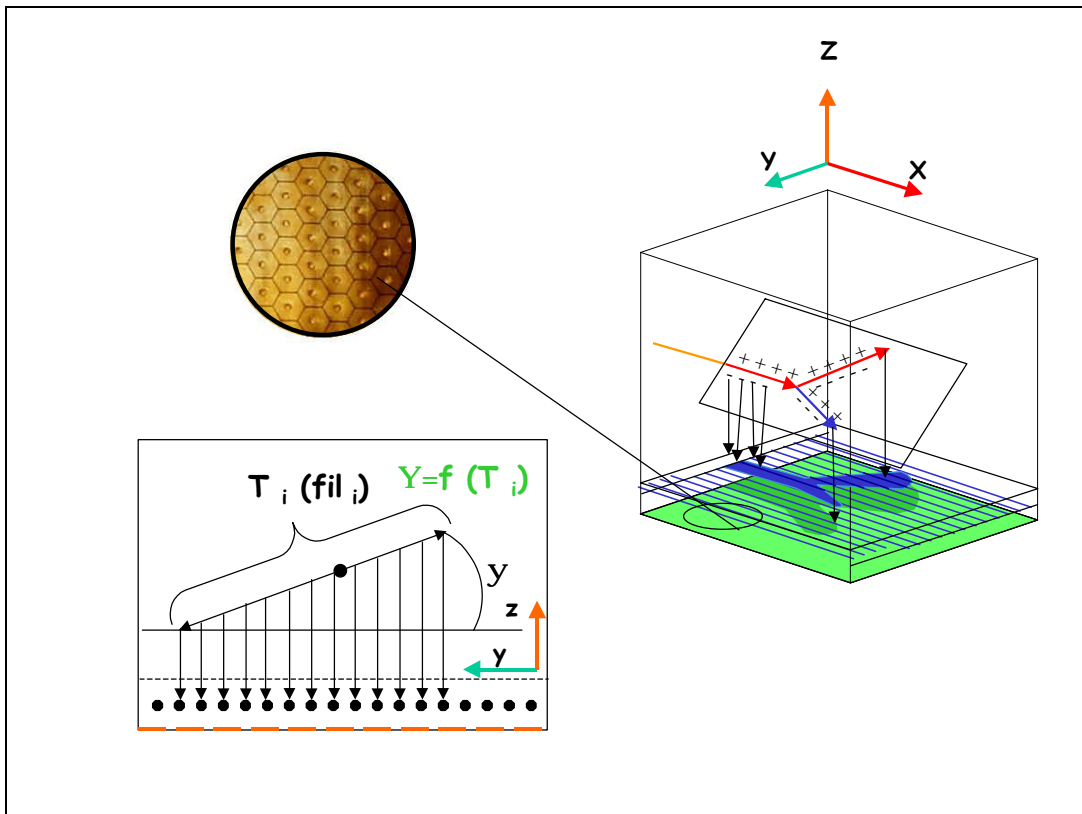


Figure III.2: Vue schématique de MAYA et reconstruction du plan de réaction.

III.A.2) Correction de la charge collectée

Avant de commencer la reconstruction de trajectoire nous avons appliqué des corrections aux charges collectées sur les pads. Durant l'expérience nous avons constaté une diminution de la charge collectée, corrélée avec une diminution des valeurs mesurées pour les énergies fils. Ce comportement montre que malgré la circulation continue du gaz, la composition de celui-ci change au cours du temps. Ce vieillissement se traduit par une augmentation des impuretés dans le gaz, qui a pour effet d'augmenter les recombinaisons électrons-ions. Cette variation représente environ 10% de la charge collectée, entre le premier et le dernier événement d'un groupe de *runs*, et est présente dans chacun des deux groupes de *runs* utilisés pour l'analyse. Pour corriger cette variation, qui dépend du temps, c'est le numéro de l'évènement et non le temps qui est utilisé. Cette correction suppose donc une intensité relativement constante pour le faisceau. La correction est faite selon la

formule (3.2). Le résultat de cette correction est mis en évidence sur la figure III.3. Même si elle n'est pas spectaculaire cette correction a nettement amélioré la qualité de l'identification.

$$Q_{\text{corrigé}} = Q_{\text{collecté}} \left(1 + 0.1 \left(\frac{N_{\text{evenement}}}{N_{\text{total}}} \right) \right) \quad (3.2)$$

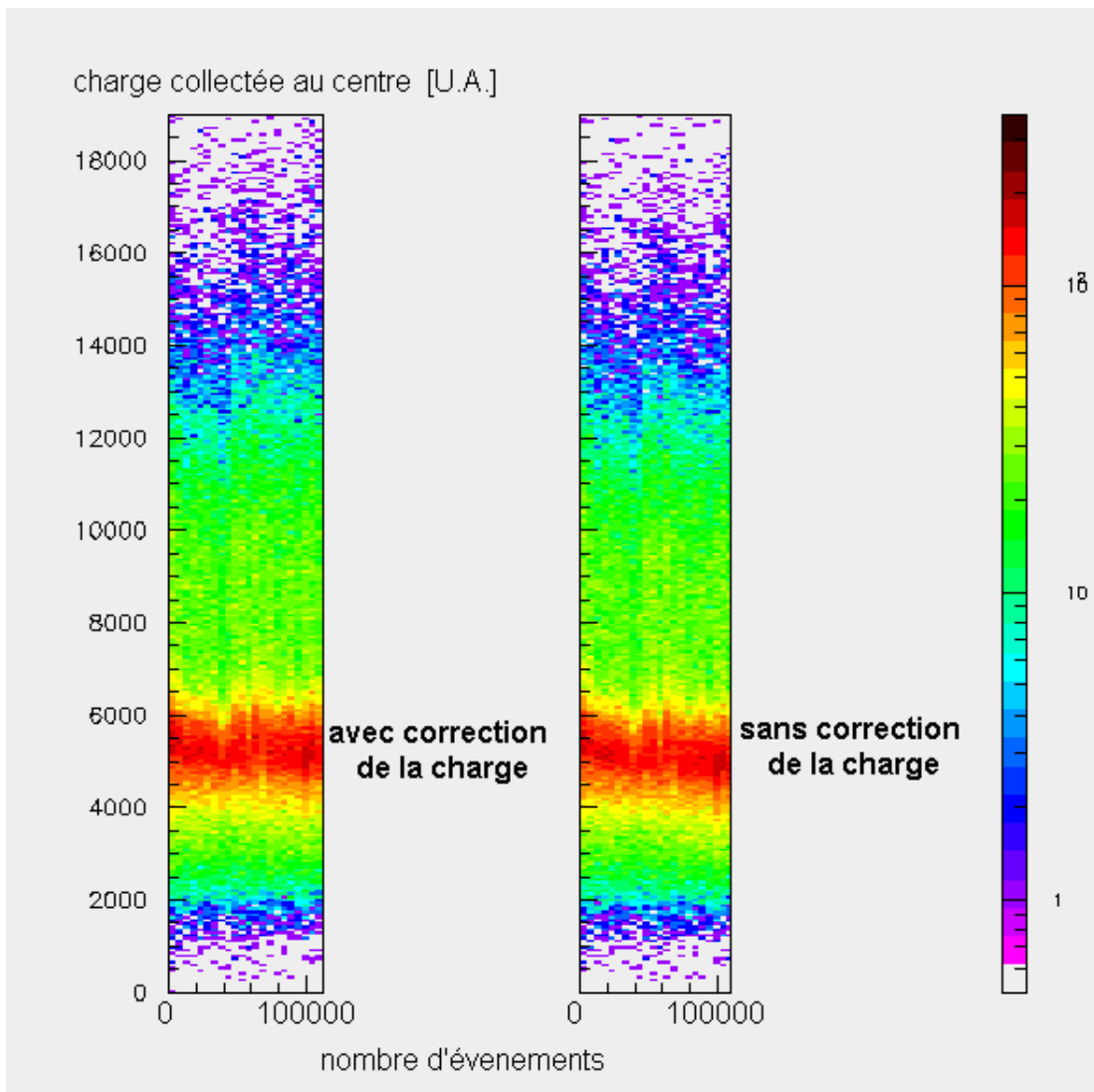


Figure III.3: Effet de la correction de la charge pour le vieillissement du gaz.

Un autre phénomène a été mis en évidence. La recombinaison durant le parcours est suffisamment importante pour être observable, comme le montre la figure III.4. Dans cette

figure est montré le rapport entre des charges collectées pour des particules détectées dans des CsI situés dans des positions symétriques par rapport au faisceau, mais à différentes hauteurs par rapport à l'anode. Nous avons donc appliqué une deuxième correction pour la charge.

$$\text{charge corrigée} = 0.88 + 0.012 * Z_{\text{fil}}(i) \quad (3.3)$$

Cette correction est donnée par la formule (3.3). Cette formule est une approximation linéaire obtenue à partir de la courbe de la figure III.4. Dans cette formule la variable $Z_{\text{fil}}(i)$ est en millimètres et représente la distance de dérive associée au fil i . Cette correction varie entre 0.88 et 1.12, elle s'applique à la fois au signal du fil(i) et à la charge collectée par les pads de la rangée (i).

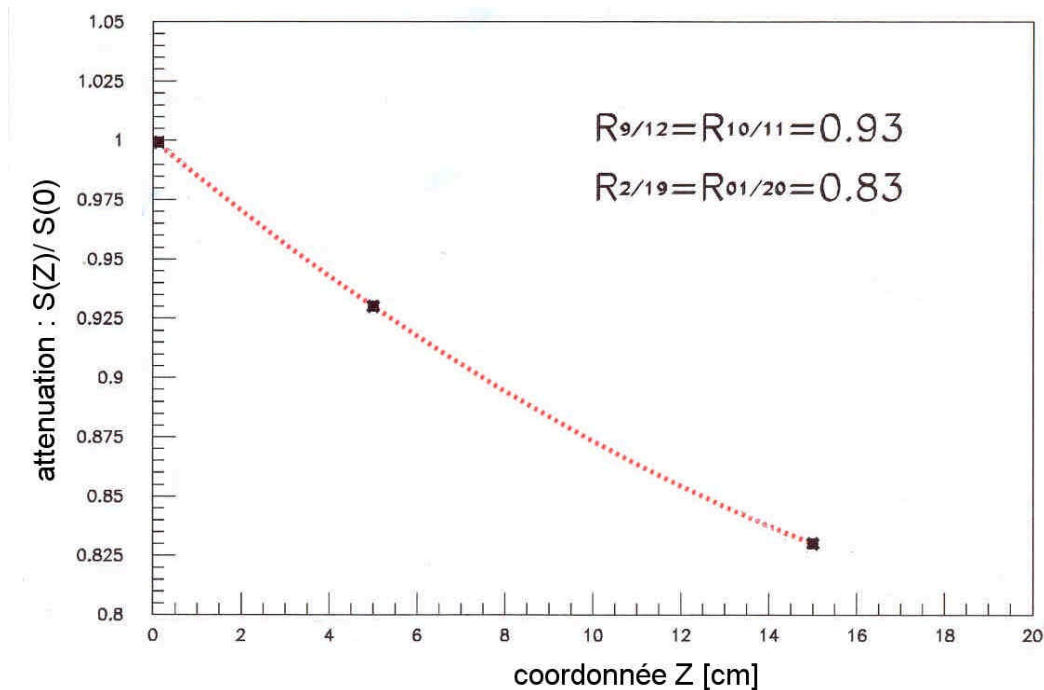


Figure III.4: Atténuation de la charge collectée en fonction de la distance de dérive

III.A.3) Localisation des trajectoires sur les pads et mesure de la charge collectée

Dans cette seconde partie c'est l'information provenant du plan de pads qui va être utilisée. Dans un premier temps nous allons rechercher les pads qui se trouvent directement sous la trajectoire des particules, c'est à dire les pads ayant reçu le plus grand signal. Cette recherche de maximum est faite en utilisant la même méthode, mais de façon indépendante pour chacune des trois zones de l'anode définies plus haut. La recherche se fait en se déplaçant selon les axes de symétrie des hexagones, les hexagones étant alignés selon ces axes. Pour le côté gauche et le centre, la recherche se fait selon l'axe à 60 degrés dans le repère (X,Y), et du bord vers le centre de l'anode. Cette recherche commence par l'axe le plus éloigné de l'entrée du détecteur. Cet axe a été choisi pour éviter au maximum une recherche sur un axe colinéaire, ou presque, à une des trajectoires. Pour ces mêmes raisons un axe à -60 degrés est utilisé pour la partie droite du détecteur. La recherche se faisant également des pads du bord du détecteur vers les pads du centre, et en commençant par l'axe le plus éloigné de l'entrée. Un pad est considéré comme un maximum local si quatre et plus des six pads qui l'entourent ont une valeur inférieure à la sienne, et non nulle. Cette méthode permet de repérer plusieurs maxima sur les rangées et de signaler la présence de 2 trajectoires (ou plus) sur une même zone du détecteur. Dans l'hypothèse où au moins trois des rangées présentent au moins deux maxima, on considère qu'il existe deux trajectoires, l'événement est alors rejeté. De même il faut au moins trois maxima uniques sur une zone pour que l'analyse de l'événement se poursuive. Nous profitons de cette procédure qui va lire tous les pads pour faire une somme de la charge collectée par les pads sur chacune des trois zones.

III.A.4) Reconstruction du point de passage exact sur les pads

Pour déterminer le point de passage exact des particules sur les pads nous utilisons la méthode dite de sécante hyperbolique. La position du point de passage de la particule par rapport au centre du pad portant la charge maximale est donnée par [SAV03]:

$$R_{pad} = w \cdot \frac{\frac{1}{2} \left(\log \left(\frac{(1+A1)}{(1-A1)} \right) \right)}{\log(A2 + \sqrt{(A2)^2 - 1})} \quad (3.4)$$

avec:

$$A1 = \frac{\sqrt{\left(\frac{Q_i}{Q_{i+1}}\right)} - \sqrt{\left(\frac{Q_i}{Q_{i-1}}\right)}}{2 * \sinh(A2)} \quad (3.5)$$

et:

$$A2 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{Q_i}{Q_{i+1}}\right)} + \sqrt{\left(\frac{Q_i}{Q_{i-1}}\right)} \right) \quad (3.6)$$

w étant un facteur de normalisation correspondant à la distance entre les pads dans l'axe considéré (ici 8.86 mm).

III.A.5) Reconstruction des trajectoires et détermination du lieu de réaction

Lorsqu'une des zones présente la signature d'une trajectoire unique, sur le même principe que pour la reconstruction du plan de réaction, c'est un ajustement de la meilleure droite qui va nous donner les caractéristiques de la trajectoire dans cette zone. Ces caractéristiques sont les suivantes: le coefficient directeur et le décalage à l'origine de la trajectoire dans les coordonnées du plan (X,Y), ainsi que l'angle avec l'axe X. Il ne faut pas oublier ici que c'est la projection sur l'anode de la réaction que est analysé. La figure III.5 montre un exemple de reconstruction. Cette reconstruction est faite en introduisant, dans un programme de simulation de MAYA, les données pour une réaction de diffusion élastique ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$ à une énergie et avec un angle de diffusion connus, et pour un événement dont le plan de réaction est parallèle à l'anode. La distribution de charge sur les

pads obtenue par ce programme est aussi utilisée comme donnée pour le programme d'analyse ce qui permet un contrôle rapide des résultats de ce programme d'analyse.

L'un des problèmes liés aux reconstructions des points de passage exacts vient des algorithmes utilisés. Ces algorithmes permettent de faire le lien entre les distributions de charges et le point de passage. Or si l'algorithme n'est pas adapté à la géométrie du détecteur, ou trop approximatif, des erreurs dans les reconstructions apparaissent. Ces erreurs se manifestent par des déviations entre la position réelle et la position calculée. Des exemples de ces problèmes sont présentés dans la référence [END81]. Pour vérifier que la méthode SECHS est efficace, nous avons construit les matrices présentées dans les figures III.6 et III.7 qui montrent le résultat de la reconstruction, pour le côté gauche et le côté droit. Pour cette matrice nous nous sommes limités aux trajectoires longues, pour avoir un maximum de points pour la reconstruction de la trajectoire. Cette condition est obtenue en choisissant les événements pour lesquels un signal CsI est supérieur à un seuil, et pour lequel le Xvertex est compris entre 50 mm et 100 mm. La coordonnée X des matrices est obtenue en recherchant le maximum sur la rangée à $+60^\circ$, à gauche (respectivement sur la rangée à -60° , à droite) (voir figure II.1) et passant par le 12^{ème} pad de la rangée 17 (rangée parallèle au faisceau), et en recherchant ensuite la projection sur l'axe du faisceau (axe des X) de la position exacte (obtenue à partir de la charge sur les pads et en utilisant la méthode SECHS). La coordonnée Y des matrices est la projection sur l'axe du faisceau (axe des X) du point d'intersection de la meilleure droite passant par les points reconstruits et d'une droite passant par l'une des rangées définies plus haut. Cette représentation montre clairement qu'il n'y a, ni trou, ni de point d'accumulation à gauche comme à droite, et qu'il n'y a pas non plus de discontinuité lors du changement d'un pad à un autre. Un autre résultat important, du point de vue expérimental est visible dans cette figure, on voit que les non-linéarités sont très faibles. Dans le premier chapitre nous avons vu que cette méthode donne une résolution théorique de l'ordre de 0.3 mm. Les figures III.8 et III.9 montrent des projections de ces matrices sur l'axe des positions individuelles, pour une tranche mince. Ces projections nous permettent d'évaluer la résolution expérimentale. On constate que la résolution mesurée est en accord avec la résolution théorique.

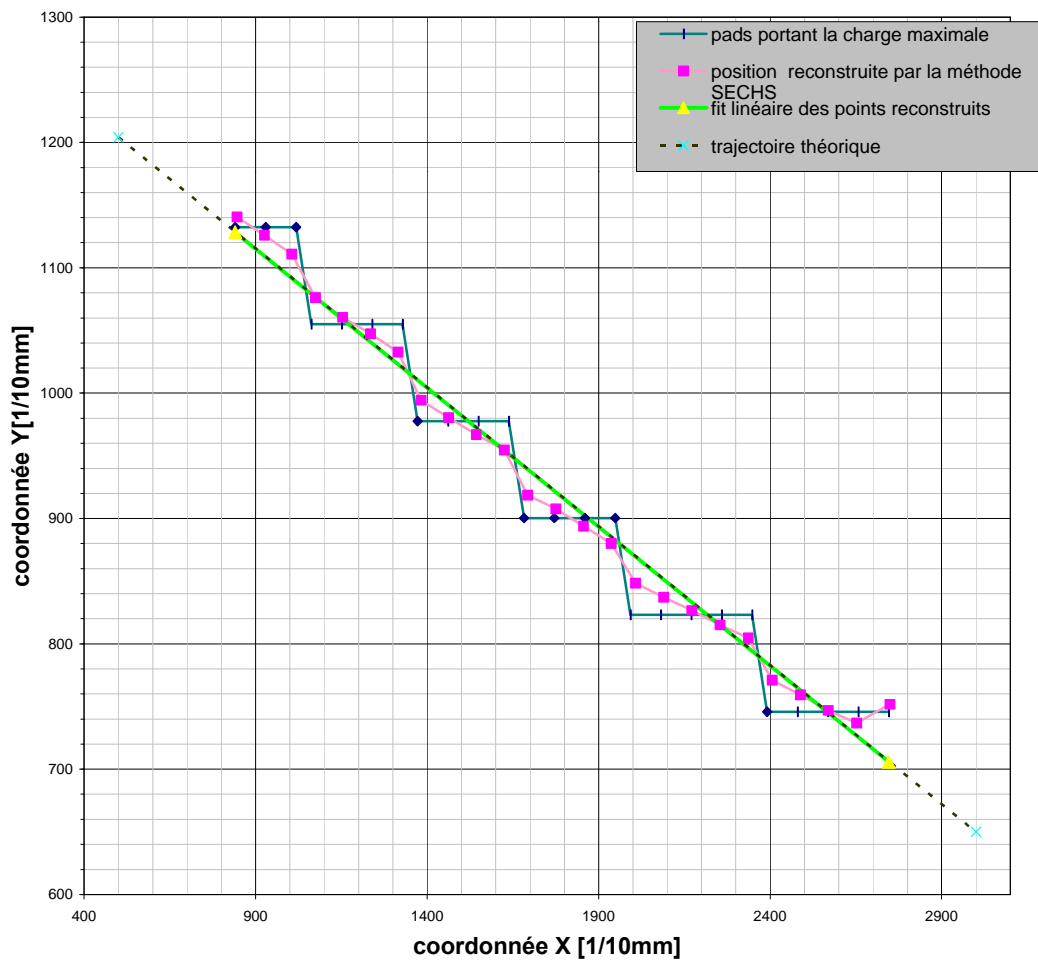


Figure III.5: Exemple de reconstruction pour une trajectoire simulée

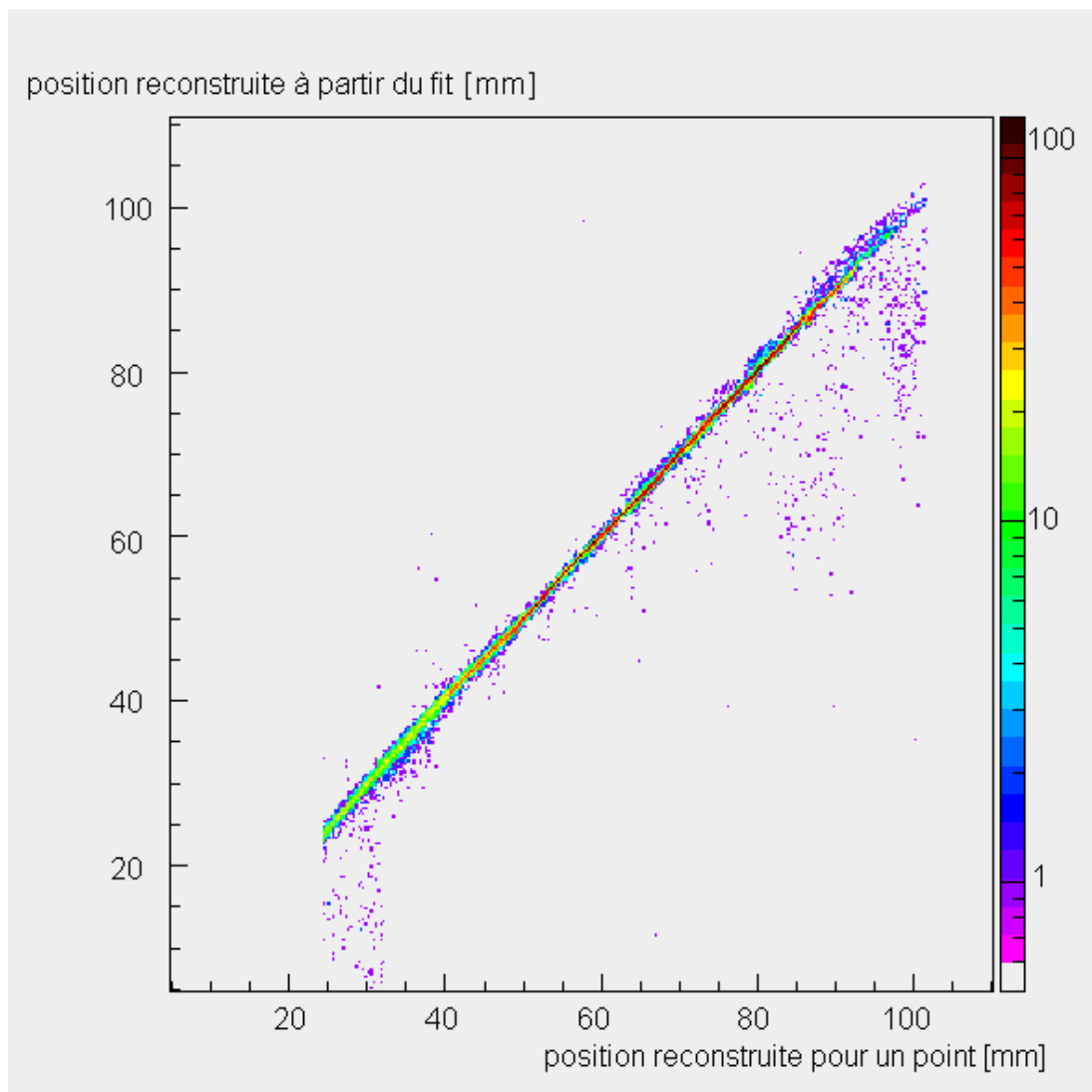


Figure III.6: Matrice de la corrélation entre la position de passage sur une rangée obtenu à partir de 3 pads, et la position obtenue à partir de la droite de la trajectoire moyenne pour des trajectoires longues pour une trajectoire dans la partie gauche du détecteur

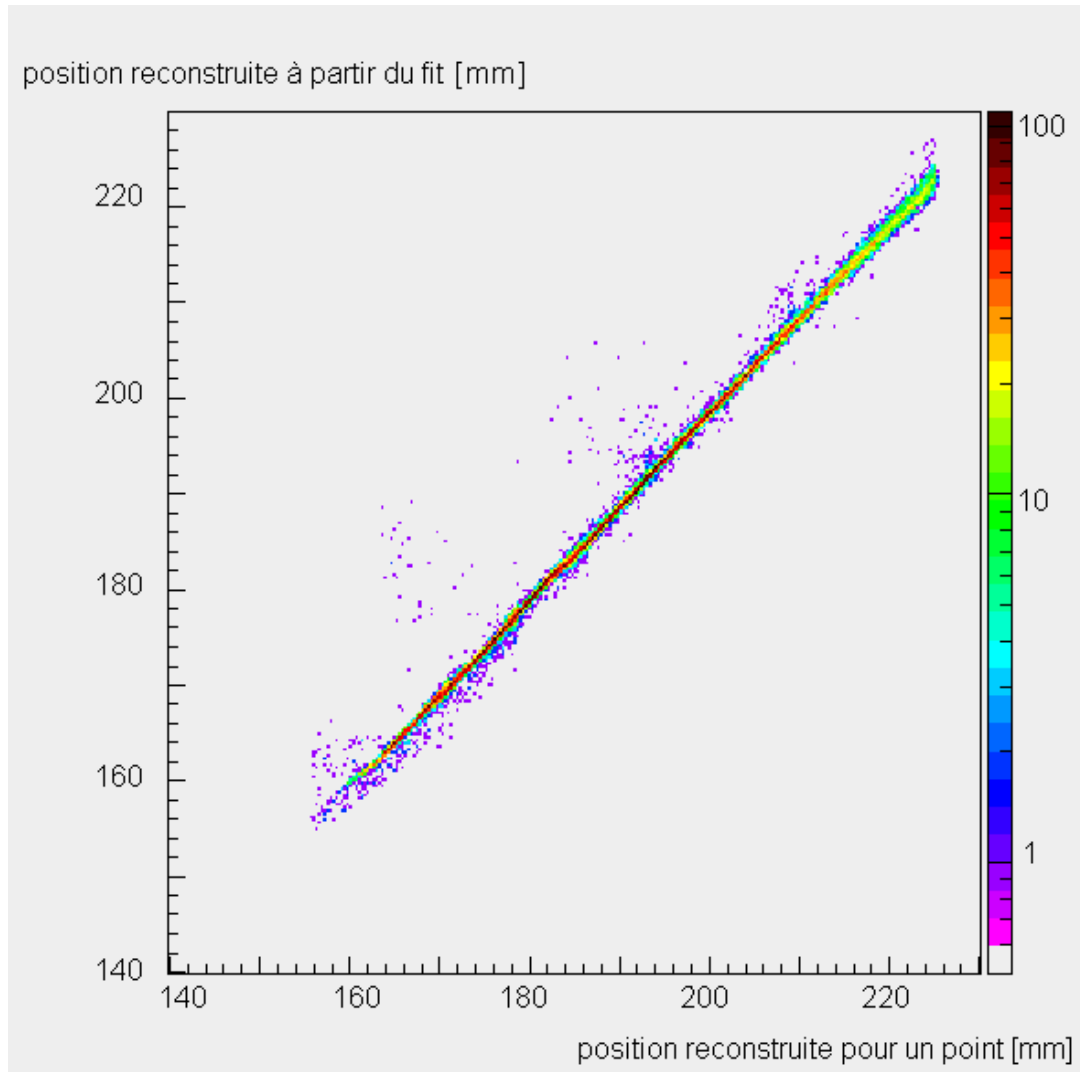


Figure III.7: Matrice de la corrélation entre la position de passage sur une rangée obtenu à partir de 3 pads, et la position obtenue à partir de la droite de la trajectoire moyenne pour des trajectoires longues pour une trajectoire dans la partie droite du détecteur

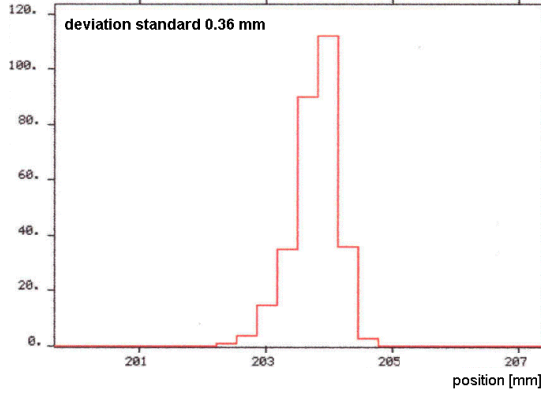


Figure III.8: Projection d'une tranche de la matrice de la figure III.6, sur l'axe de la reconstruction de la position par 3 pads, autour du pad (9,23)

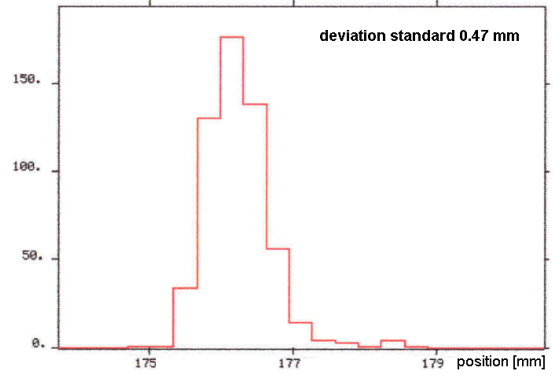


Figure III.9: Projection d'une tranche de la matrice de la figure III.6, sur l'axe de la reconstruction de la position par 3 pads, autour du pad (7,27)

Les coordonnées obtenues pour l'une ou l'autre des zones latérales permettent d'obtenir le point d'intersection de la trajectoire avec le faisceau incident. Le faisceau incident est assimilé à la droite passant par le centre de la rangée 17 (rangée situé sous le faisceau). Ce point d'intersection est donc le lieu de la réaction, de ce lieu nous pouvons déterminer l'énergie de réaction. La résolution sur le point d'interaction peut être évaluée par la formule 3.7:

$$\Delta_{X\text{VERTEX}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta Y_{\text{FAISCEAU}}}{\tan(\theta_{\text{DIFF}})}\right)^2 + \left(R \left(\sin\left(\frac{\Delta\theta_{\text{DIFF}}}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_{\text{DIFF}}}{2}\right)\right)\right)^2} \quad (3.7)$$

avec $\Delta Y_{\text{FAISCEAU}}$ la dispersion sur la position Y du faisceau, θ_{DIFF} l'angle de la particule diffusée, $\Delta\theta_{\text{DIFF}}$ l'incertitude sur l'angle de diffusion et R le parcours de la particule diffusée. La résolution angulaire de la particule diffusée est obtenue par la formule 3.8 qui est identique à la formule 3.1, avec une valeur moyenne de θ_{DIFF} de 45 degrés, un parcours moyen de 100 mm et une résolution sur la position de 0.3 mm FWHM.

$$\Delta\theta_{\text{DIFF}} = \tan^{-1}\left(\frac{0.3 * 2.35 * \sqrt{2}}{100}\right) = 0.56 \text{ degrés FWHM} \quad (3.8)$$

Nous avons choisi de ne pas reconstruire le point passage du faisceau. En effet, comme cela est expliqué dans le premier chapitre, la structure des fils introduit une digitalisation sur la reconstruction des points de passage particulièrement importante pour des trajectoires parallèles aux fils ce qui est le cas ici. L'utilisation des petites chambres à dérive n'est pas facile non plus car la position de celles-ci relativement à MAYA n'était pas très bien déterminée. Enfin l'utilisation de la coordonnée Y (axe perpendiculaire au faisceau) du point de passage nous aurait obligé à utiliser différentes méthodes de calcul en fonction du point de réaction, ce qui n'était pas souhaitable pour une première expérience. Comme nous ne reconstituons pas le point de passage du faisceau nous avons $\Delta Y_{\text{faisceau}}=3.0$ mm FWHM. Cette valeur est obtenue à partir de l'image du faisceau sur les Petites Chambres à Dérive. On obtient, d'après 3.7, une résolution en X_{vertex} de l'ordre de: $\Delta X_{\text{vertex}}=3.1$ mm FWHM. Soit environ 25 KeV/n avec un X_{vertex} de 50 mm, et 35 KeV/n avec $X_{\text{vertex}}= 100$ mm. Cette résolution pourra être améliorée lorsqu'une détermination précise du point de passage du faisceau sera faite.

III.A.6) Détermination du point d'arrêt des particules

Pour la détermination des points d'arrêt, nous utilisons le centre de gravité de la dérivée de la charge collectée sur les rangées. Toutes les rangées et tous les pads ne sont pas pris en compte. Les rangées prises en compte sont: la rangée sur laquelle la charge collectée est maximale, pour la zone considérée, ainsi que les 3 rangées situées après celle-ci. Pour ces trois rangées, les pads pris en compte dans le calcul sont les pads dont les centres sont situés dans un demi-cercle de rayon de 27.58 mm (espacement entre 3 centres de pads), autour du pad de plus grande charge pour la rangée de plus grande somme, comme montré sur la figure III.10. La formule 3.9 est utilisée pour déterminer la projection du point d'arrêt sur un axe perpendiculaire à l'axe de recherche des maxima locaux:

$$\text{Raxe}_{\text{arrêt}} = \frac{\sum_{i=K_{\text{max}}}^{i=K_{\text{max}}+3} \left[\frac{(Q_i - Q_{i+1})}{(\text{Raxe}_i - \text{Raxe}_{i+1})} \right] * \text{Raxe}_i}{\sum_{i=K_{\text{max}}}^{i=K_{\text{max}}+3} \left[\frac{(Q_i - Q_{i+1})}{(\text{Raxe}_i - \text{Raxe}_{i+1})} \right]} \quad (3.9)$$

Le parcours corrigé est obtenu en prenant en considération l'angle entre l'axe utilisé pour le calcul de la formule 3.9 et la trajectoire de cette particule. La figure III.11 montre une reconstruction pour le faisceau direct d' ^8He à 3.9 MeV/n, et la figure III.12 montre la reconstruction des points d'arrêt pour une source alpha à trois pics. On remarque ici que pour le faisceau direct et la source alpha, l'algorithme de reconstruction du point d'arrêt est bon. Il donne une résolution bien supérieure aux tables du programme SRIM, cet écart diminue néanmoins de façon significative pour les calculs Monte-Carlo du programme TRIM qui donne des valeurs de straggling bien plus faibles. On voit aussi que pour la reconstruction avec la source alpha, pour laquelle les particules peuvent avoir un angle plus grand avec les rangées, des problèmes peuvent apparaître. On voit aisément sur la figure III.12 [CAA03] que le dernier des pics est très déformé et que le parcours moyen qui lui correspond est surestimé. Les résolutions obtenues sur le calcul des ranges peuvent être interprétées comme des résolutions sur la mesure d'une énergie. On obtient alors les résultats suivants: ^8He à 31.2 MeV pour une pression dans MAYA d'une atmosphère $\Delta E=110$ Kev, Pour le ^{13}C à 149 MeV à la même pression $\Delta E=2.2$ MeV, et pour des alpha de 5.4 MeV avec un pression dans MAYA de 50 mBar $\Delta E=45$ KeV.

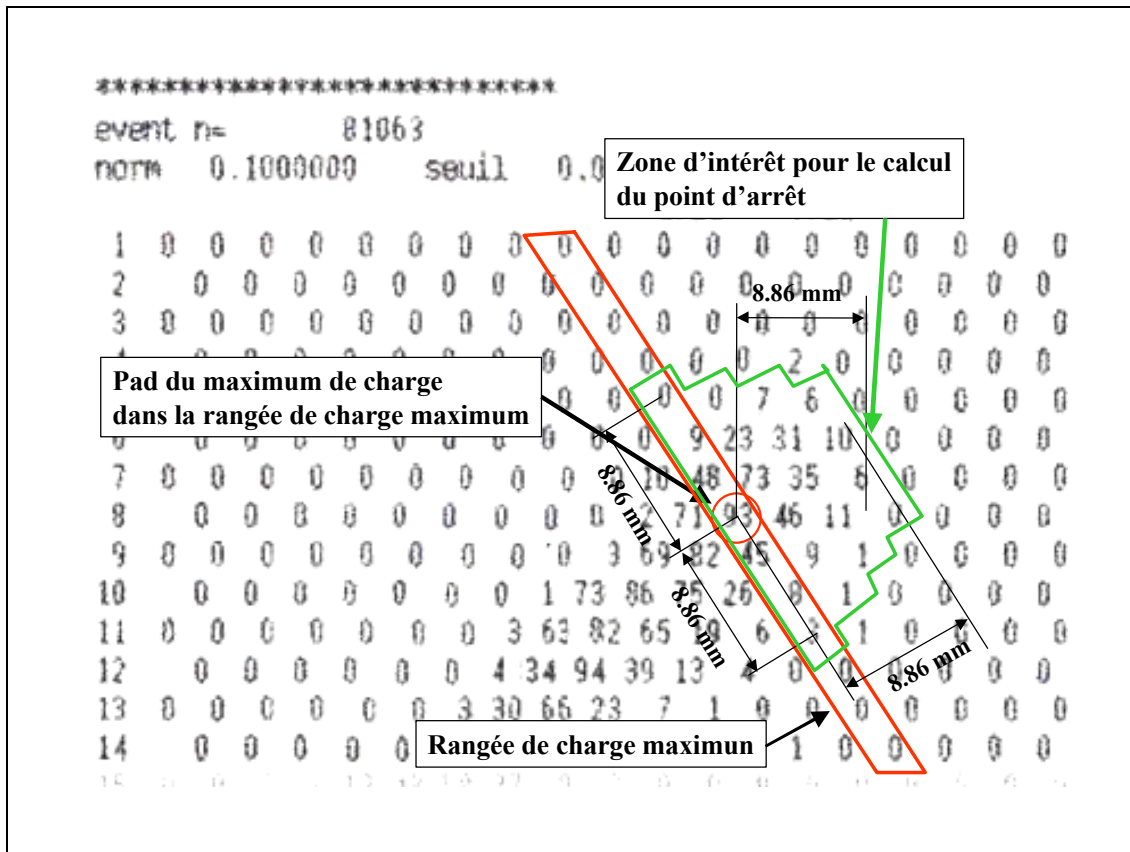


Figure III.10: Exemple des pads utilisés pour la détermination du point d'arrêt

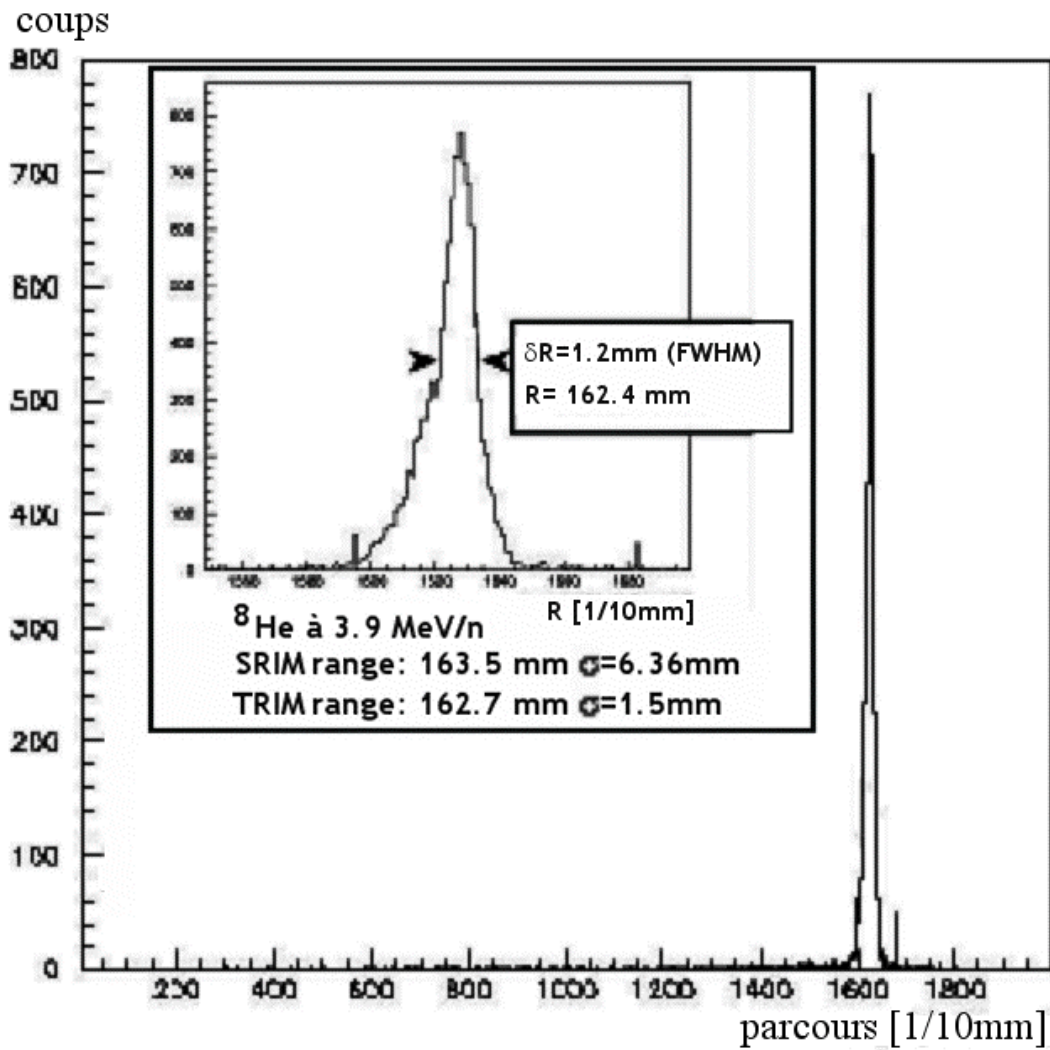


Figure III.11: Résultats de la reconstruction du point d'arrêt pour un faisceau direct (${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n)

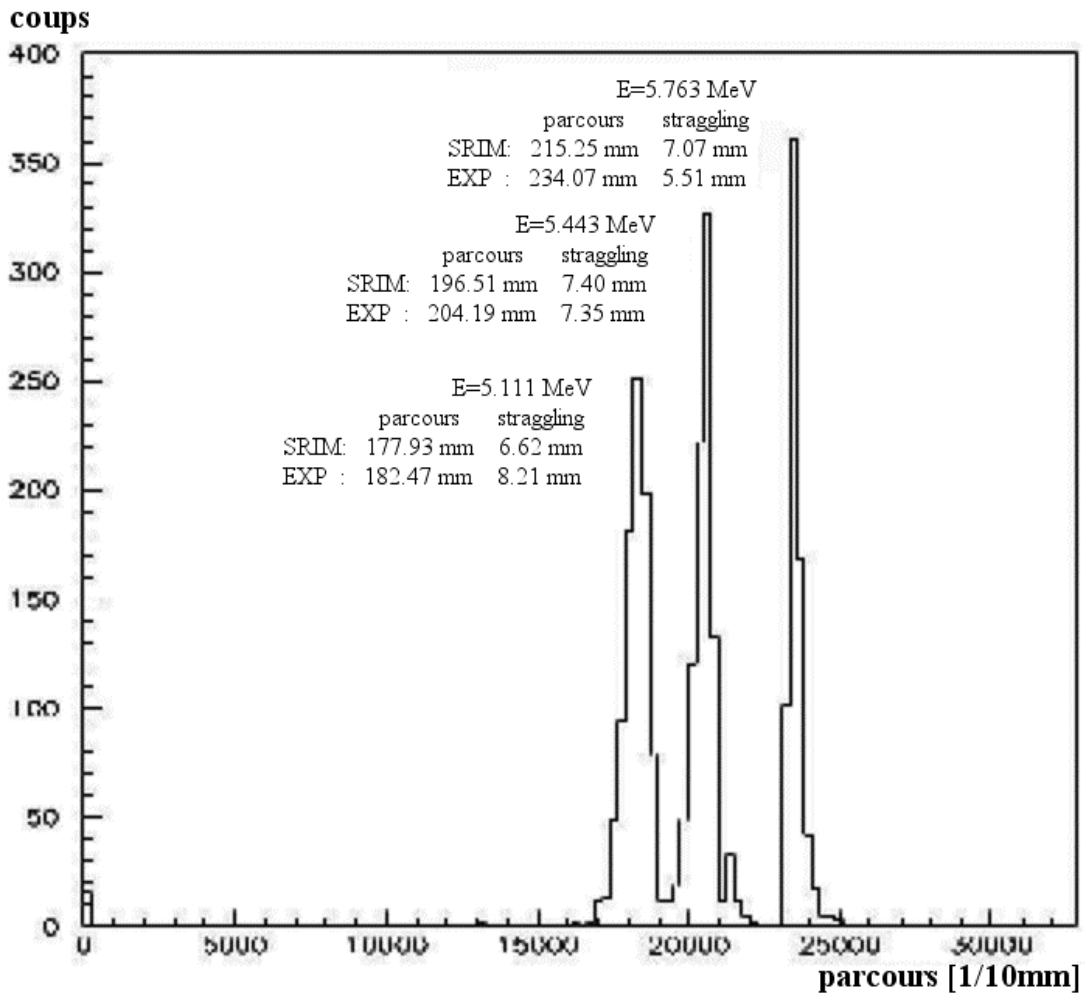


Figure III.12: Spectre du parcours obtenu pour des alpha provenant d'une source 3 pics

III.A.7) Reconstruction des données réelles ou données 3D

Les données obtenues jusqu'ici par les pads sont des données en 2 dimensions, il faut maintenant reconstituer les données en trois dimensions pour le parcours et l'angle de diffusion (ou de recul). Le parcours 2D est donné par la formule 3.10. Le parcours réel (ou 3D) est donné par la formule 3.11, et l'angle réel (ou 3D) est donné par la formule 3.12. Les conventions sont données dans la figure III.13.

$$\text{Parcours}_{2D} = \sqrt{(X_{\text{ARRÊT}} - X_{\text{VERTEX}})^2 + (Y_{\text{ARRÊT}} - Y_{\text{VERTEX}})^2} \quad (3.10)$$

$$R_{3D} = \sqrt{(R_{2D})^2 + \sqrt{(R_{2D} \sin(\theta_{2D}))^2 + (\tan(\varphi)R_{2D} \sin(\theta_{2D}))^2}} \quad (3.11)$$

$$\theta_{3D} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{(R_{2D} \sin(\theta_{2D}))^2 + (\tan(\varphi)R_{2D} \sin(\theta_{2D}))^2}}{R_{2D} \cos(\theta_{2D})} \right) \quad (3.12)$$

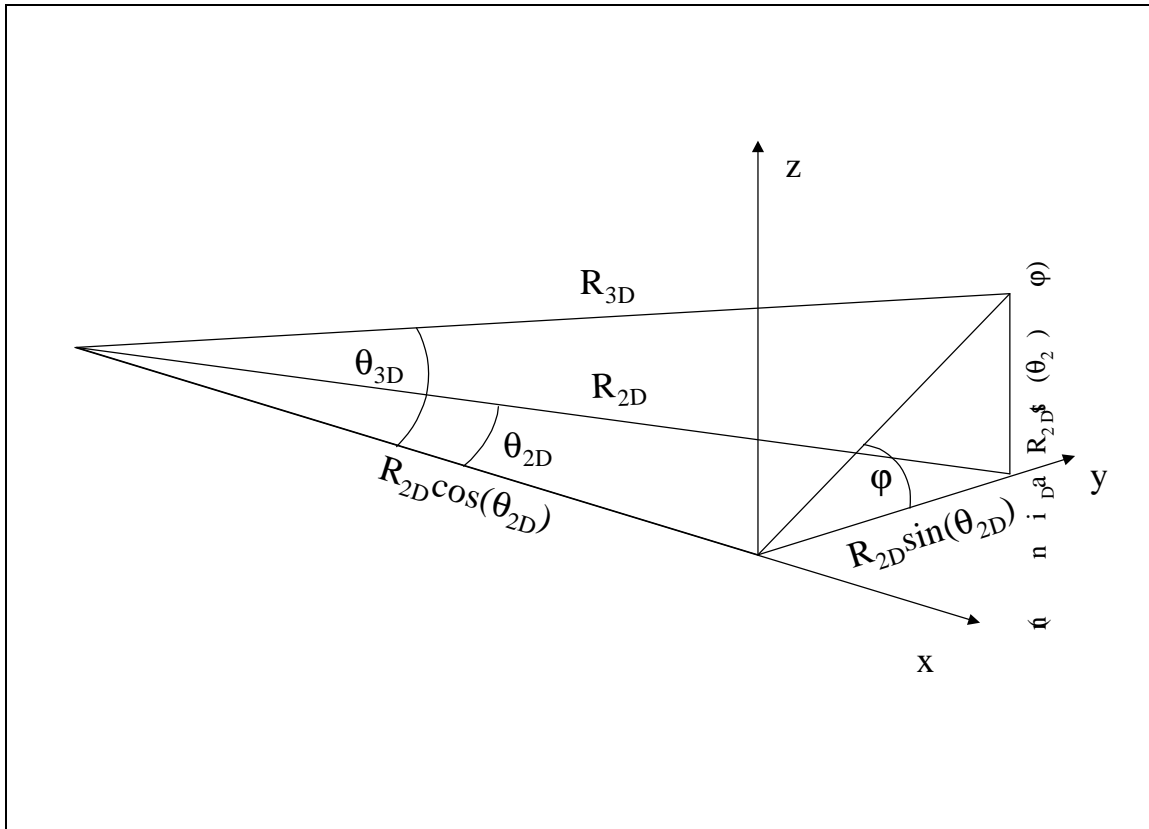


Figure III.13: Conventions géométriques pour la reconstruction des trajectoires en 3 dimensions

Nous disposons maintenant des méthodes nécessaires pour l'analyse de données, à savoir la détermination de l'angle de diffusion et le parcours pour, la particule de recul et la particule diffusée, et les charges partielles sur les différentes zones du détecteur. Nous avons également la position de la réaction, c'est à partir de cette position que nous déterminons l'énergie de la particule incidente, donc l'énergie de la réaction. Nous utilisons

le mur de 20 CsI pour avoir une mesure de l'énergie des particules sortantes. Il est important de préciser que, pour qu'un événement soit considéré comme bon, il faut que nous soyons en mesure d'avoir un parcours et un angle pour la particule diffusée et la particule de recul. Dans le cas où l'une des particules a atteint un CsI son parcours sera remplacé par l'énergie du CsI touché. Ces conditions s'ajoutent à celles exposées durant les différentes phases de la reconstruction de trajectoire.

III.B) Spectres expérimentaux et analyse des données

III.B.1) Matrices brutes

Les matrices présentées ici sont appelées brutes bien qu'issues du traitement des données collectées. Mais pour MAYA les données brutes au sens couramment utilisé ne sont pas interprétables directement. Il est en pratique très difficile d'avoir une image claire des événements d'après par exemple un tableau des temps fils et une matrice avec les index et la charge des pads. Or, une fois traitées et mise sous forme de paramètres comparables à ceux fournis par un programme de cinématique, il devient bien plus simple de faire une analyse. Nous allons maintenant voir comment faire une telle analyse. La première matrice, figure III.14, présente le parcours obtenu à partir de la trajectoire d'un des côtés (*parcours*) en fonction de la charge collectée sur le même côté du détecteur (*Charge latérale*). C'est ce type de matrice qui servira à l'identification des particules dans la suite de l'analyse. L'identification dans cette représentation est basée sur deux relations:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{MZ^2}{E} \Rightarrow E^2 \propto MZ^2R \Rightarrow R \propto \frac{E^2}{MZ^2} \quad (3.13)$$

$$Q \propto E \quad (3.14)$$

Où M, Z, E sont respectivement la masse, la charge et l'énergie de la particule. Q et R sont respectivement la charge collectée et le parcours de la particule.

Ce qui nous conduit pour R à la relation suivante:

$$R \propto \frac{Q^2}{MZ^2} \quad (3.15)$$

La masse, M étant dénominateur, pour une charge donnée les particules les plus lourdes viennent, dans cette représentation, au-dessous des particules les plus légères. Ou à parcours constant les particules les plus lourdes, ont une perte d'énergie plus importante donc une charge collectée plus grande. Bien qu'à ce stade toutes les énergies de réactions et toutes les particules observables soient présentes dans cette matrice, certaines lignes caractéristiques commencent déjà à apparaître. La seconde matrice, figure III.15, montre l'angle de diffusion des particules, pour un des côtés, en fonction de leur parcours, sur ce même côté. C'est à partir de ce type de matrices qu'ont été faites les fonctions d'excitation ou les distributions angulaires, selon les réactions étudiées. On constate d'ailleurs sur cette matrice la présence de structures numériques.

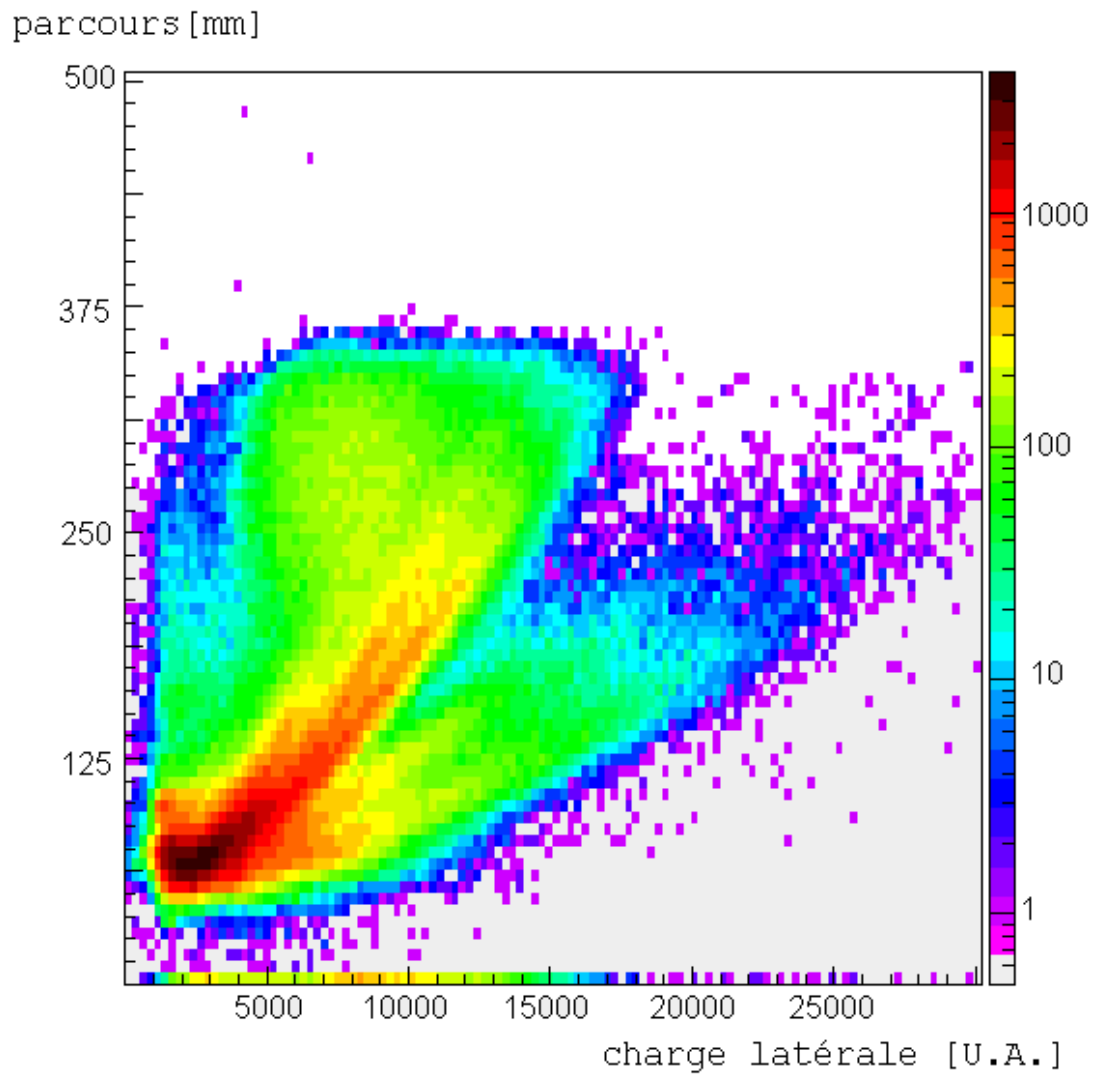


Figure III.14: Matrice du parcours mesuré en fonction de la charge collectée, sans condition sur les réactions. Pour les particules détectées dans MAYA, dans une atmosphère de C_4H_{10} et pour un faisceau incident de ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n

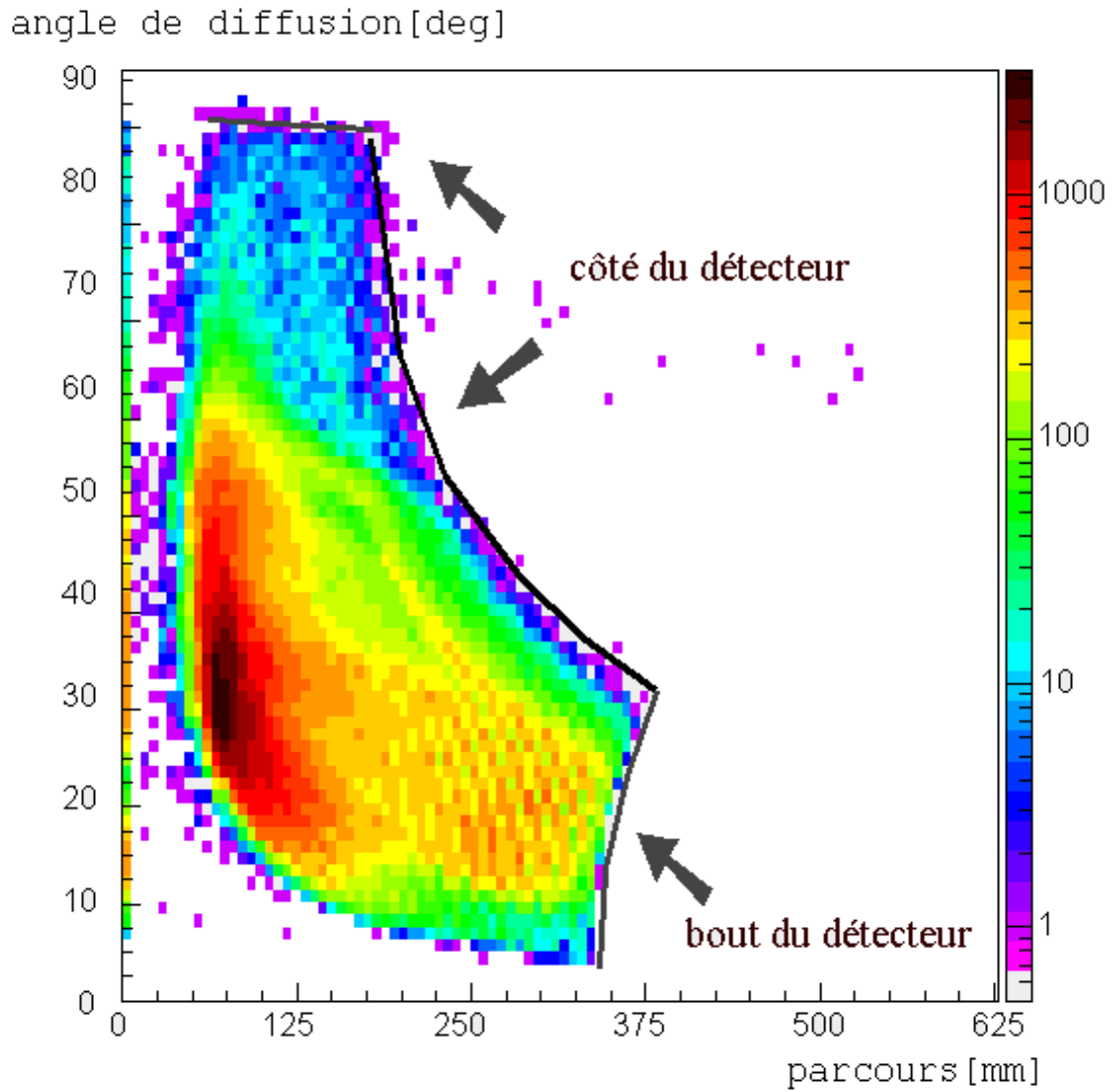
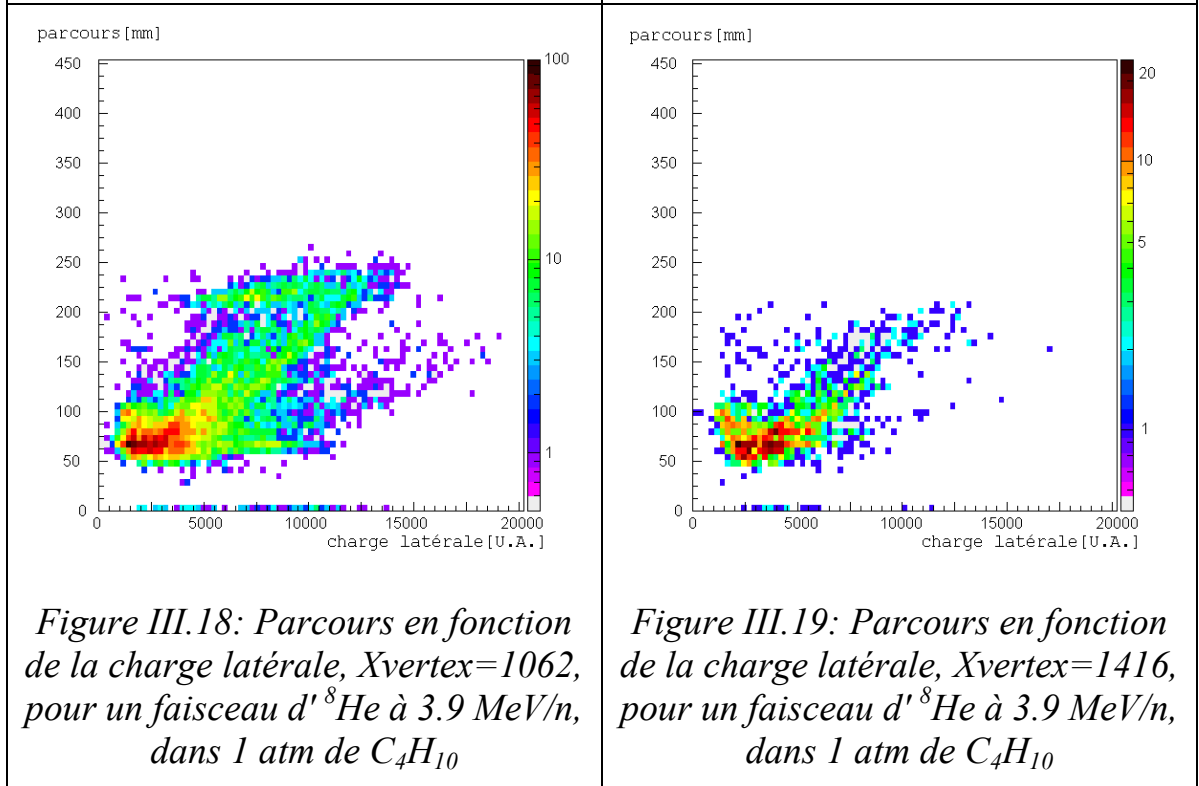
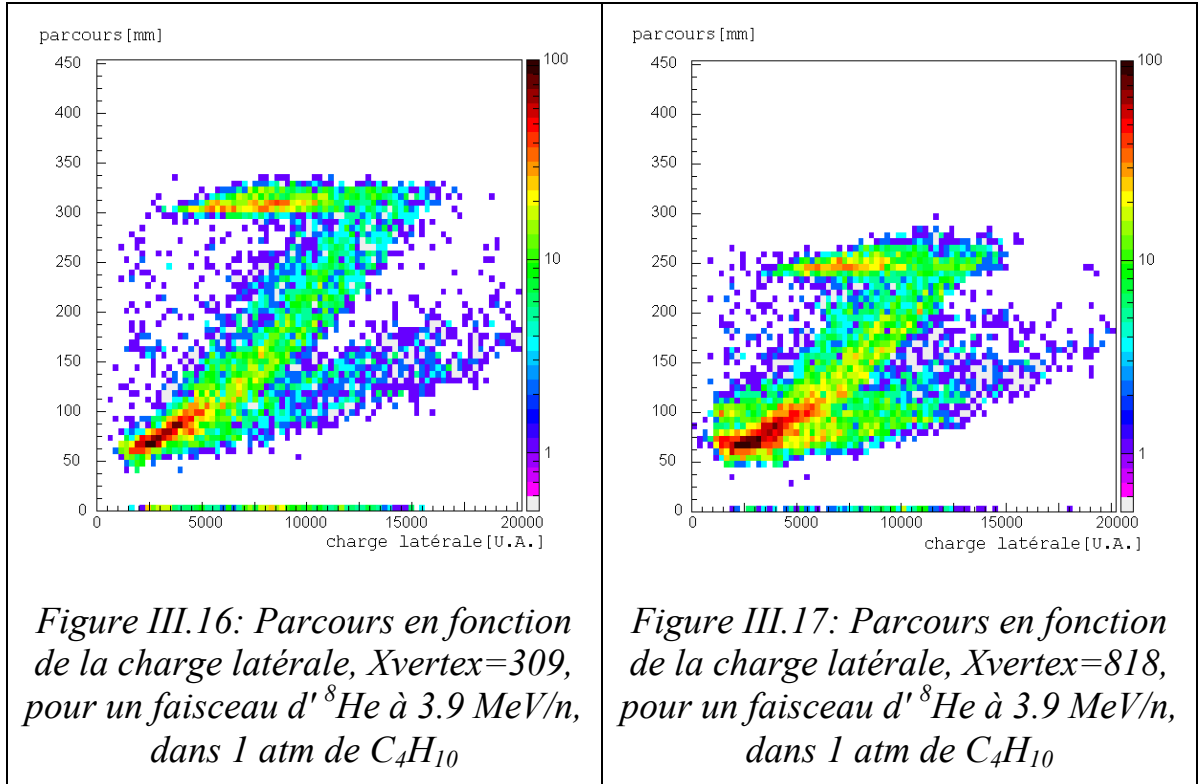


Figure III.15: Matrice de l'angle de diffusion en fonction du parcours pour toutes les particules et tous les lieux de réaction

III.B.2) Matrices discriminées en énergie de réaction (Xvertex)

La discrimination en énergie se fait par une sélection sur le lieu de la réaction qui est appelé Xvertex. Les matrices présentent la sommation de la position de réaction sur 2.2 mm. Deux des trois séries de matrices, figures de III.16 à III.19 et de III.20 à III.23, présentent les mêmes données que les matrices précédentes, mais pour quatre *tranches* de Xvertex. La troisième série de III.24 à III.27 présente le parcours en fonction du parcours central. Le parcours central est la longueur de la trajectoire dans la zone centrale, comme défini sur la figure III.1, les valeurs de Xvertex données dans les matrices sont les bornes inférieures pour la *plage* de Xvertex considérée. Les valeurs de Xvertex ont été choisies pour donner une idée du comportement des différentes matrices utilisées pour l'analyse. Elles présentent le comportement vers le début, au milieu, et vers la fin de la plage de parcours du faisceau d'⁸He. Les énergies correspondantes à ces lieux de réaction sont: $E(Xvertex=309 \text{ mm})=3.417 \text{ MeV/n}$, $E(Xvertex=818 \text{ mm})=2.48/n \text{ MeV}$, $E(Xvertex=1062 \text{ mm})=1.9375 \text{ MeV/n}$, $E(Xvertex=1416 \text{ mm})=0.75 \text{ MeV/n}$. Ces mêmes plages de Xvertex seront utilisées comme exemples durant toute la suite de ce chapitre. On voit maintenant clairement de nouvelles structures apparaître notamment le parcours maximum sur les matrices d'identification. Les points cinématiques des figures III.28 et III.29, calculés par un programme de cinématique et de calcul de parcours, ont été utilisés pour identifier les différentes lignes cinématiques qui sont apparues avec ces nouveaux conditionnements.



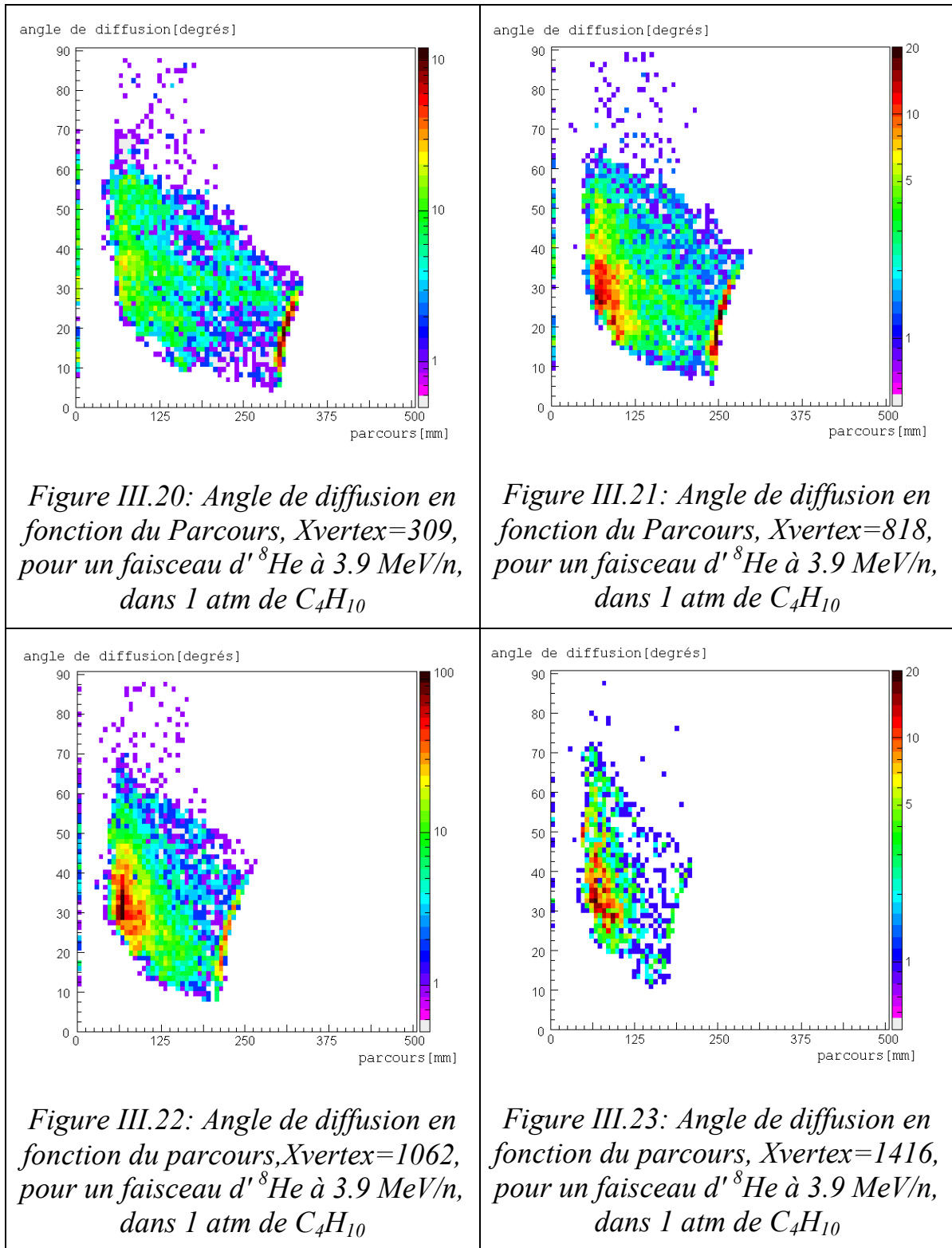


Figure III.20: Angle de diffusion en fonction du Parcours, Xvertex=309, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

Figure III.21: Angle de diffusion en fonction du Parcours, Xvertex=818, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

Figure III.22: Angle de diffusion en fonction du parcours, Xvertex=1062, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

Figure III.23: Angle de diffusion en fonction du parcours, Xvertex=1416, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

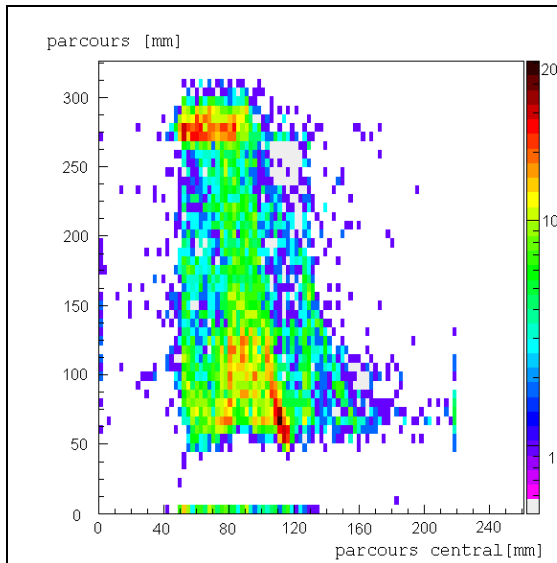


Figure III.24: Parcours en fonction du parcours central, $X_{\text{vertex}}=309$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

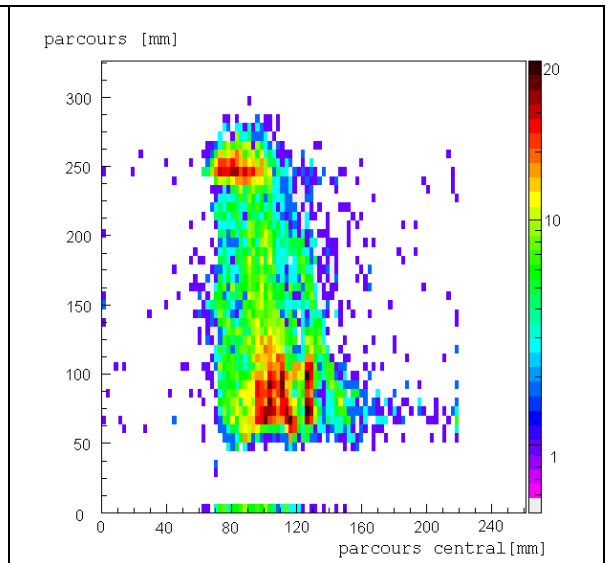


Figure III.25: Parcours en fonction du parcours central, $X_{\text{vertex}}=818$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

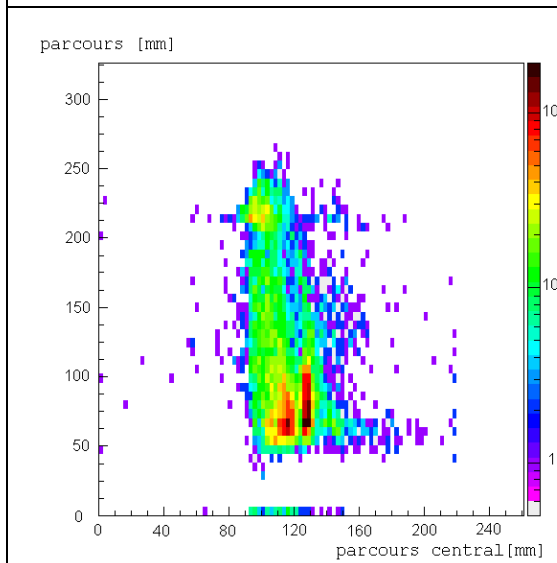


Figure III.26: Parcours en fonction du parcours central, $X_{\text{vertex}}=1062$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

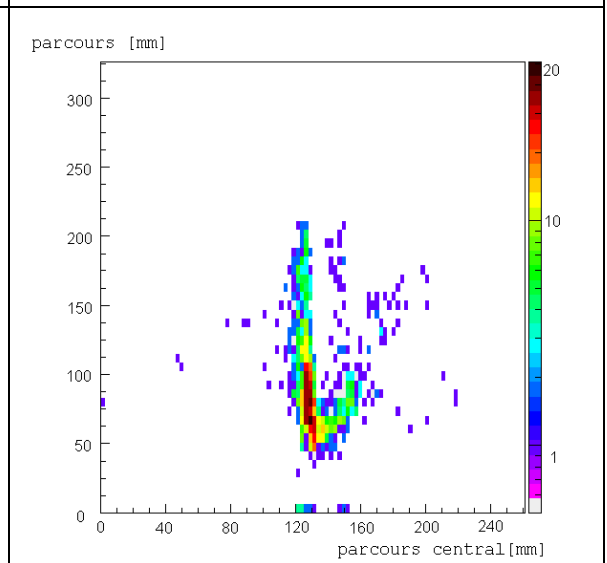


Figure III.27: Parcours en fonction du parcours central, $X_{\text{vertex}}=1416$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

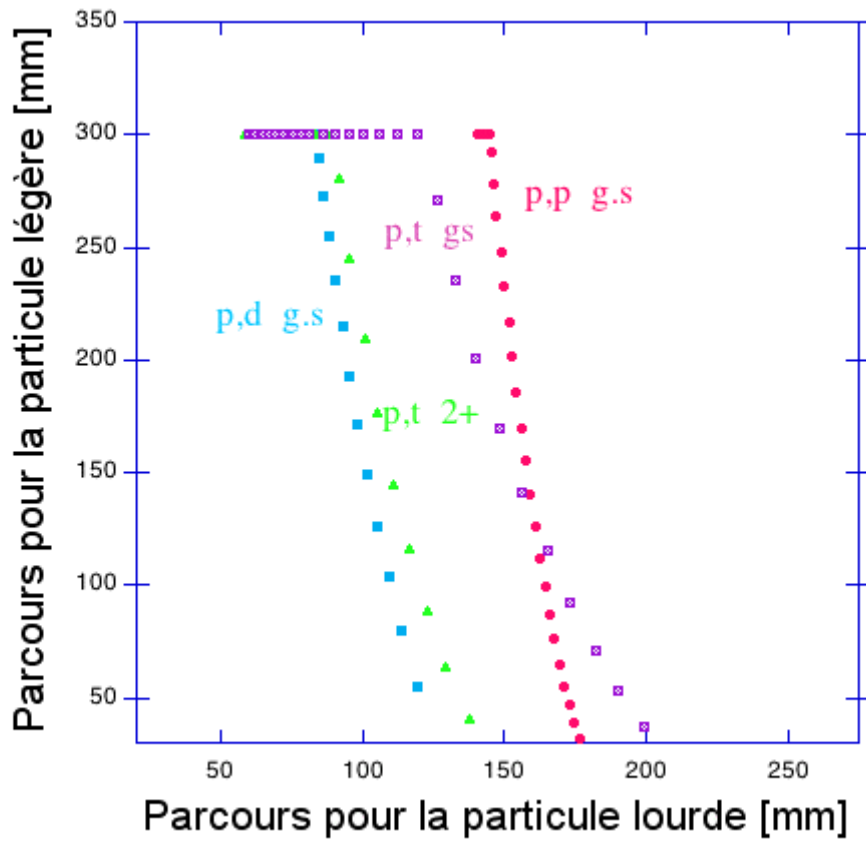


Figure III.28: Relation calculée du parcours de la particule diffusée et de la particule de recul pour une position de réaction : $X_{\text{vertex}} = 50 \text{ mm}$ avec un faisceau incident de ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n dans 1 atm de C_4H_{10}

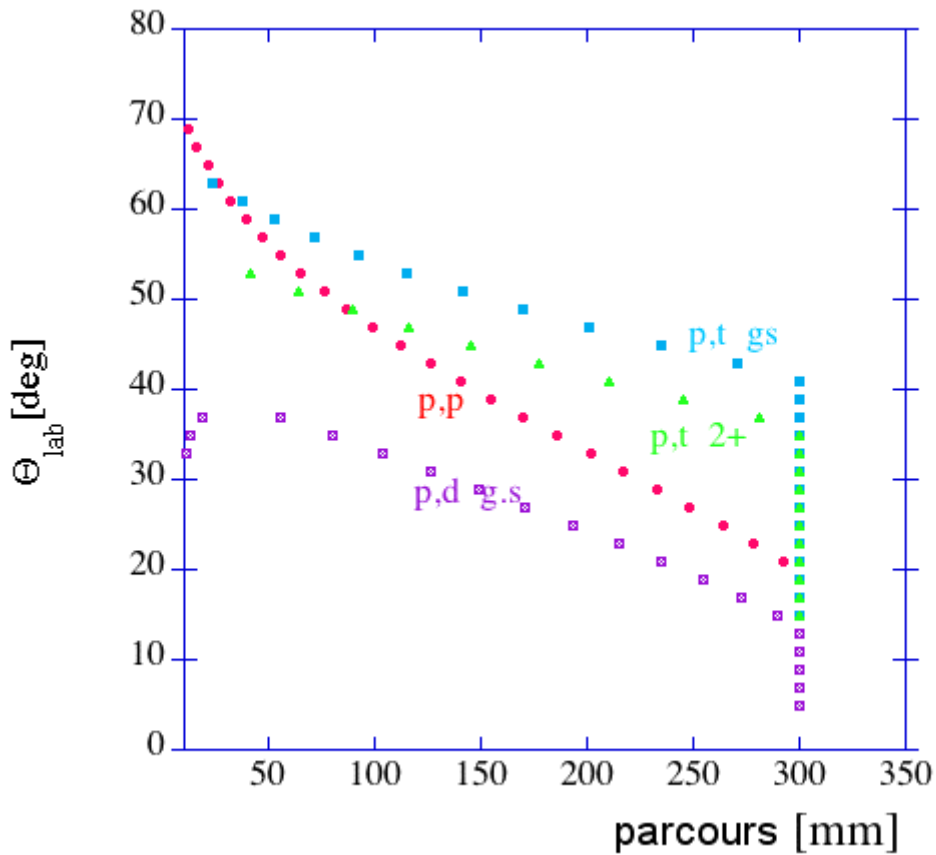


Figure III.29: Relation calculée du parcours de la particule diffusée et de son angle. Pour une position de réaction : $X_{\text{vertex}} = 50 \text{ mm}$ avec un faisceau incident de ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n dans 1 atm de C_4H_{10}

III.B.3) Matrices discriminées en énergie de réaction et en particule

Comme le montre assez clairement la matrice (parcours,charge), il y a, hors particules plus lourdes, trois types de particules: protons, deutons et tritons correspondant, respectivement, aux réactions: ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$, ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$, ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$. C'est la réaction ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$ qui nous intéresse en particulier, et plus précisément les résonances aux environs de 2 MeV et 3 MeV . Le moyen utilisé est l'étude des fonctions d'excitations à différents angles, $[d\sigma/d\Omega(E)]_{\theta}$. Pour les deux autres réactions le but était la mesure de distributions angulaires pour quelques énergies.

III.B.3.a) Identification et sélection des protons pour l'étude de la réaction ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$.

La première série montre des exemples de contours utilisés, sur les matrices (Parcours, Charge latérale), aussi appelées matrices d'identification, pour la sélection des protons: figures III.30 à III.33. Comme expliqué plus haut, la ligne la plus à gauche est attribuée aux protons. La limite en parcours, donnant la partie supérieure horizontale des courbes (et des contours), représente le parcours avant de sortir du détecteur vers l'avant. Plus la réaction a lieu loin de l'entrée (Xvertex plus grand) plus la distance avant de sortir vers l'avant est petite. Cela explique la diminution de ce maximum sur les 4 matrices présentées. Ces contours conditionnent l'incrémentation des matrices (Parcours, Parcours_central). Les matrices (Parcours, Angle de diffusion) sont doublement conditionnées. Elles sont conditionnées par les contours sur les matrices d'identification et par les contours présentés dans la série de matrices (Parcours, Parcours_central), voir figures III.34 à III.37. Ce double conditionnement permet de sélectionner d'une façon efficace les protons n'atteignant pas les CsI, et pour lesquels le parcours n'est pas trop court. Les contours sur les matrices (Parcours, Angle de diffusion), figures III.38 à III.41, montrent la dernière sélection faite sur ces matrices. Les contenus de ces contours sont projetés sur l'axe des angles et divisés en tranches angulaires. Le comptage de ces tranches nous donne donc un nombre de protons par tranche d'énergie et par tranche angulaire. Le calcul des sections efficaces absolues sera présenté plus loin dans ce chapitre. On peut remarquer que sur les matrices d'identification, l'efficacité de la séparation entre particules décroît lorsque le parcours diminue, comme c'est le cas pour beaucoup de détecteurs. Ainsi pour les parcours inférieurs à 100 mm (proton de 6.5 MeV à 1 Atm isobutane) la séparation par ces matrices est insuffisante. Néanmoins, on voit sur les matrices (Parcours, Parcours_central) que le conditionnement permet de faire apparaître clairement la ligne des protons pour toutes les longueurs de parcours. Avec le double conditionnement: identification et matrice (Parcours, Parcours_central), on obtient une séparation très nette des protons.

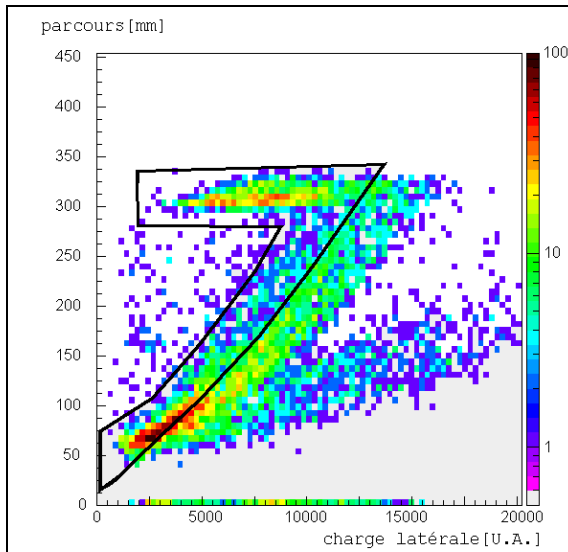


Figure III.30: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour $X_{\text{vertex}}=309$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

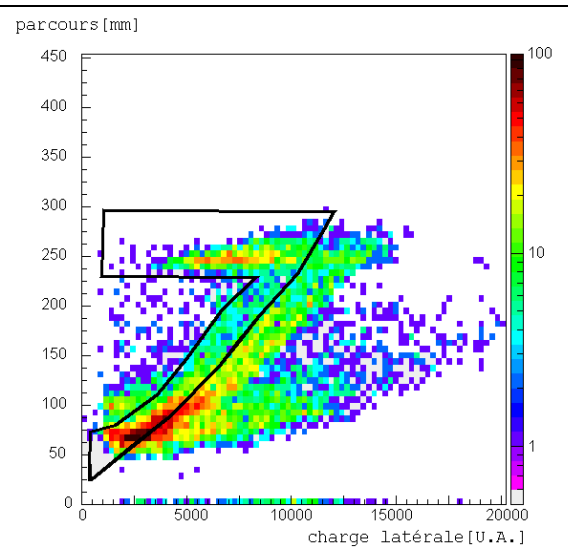


Figure III.31: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour $X_{\text{vertex}}=818$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

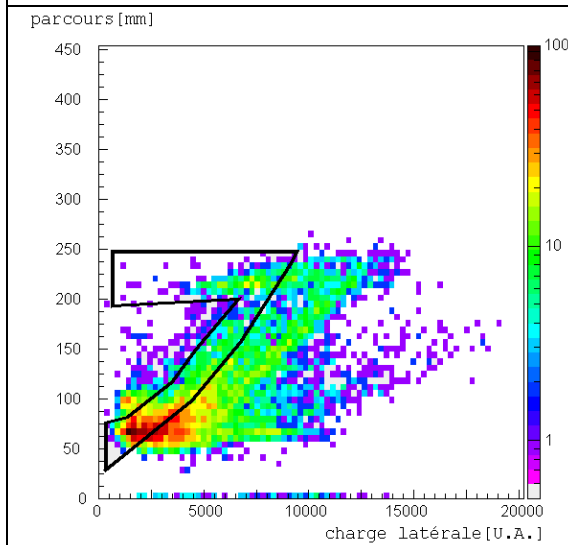


Figure III.32: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour $X_{\text{vertex}}=1062$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

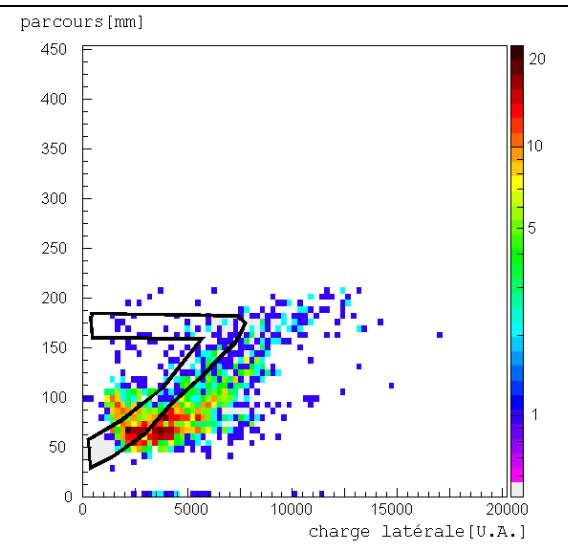


Figure III.33: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour $X_{\text{vertex}}=1416$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

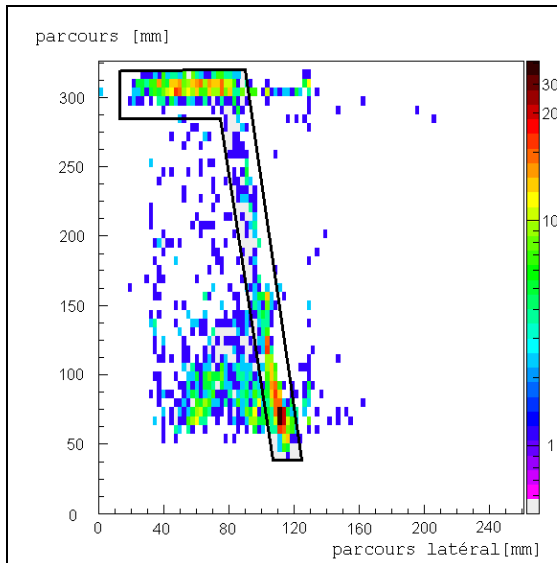


Figure III.34: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, $X_{vertex}=309$

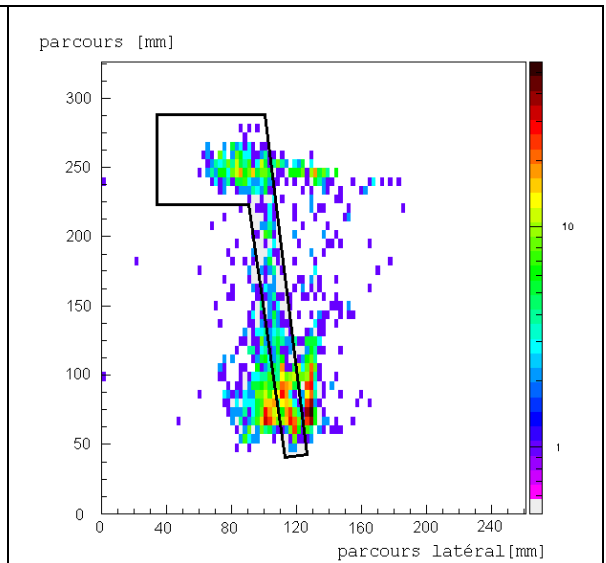


Figure III.35: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, $X_{vertex}=818$

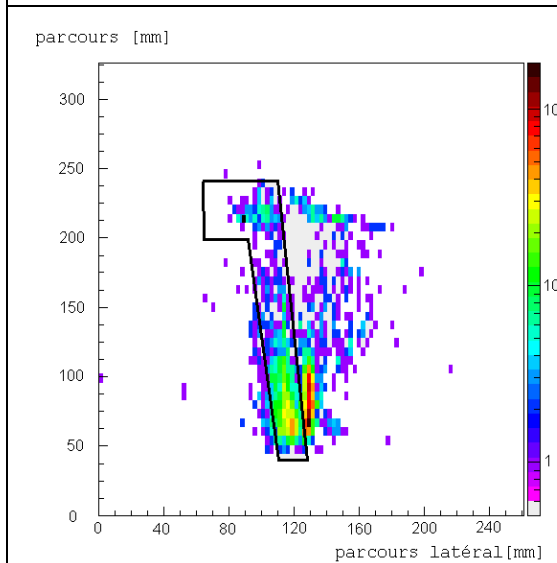


Figure III.36: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, $X_{vertex}=1062$

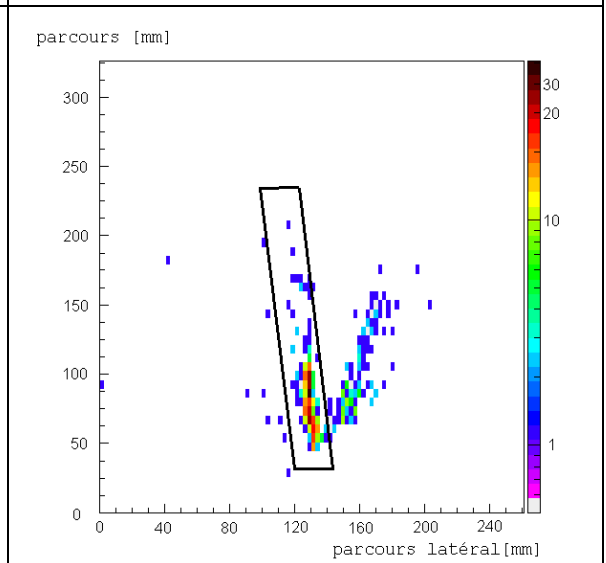


Figure III.37: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, $X_{vertex}=1416$

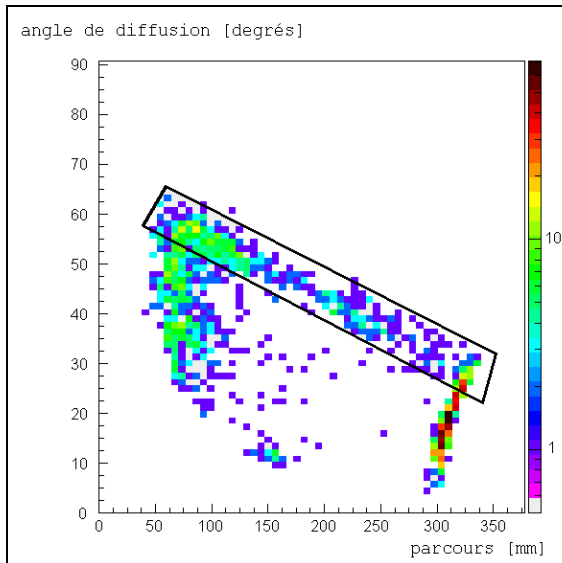


Figure III.38: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, $X_{vertex}=309$

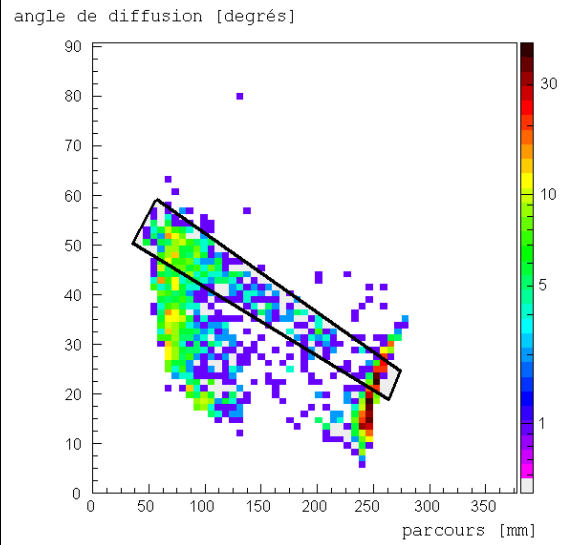


Figure III.39: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, $X_{vertex}=818$

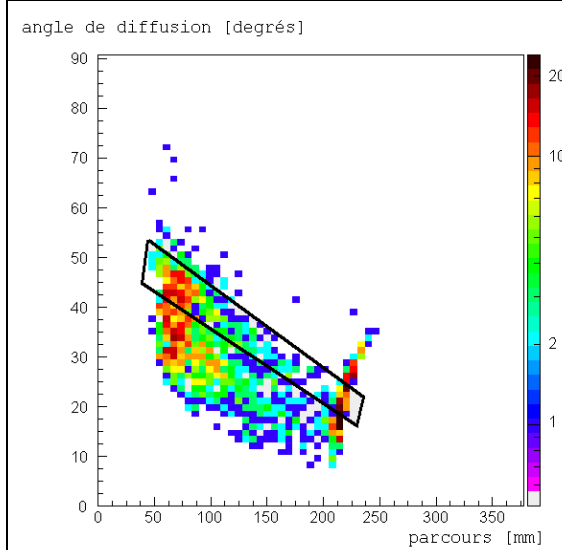


Figure III.40: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, $X_{vertex}=1062$

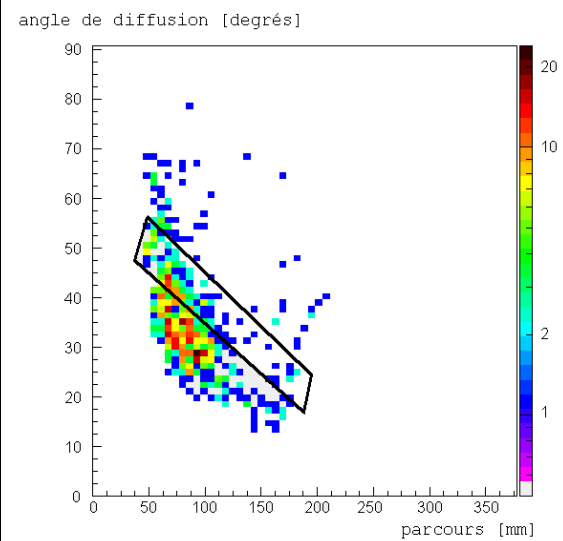


Figure III.41: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, $X_{vertex}=1416$

III.B.3.b) Vérification simple de l'identification et de la sélection.

Les matrices III.42 et III.43 montrent également l'efficacité cette séparation. Le conditionnement correspond à une sélection sur les matrices (Parcours, angle de diffusion) qui rejette la ligne cinématique la plus basse qui correspond aux deutons (voir figure III.29). Donc ce conditionnement sur les matrices d'identification pour deux tranches de Xvertex par ces contours doit conduire à une disparition, dans ces matrices, de la ligne des deutons ce qui est clairement le cas. Cela permet de voir que les contours pour l'identification sont corrects d'une part et d'autre part qu'il est facile de séparer les trois types de particules avec seulement deux conditionnements par des contours.

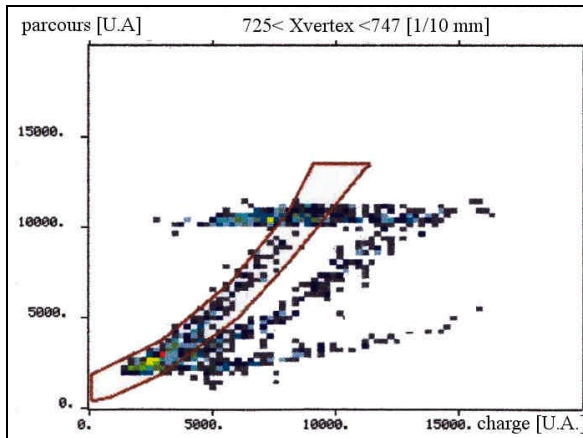


Figure III.42: Spectre d'identification après le conditionnement sur les matrices (Parcours, angle de diffusion) rejetant la région cinématique correspondant à la réaction (p,d), Xvertex=725

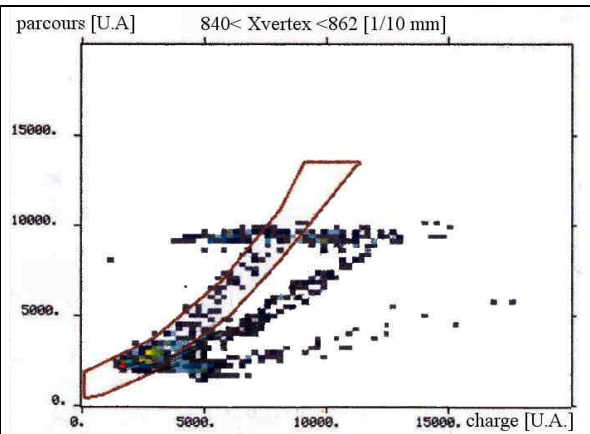


Figure III.43: Spectre d'identification après le conditionnement sur les matrices (Parcours, angle de diffusion) rejetant la région cinématique correspondant à la réaction (p,d), Xvertex=840

III.B.3.c) Identification et sélection des tritons pour l'étude de la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$

Pour l'extraction des données qui correspondent à la réaction (p,t), la méthode suivie est identique dans le principe à l'analyse des protons. Les matrices d'identification

avec les contours pour la sélection des tritons sont présentées dans les figures III.44 à III.47. La différence apparaît au niveau de la sélection sur les matrices (parcours, parcours_central), car il est possible de distinguer, en plus de l'état fondamental, un état excité de ${}^6\text{He}$. Donc à partir de cette étape, l'analyse se sépare en deux parties, avec deux séries de contours sur les matrices (parcours, parcours_central) et (parcours, angle de diffusion) pour chacun des deux états. Bien qu'encore une fois les matrices d'identification ne permettent pas à elles seules de discriminer les tritons, pour les basses énergies, les lignes cinématiques sur les matrices (Parcours,Parcours_central) pour les deux états sont claires. Les séries de matrices qui sont présentées dans la suite de ce paragraphe sont les mêmes que celles utilisées pour l'analyse de la diffusion élastique, mais avec les contour correspondants à l'analyse des tritons. La dernière étape est aussi différente, pour augmenter la précisions de la détermination de l'angle, les contours sur les matrices (parcours,angle de diffusion) ne sont pas projetés sur l'axe des angles, mais sur l'axe des parcours qui présente une meilleure dynamique. Cette projection est ensuite séparée en tranches en parcours, qui, à l'aide de coefficients de conversion cinématiques sont converties en tranches angulaires. Ces coefficients sont obtenus à partir d'un programme de cinématique. Nous avons regroupé sur cette figure les données en cinq plages d'énergie, centrées sur les valeurs 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 MeV. Il est important de noter que pour cette partie de l'analyse la zone centrale n'est plus celle de la figure III.1, mais s'étend de la rangée 17 à la rangée 2, ou de la rangée 17 à la rangée 31 selon les cas. En effet la cinématique permet d'obtenir de plus grands angles pour ${}^6\text{He}$ qui peut sortir des seules rangées centrales telles qu'elles sont définies pour l'étude de la diffusion élastique. Pour cette analyse, les *runs* ont donc été analysés deux fois: une fois en recherchant uniquement des trajectoires à droite pour les tritons, et en étendant la zone centrale sur toute la partie gauche, et une autre fois en faisant l'inverse. Les statistiques de ces deux méthodes sont sommées sur les matrices. Le résultat des conditionnements par les contours sur les tritons pour les matrices (parcours,parcours_central) est présenté dans les figure III.48 à III.51.

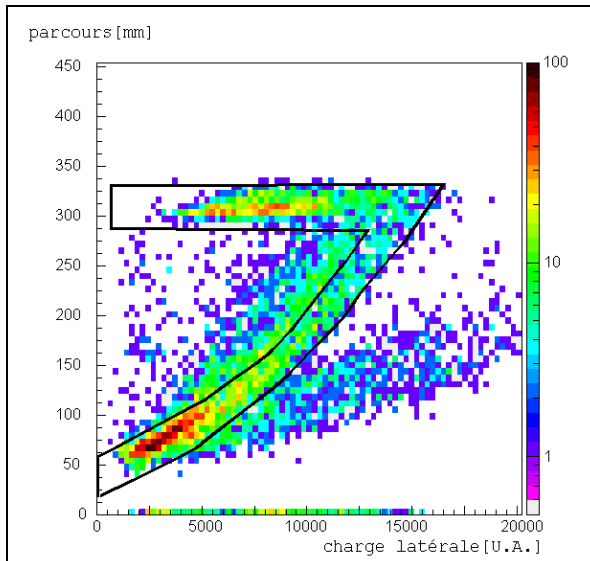


Figure III.44: Matrice d'identification, pour $X_{\text{vertex}}=309$ et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

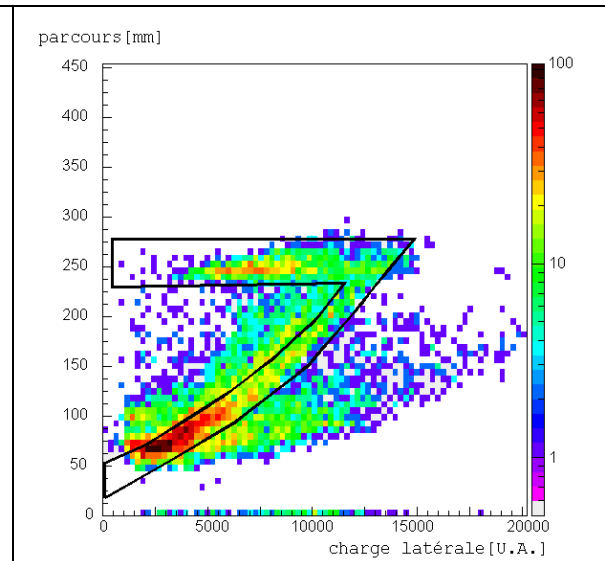


Figure III.45: Matrice d'identification, pour $X_{\text{vertex}}=818$ et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

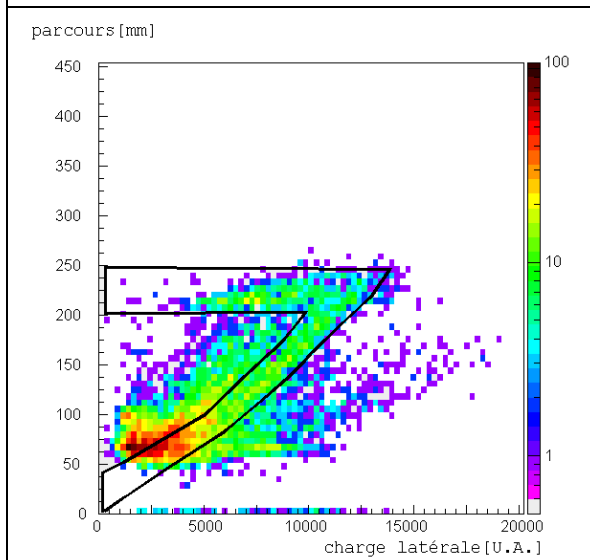


Figure III.46: Matrice d'identification, pour $X_{\text{vertex}}=1062$ et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

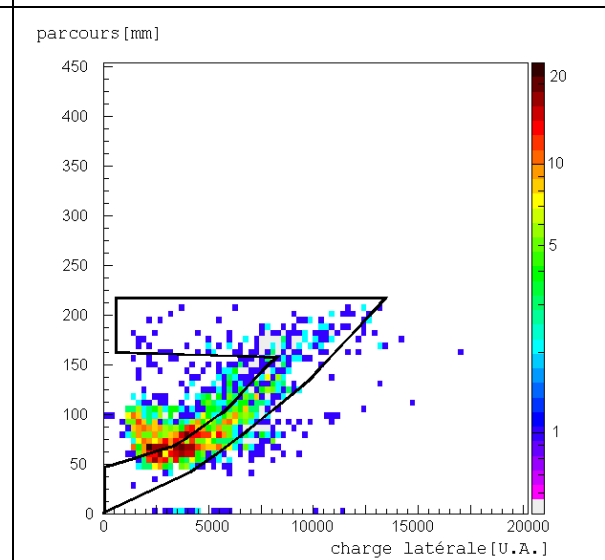


Figure III.47: Matrice d'identification, pour $X_{\text{vertex}}=1416$ et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

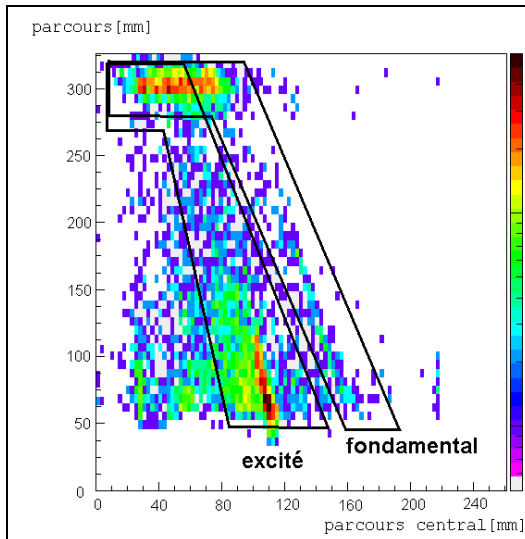


Figure III.48: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{vertex}=309$

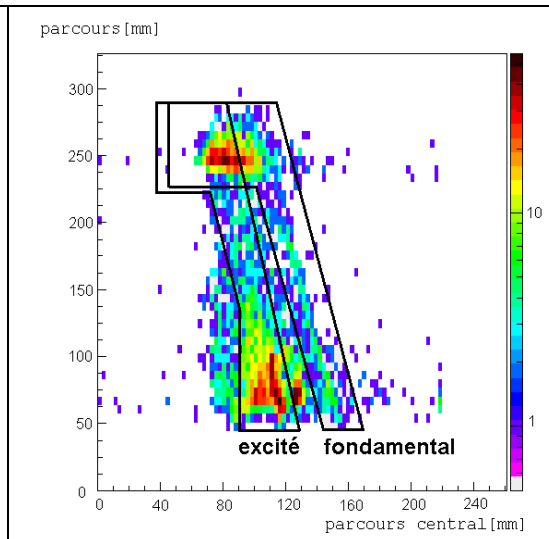


Figure III.49: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{vertex}=818$

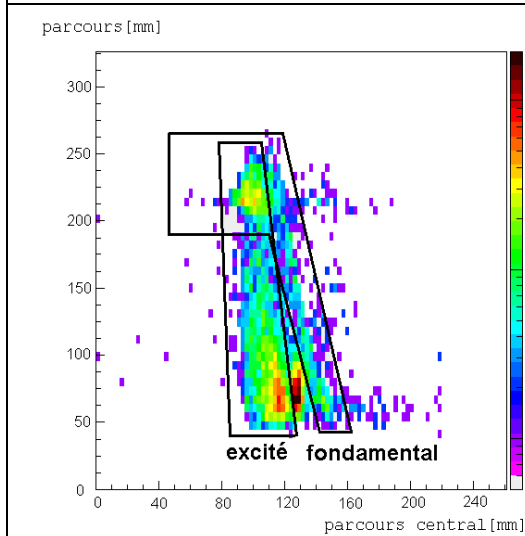


Figure III.50: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{vertex}=1062$

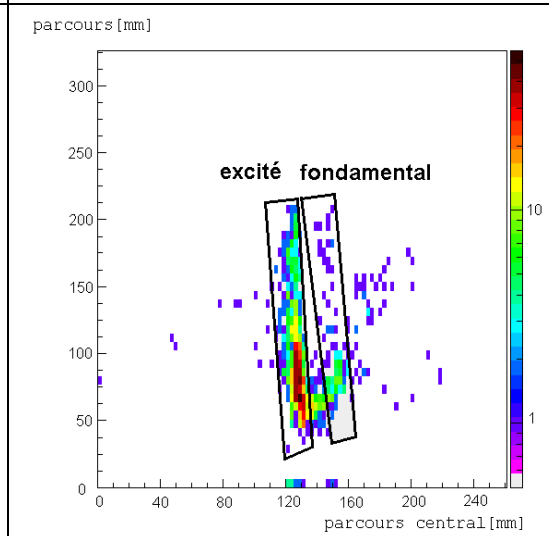
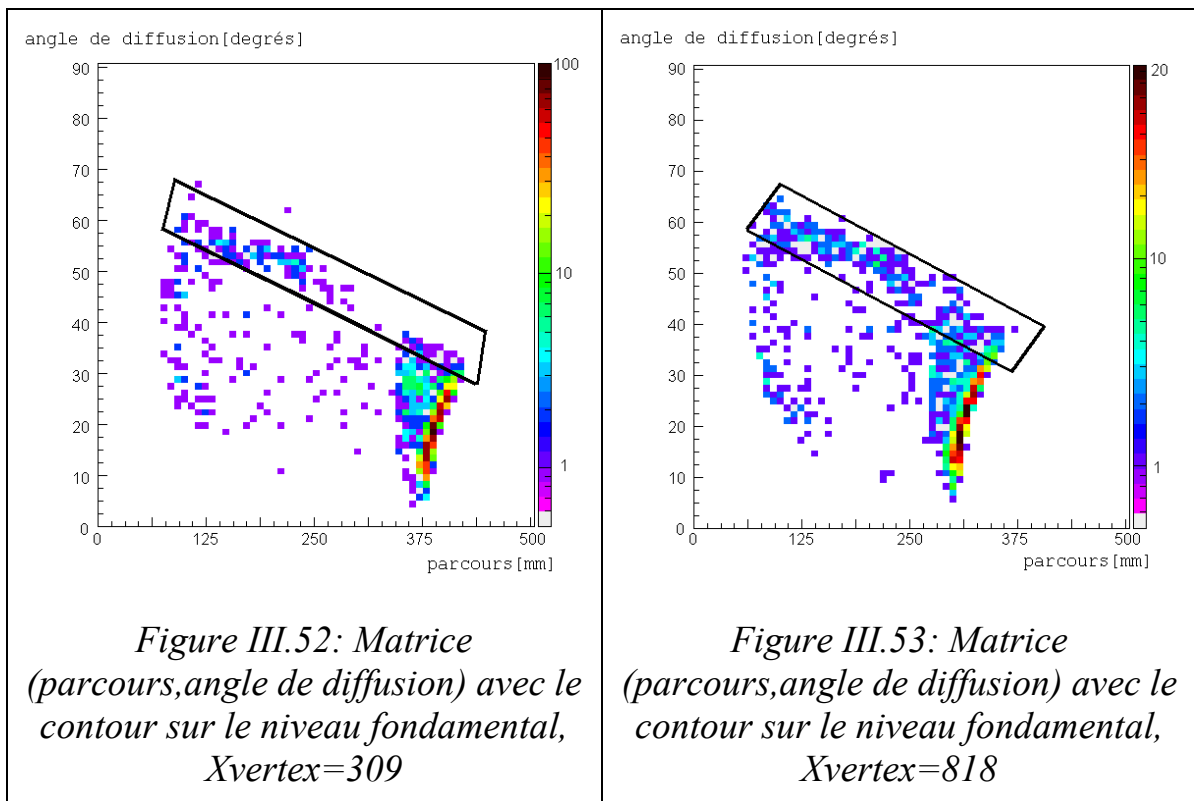
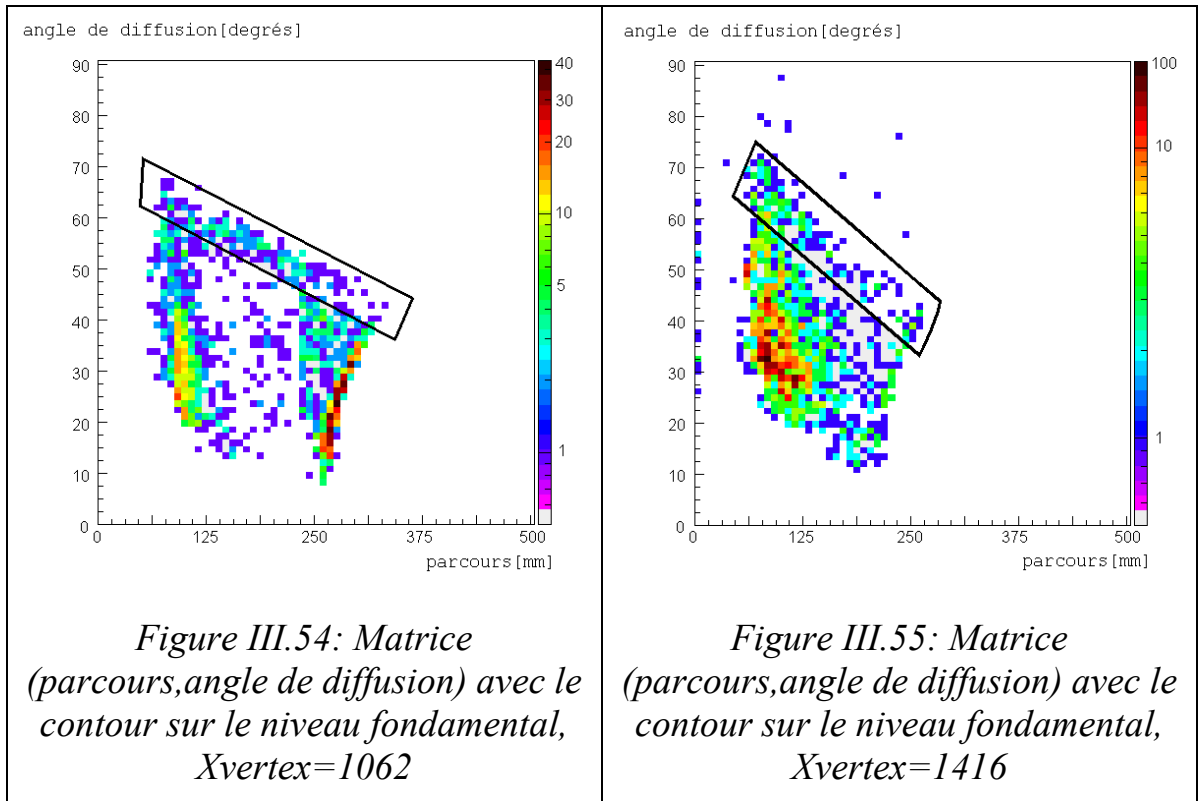


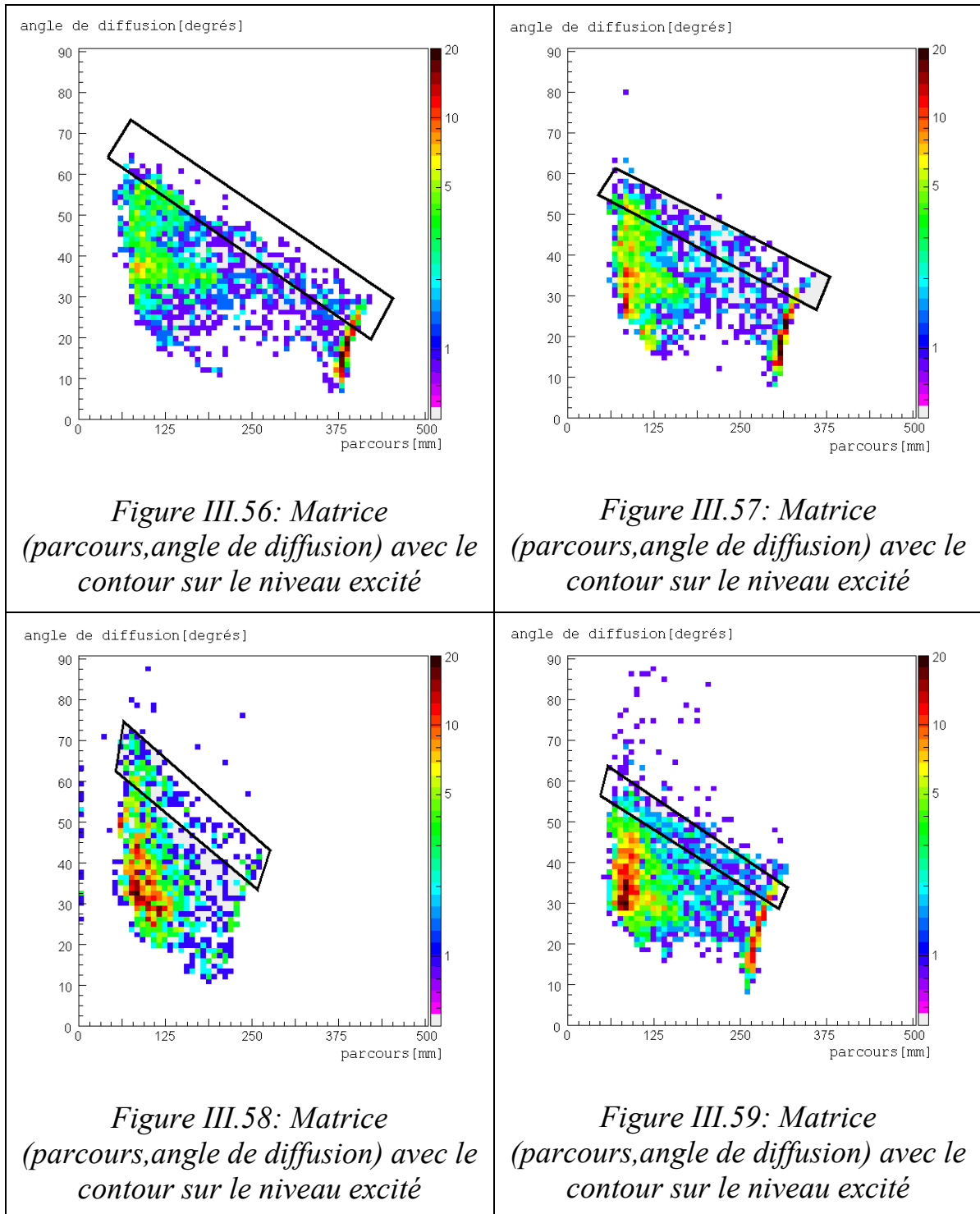
Figure III.51: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{vertex}=1416$

Les matrices (parcours,angle de diffusion) suivantes: figures III.52 à III.55, sont les matrices utilisées pour l'analyse du niveau fondamental. Ces matrices sont donc conditionnées par les contours correspondant aux tritons sur les matrices d'identification et par les contours spécifiques correspondants au niveau fondamental sur les matrices (parcours,parcours_central), figures III.48 à III.51.



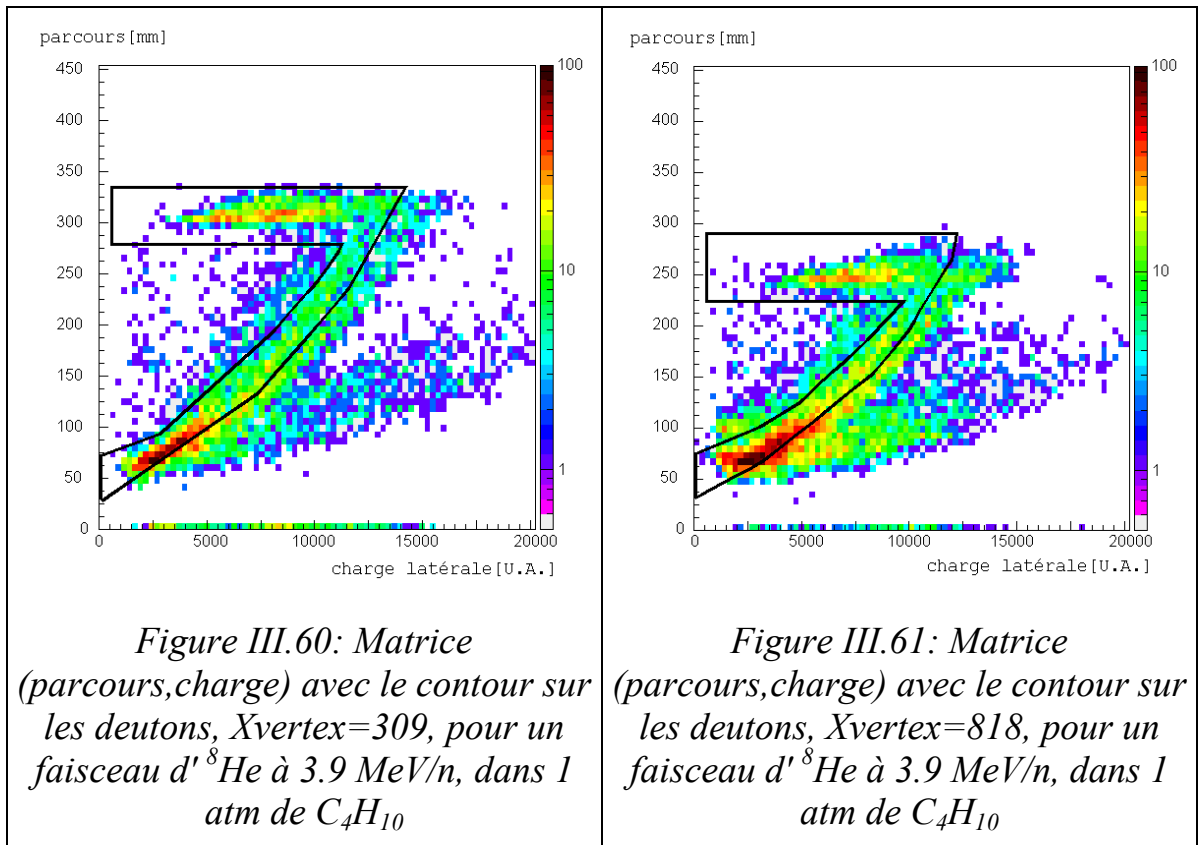


Les matrices suivantes: figures III.56 à III.59 (parcours, angle de diffusion) sont les matrices utilisées pour l'analyse du niveau excité. Ces matrices sont donc conditionnées par les contours triton sur les matrices d'identification et par les contours correspondant à l'état excité sur les matrices (parcours, parcours_central). On remarque facilement que la ligne cinématique de l'état excité sur ces matrices est d'une part bien plus large que celle de l'état fondamental et que d'autre part pour les petits parcours, apparaît une ligne étroite en surintensité. L'élargissement provient de la désintégration de l'état excité de ${}^6\text{He}$ en ${}^4\text{He}+2n$ avec une énergie cinétique disponible non négligeable qui ajoute un effet de recul sur le noyau, délavant ainsi le parcours central.



III.B.2.d) Identification et sélection des deutons pour l'étude de la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$.

Pour cette analyse la zone centrale est la même que celle définie pour l'analyse des tritons. Ici seulement deux étapes de conditionnement ont été nécessaires: un conditionnement sur deutons dans les matrices d'identification, (parcours, charge): voir figures III.60 à III.63. Ce conditionnement donne les matrices (parcours,angle de diffusion. Des contours sur l'état fondamental et sur l'éventuel état excité, qui ont ensuite été projetés sur l'axe des parcours, voir les figures III.64 à III.67, sont appliqués sur ces matrices.



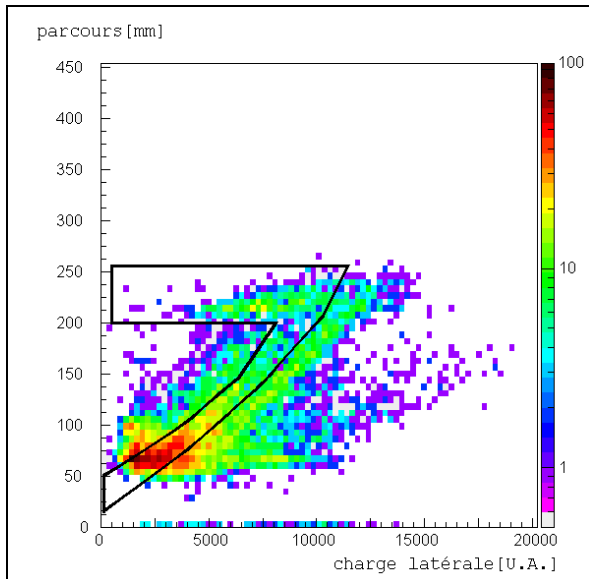


Figure III.62: Matrice (parcours, charge) avec le contour sur les deutons, $X_{\text{vertex}}=1062$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}

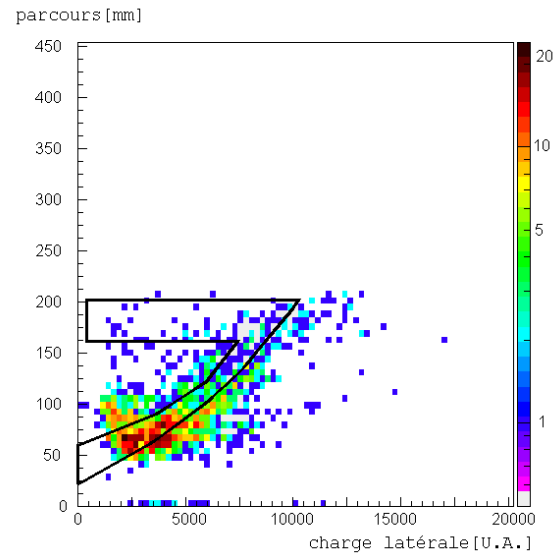
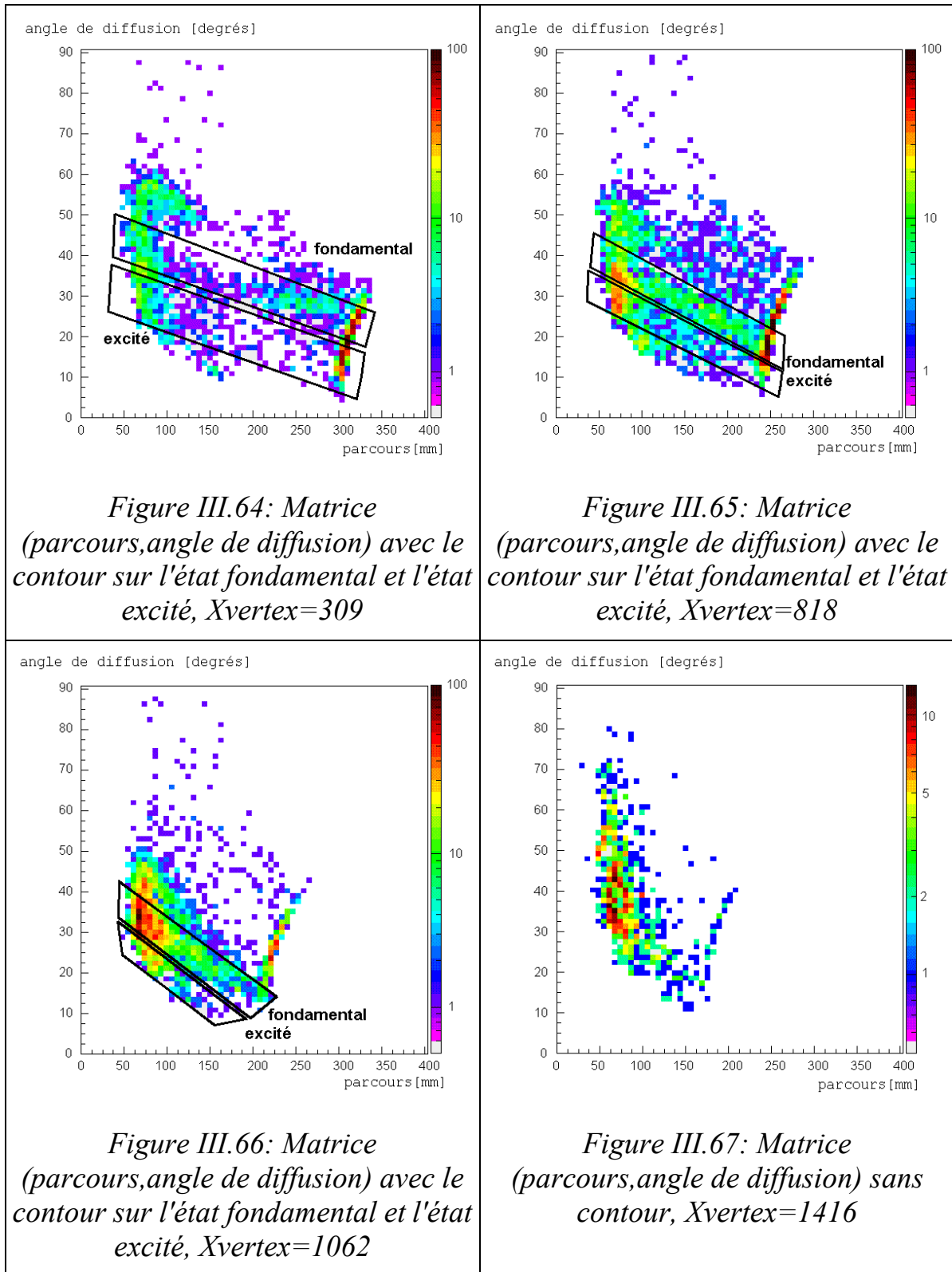


Figure III.63: Matrice (parcours, charge) avec le contour sur les deutons, $X_{\text{vertex}}=1416$, pour un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10}



IV) Calculs des sections efficaces

Ce chapitre présente une introduction des calculs des sections efficaces utilisant la théorie de la matrice R et plus particulièrement la matrice U pour le calcul des sections efficaces. Il est essentiellement basé sur un article de A.M Lane et R. G. Thomas [LAN58]. Le but de ce chapitre est de présenter les calculs tels que nous les avons faits pour l'analyse des données. Pour cette raison, seules les quelques relations qui nous ont été nécessaires sont présentées ici.

IV.A) Matrices R et U, et calculs de sections efficaces

IV.A.1) Définitions et notation

Soit A_1 et A_2 deux ensembles de nucléons d'un système de A nucléons. Si l'on considère les deux ensembles comme étant liés, on peut définir le spin I_1 et I_2 et sa composante dans une direction particulière i_1 et i_2 pour chacun des ensembles A_1 et A_2 . On peut qualifier cette paire par les quantités $\{\alpha(I_1 I_2) i_1 i_2\}$, où α représente la paire $\alpha_1 \alpha_2$, ou autrement dit une voie. Ces quantités sont souvent notées $\{\alpha(I_1 I_2), s v\}$, s représentant ce que nous appellerons la voie de spin et v sa composante selon un axe déterminé. Avec $|I_1 - I_2| < s < |I_1 + I_2|$. Nous définissons le rayon d'interaction par: $r_\alpha = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, avec $r_0 = 1,4$ fm.

Introduisons quelques définitions supplémentaires utiles pour la suite. Les expressions vectorielles seront écrites comme telles ou bien représentées par des caractères gras.

$$\text{L'énergie du mouvement relative dans une voie } \alpha: E_\alpha, \quad (4.1)$$

$$\text{La masse réduite: } M_\alpha = \frac{M_{\alpha 1} M_{\alpha 2}}{M_{\alpha 1} + M_{\alpha 2}}, \quad (4.2)$$

$$\text{Le nombre d'onde: } k_\alpha = \left(\frac{2M_\alpha |E_\alpha|}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.3)$$

$$\text{La vitesse relative: } v_\alpha = \frac{\hbar k_\alpha}{M_\alpha}, \quad (4.4)$$

$$\text{Le paramètre du champ Coulombien: } \eta_{\alpha\ell} = \frac{Z_{1\alpha} Z_{2\alpha} e^2}{\hbar v_\alpha}, \quad (4.5)$$

$$\text{Le déphasage Coulombien: } \sigma_{\alpha\ell} = \arg \Gamma(1 + \ell_c + i\eta_c), \quad (4.6)$$

$$\rho_\alpha = k_\alpha r_\alpha. \quad (4.7)$$

$$\omega_\ell^\alpha = (\sigma_{\alpha\ell} - \sigma_{\alpha\ell}) \quad (4.8)$$

avec $M_{\alpha 1}$, $Z_{\alpha 1}$, $M_{\alpha 2}$, $Z_{\alpha 2}$ les masses et les charges des deux particules de la paire α .

IV.A.2) Sections efficaces différentielles

La section efficace étant par définition donnée par:

$$d\sigma_{\alpha s v, \alpha' s' v'} = |A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'} \quad (4.9)$$

avec pour les amplitudes:

$$A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'}) = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{k_\alpha} \left\{ -C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha' s' v', \alpha s v} + i \sum_{l' m' l} (2l+1)^{\frac{1}{2}} \right. \\ \left. \times [e^{2i\omega_{\alpha' l'}} \delta_{\alpha' s' l' v' m', \alpha s l v 0} - U_{\alpha' s' l' v' m', \alpha s l v 0}] Y_m^{(1)}(\Omega_{\alpha'}) \right\} \quad (4.10)$$

avec:

$$C_{\alpha}(\theta_{\alpha}) = (4\pi)^{-\frac{1}{2}} \eta_{\alpha} \operatorname{cosec}^2\left(\frac{\theta_{\alpha}}{2}\right) \exp\left\{-2i\eta_{\alpha} \log \sin\left(\frac{\theta_{\alpha}}{2}\right)\right\} \quad (4.11)$$

Pour un faisceau incident non-polarisé la section efficace définie en (4.9) peut être sommée sur v' et moyennée selon la valeur v , pour obtenir la section efficace de la réaction $\alpha s \Rightarrow \alpha' s'$,

$$d\sigma_{\alpha s, \alpha' s'} = (2s+1)^{-1} \sum_{vv'} |A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'} \quad (4.12)$$

de même une sommation sur s' et une moyenne sur s permet d'obtenir la section efficace différentielle pour la réaction $\alpha \Rightarrow \alpha'$:

$$d\sigma_{\alpha\alpha'} = [(2I_1+1)(2I_2+1)]^{-1} \times \sum_{ss'vv'} |A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'} \quad (4.13)$$

où I_1 et I_2 sont les spin des particules de la pair α .

Nous allons maintenant exprimer U sur la base $\{\alpha s I J M\}$ et plus sur la base des $\{\alpha s l v m\}$

$$A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'}) = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{k_{\alpha}} \left[-C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha' s' v', \alpha s v} + i \sum_{J M \ell \ell' m'} (2\ell+1) (s \ell v 0 | J M) (s' \ell' v' m' | J M) \right. \\ \left. \times T_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell}^j Y_m^{(\ell')}(\Omega_{\alpha'}) \right] \quad (4.14)$$

avec:

$$T_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell}^j = e^{2i\omega_{\alpha'}} \delta_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell} - U_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell}^j \quad (4.15)$$

IV.A.3) Matrice de collision: Matrice U

Dans la région externe chaque solution peut être exprimée comme la somme d'une onde entrante et d'une onde sortante:

$$\psi = \sum_c (x_c \mathcal{P}_c + y_c \mathcal{S}_c) \quad (4.16)$$

On peut exprimer les x_c , qui sont les amplitudes des ondes sortantes en fonction de des y_c de la manière suivante:

$$x_c = -\sum_c U_{c'c} y_c \quad (4.17)$$

En notation matricielle, on obtient la relation suivante qui donne une définition de la matrice U:

$$x = -Uy \quad (4.18)$$

IV.A.4) Sections efficaces totales

La section efficace totale est obtenue à partir de la relation 4.12, et en intégrant sur tout l'angle solide. On a alors la relation connue:

$$\alpha_{\alpha s, \alpha' s'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2 (2s+1)} \sum_{jll'} (2J+1) \left| T_{\alpha' s' l', \alpha s l}^j \right|^2 \quad (4.19)$$

Les sections efficaces observées ne distinguant pas le spin, et pour un faisceau incident et une cible non polarisée, sont obtenues par une sommation sur s et une moyenne sur s' soit:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \sum_{Jll'ss'} \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \left| T_{\alpha' s' l', \alpha s l}^j \right|^2 \quad (4.20)$$

IV.A.5) Expression de la matrice de collision (matrice U)

Il est pratique de séparer la matrice U en deux parties, l'une pour la diffusion non résonante, l'autre pour la diffusion résonante. Dans le cas de niveaux isolés, c'est à dire suffisamment espacés les uns des autres, une façon d'exprimer U est la suivante:

$$U_{cc'} = (U_{cc}^0 U_{cc'}^0)^{1/2} \times \left[\delta_{cc'} + \frac{i\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda c'}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - \frac{i}{2} \Gamma_{\lambda}} \right] \quad (4.21)$$

avec:

$$U_{cc'}^0 = e^{2i(\omega_{cc} - \phi_{cc})}$$

E_{λ} : énergie des états résonants,

Γ_{λ} : largeur totale de la résonance,

$\Gamma_{\lambda c}$: largeur partielle de la résonance pour la voie c.

Φ_{cc} : déphasage nucléaire pour la voie c

si l'on utilise cette expression pour calculer la section efficace totale donnée par 4.20, dans le cas $\alpha' \neq \alpha$, alors on retrouve la formule de Breit-Wigner pour un niveau:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\left(\sum_{\lambda s} \Gamma_{\lambda c} \right) \left(\sum_{\lambda s'} \Gamma_{\lambda c'} \right)}{(E_{\lambda} - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{\lambda}^2} \quad (4.22)$$

Pour des énergies au-dessus de la barrière, un grand nombre de voies s'ouvrent, et il est difficile, voir impossible de les décrire explicitement. On tient compte de ces voies de réactions en utilisant un potentiel d'interaction complexe. La partie imaginaire sert à décrire le flux absorbé par les voies dont on ne tient pas compte explicitement. Cette

approche est appelée "modèle optique". Ce type d'approche est largement décrite dans la référence suivante: [SAT83]. Dans cette approche, les phases ϕ_ℓ deviennent complexes. Cette approche est nécessaire pour obtenir une description correcte des sections efficaces expérimentales. C'est pour cette raison que nous avons introduit les déphasages complexes provenant du code de calcul FRESCO [THO88]. Ces phases sont introduites dans l'expression 4.21, en utilisant la relation suivante:

$$U_{cc}(E) = \exp(-\phi_{im}) \cdot \exp(2i\phi_{re}) + \exp(2i\phi_{re}) \cdot \frac{i\Gamma(E, E_\lambda)}{(E_\lambda - E) - i\Gamma(E, E_\lambda)} \quad (4.23)$$

avec:

$$\phi_{im} = \Im[\phi_{fresco}(E, \ell, J)] \quad (4.24)$$

et:

$$\phi_{re} = \Re[\phi_{fresco}(E, \ell, J)] \quad (4.25)$$

Dans cette expression la partie résonante de la matrice U n'est pas multipliée par la partie imaginaire des phases provenant du potentiel optique, car l'absorption par les autres voies est prise en compte dans les largeurs partielles et totales des résonances. La figure V.1 montre le résultat de calculs de sections efficaces à partir de la relation 4.9, en utilisant la définition 4.23, et avec une partie résonante égale à zéro.

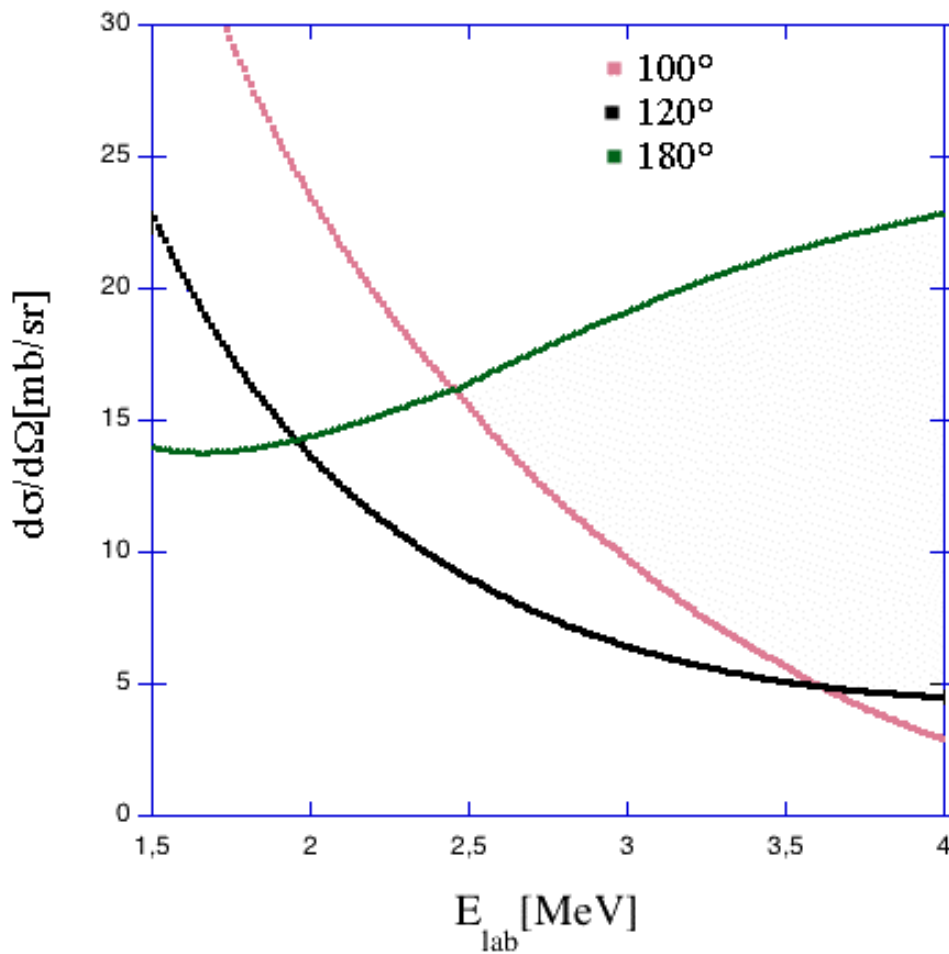


Figure IV.1: Section efficace élastique obtenu avec, le potentiel optique CH89 sans terme résonant, pour la réaction ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$

Dans un premier temps il a été vérifié que ces calculs reproduisaient bien les résultats des calculs FRESCO pour la diffusion élastique. Par ailleurs nous avons également vérifié que ce code permettait de bien reproduire les résultats expérimentaux et théoriques disponibles dans la littérature pour ces résonances. Pour cela nous avons comparé nos calculs à des résultats déjà publiés pour le système ${}^{12}\text{C}+p$ [REI56], dont un exemple est donné dans la figure IV.2. Ceci a également permis de tester le code pour plusieurs moments angulaires.

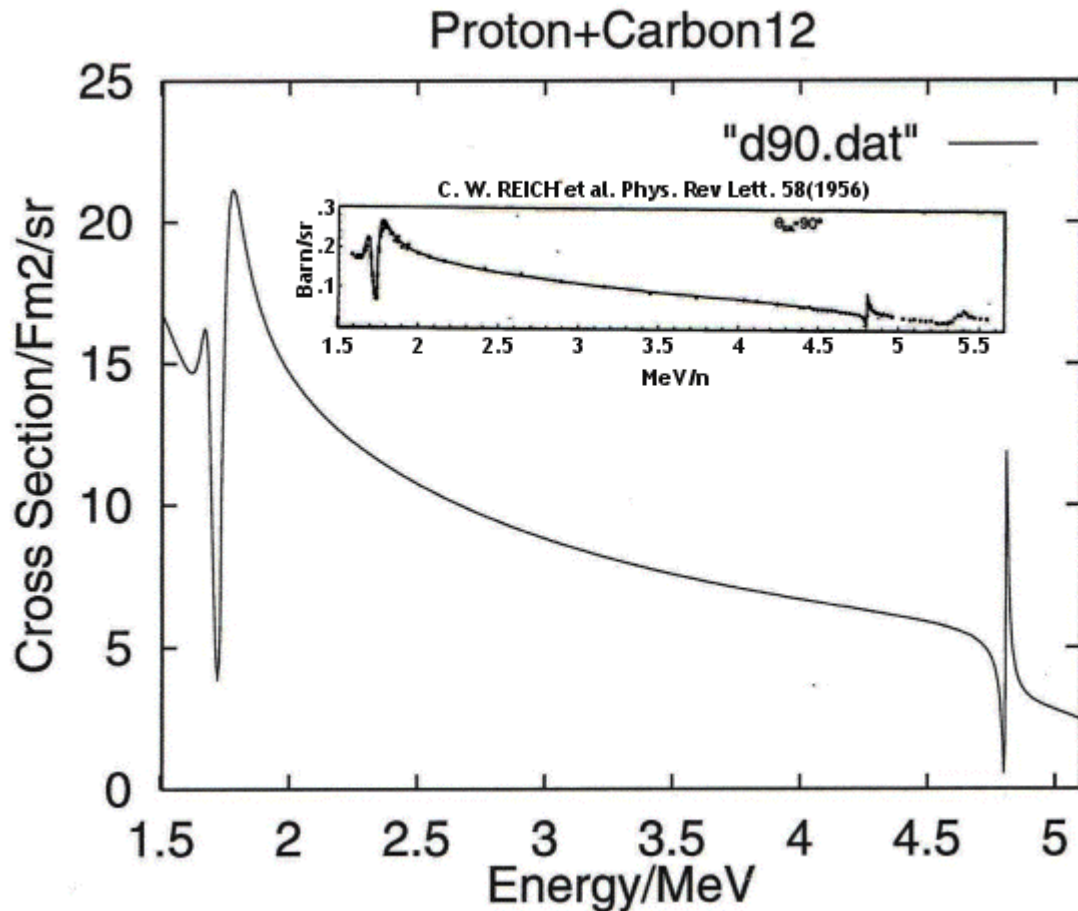


Figure IV.2: Fonction d'excitation calculée par notre programme et mesurée [REI56] pour le système $^{12}\text{C}+p$ à 90 degrés

IV.B) Diffusion élastique résonante et les états isobariques analogues

IV.B.1) États résonants, diffusion élastique résonante

L'existence d'états résonants, c'est à dire d'états non-liés, apparaît déjà clairement pour un modelé simple comme celui d'un potentiel carré sphérique profond. La résolution de l'équation de Schrödinger pour une telle configuration [MES95], donne non seulement des solutions d'énergie négative, donc correspondant à des états liés, mais aussi des solutions d'énergie positive. Ces solutions, ou états résonants, sont caractérisés par le fait qu'aux abords de certaines énergies, appelées énergies de résonance, la section efficace

subit une variation rapide. Ces résonances sont caractérisées entre autres par leur largeur qui est directement liée au temps de vie de cet état par la relation Heisenberg, on a:

$$\Delta E \cdot \Delta t = \hbar \text{ ou encore : } \Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4.26)$$

Partant de cette relation on peut facilement retrouver la formulation de Breit-Wigner pour les résonances:

Soit la fonction décrivant la décroissance d'un état, avec $\hbar = 1$:

$$\psi(t) = \psi(0) \cdot e^{-i\omega_r t} \cdot e^{-t/2\tau} = \psi(0) e^{-t(iE_r + \Gamma/2)} \quad (4.27)$$

avec $\omega_r = E_r$ l'énergie de la résonance et τ le temps de vie.

Par une transformation de Fourier, on a pour l'amplitude en fonction de E:

$$\chi(E) = \int \psi(t) e^{iEt} dt = \psi(0) \int e^{-t \left[\left(\frac{\Gamma}{2} \right) + i(E_r - E) \right]} dt = \frac{K}{(E - E_r) - i\Gamma/2} \quad (4.28)$$

avec: K=constante, E_r valeur centrale de l'énergie de l'état considéré. En utilisant le produit: $\chi^*(E)\chi(E)$, on obtient:

$$\sigma = \sigma_{\text{mas}} \frac{\Gamma/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \quad (4.29)$$

Dans le cas d'une diffusion élastique d'une particule, comme un proton, sur un noyau, aux énergies de résonance on observe de rapides variations de la section efficace, comme on peut le voir sur la figure IV.2 par exemple. Cette variation correspond à la formation d'un noyau composé, dans notre cas pour le système ${}^8\text{He}+p$, le ${}^9\text{Li}$, dans un état particulier caractérisé par ses nombres quantiques, tel que L, S. La valeur de ces nombres

quantiques pour chacun des états résonants peut être déterminée par l'allure de la variation de la section efficace autour des énergies de résonance, à différents angles. Cette étude est faite à partir de courbes présentant la section efficace de la diffusion élastique en fonction de l'énergie du projectile pour différents angles. Ces courbes sont appelées fonctions d'excitations. Dans le cas, d'un système composé simple: (particule+noyau) on a des résonances dites de particules indépendantes, c'est à dire des résonances d'une particule dans un puits de potentiel. Or dans un cas réel, ces états de particules indépendantes sont distribués sur plusieurs états du système. Pour une voie de sortie donnée seuls les états directement liés à cette voie de sortie peuvent contribuer à la probabilité de désexcitation. La composante reliant la voie de sortie à ces états est appelée facteur spectroscopique. Nous avons alors une définition qui est analogue à celle utilisée pour les réactions de transfert décrites dans une approche DWBA [GLE83]:

$$\frac{d\sigma_{\text{exp}}}{d\Omega} = S \cdot \left(\frac{d\sigma_{\text{DWBA}}}{d\Omega} \right) \quad (4.30)$$

$$\Gamma_{\text{exp}} = S \cdot \Gamma_{\text{sp}} \quad (4.31)$$

Ici $d\sigma_{\text{DWBA}}$ est la section efficace calculée par une approche DWBA (Distorted Waves Born Approximation) pour une configuration simple, comme par exemple une réaction (d,p). Nous pouvons donc par la mesure de Γ déterminer les facteurs spectroscopiques entre un état du noyau composé et une voie considérée. Pour cette détermination nous avons besoin de Γ_{sp} , qui est la largeur de la résonance calculée par le modèle de particules indépendantes. Dans le notre cas ${}^8\text{He}+p$, nous avons fait des calculs à partir du potentiel CH89 et du code FRESKO. Les résultats obtenus sont synthétisés dans la figure IV.3. Ils ont été obtenus en variant notamment les valeurs de la diffusivité et en ajustant la profondeur du puits du potentiel, dans les données entrées, pour les potentiels, dans code FRESKO, afin d'ajuster l'énergie de la résonance.

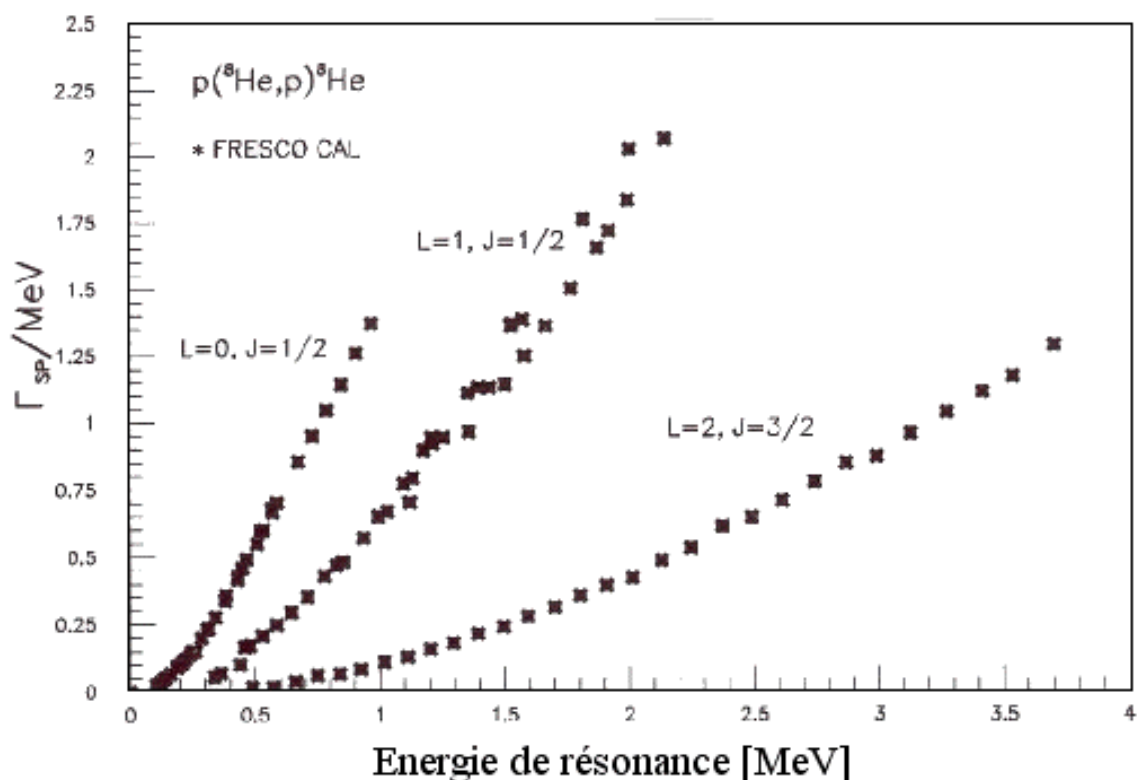


Figure IV.3: Largeurs de résonance dans un modèle de particules indépendantes pour différentes valeurs de J et à différentes énergies

IV.B.2) États isobariques analogues

Nous avons voulu étudier comme décrit dans l'introduction, les propriétés de ^9He , par l'étude du système $^8\text{He}+p$, donc par des états du ^9Li . Cette approche se justifie par les règles de l'invariance, en première approximation, par rapport à l'isospin des propriétés nucléaires.

Le ^9Li diffère de ^9He par l'échange d'un neutron pour un proton. Cet échange peut être représenté par l'opérateur T_- qui agit sur la projection de l'isospin noté T_3 . Avec $T_3=(N-Z)/2$. ^9He peut être représenté par un cœur d' ^4He , plus cinq neutrons. L'échange d'un neutron s'applique de façon identique pour chacun de ces 5 neutrons (voir figure IV.4). On obtient donc une superposition cohérente de $2T_-$ amplitudes, avec un poids

identique de $1/2T$. Comme le montre la figure IV.4, seule une de ces configurations est semblable au système ${}^8\text{He}+p$ avec le noyau ${}^8\text{He}$ dans son état fondamental, donc sans excitation de type 1 particule-1 trou. Cette configuration qui a un poids de $1/5$, nous conduit à la relation suivante pour la largeur de la résonance de l'IAS:

$$\Gamma_{\text{IAS}}({}^8\text{He} + p) = \frac{1}{5} \Gamma_{\text{SP}}({}^8\text{He} + p) \quad (4.32)$$

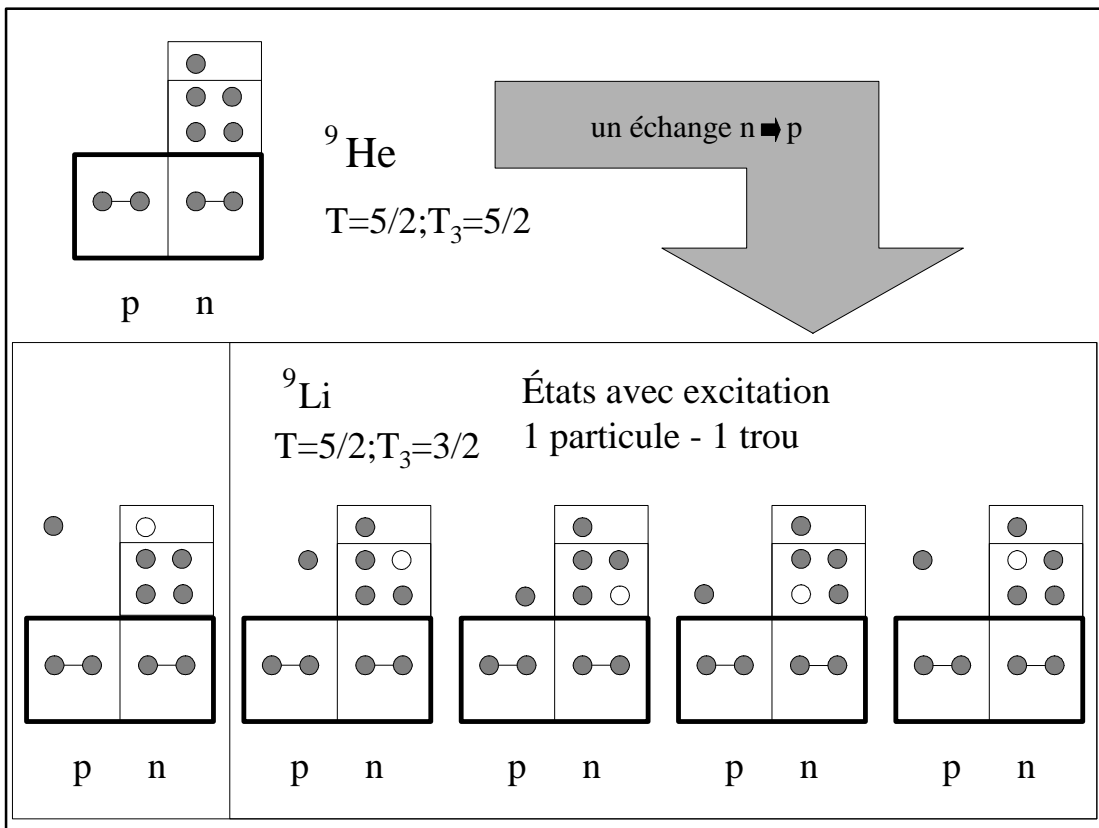


Figure IV.4: Schéma des configurations possibles par l'échange n-p à partir du $l^9\text{He}$

Dans le cas où seules les forces nucléaires seraient prises en compte les énergies des niveaux du ${}^9\text{Li}$ et du ${}^9\text{He}$ seraient identiques, à cause de l'indépendance de charges des forces nucléaires. Mais l'échange d'un proton pour un neutron implique une variation de

l'interaction coulombienne qui introduit un déplacement de ces niveaux. Ce déplacement est appelé déplacement coulombien: ΔE_c .

Ce déplacement varie en $Z/A^{1/3}$, pour une sphère uniformément chargée et pour les noyaux légers, ce déplacement est typiquement de 1 à 2 MeV [ANT85]. Pour un état IAS peuplé par un proton, on a pour l'énergie dans le système du centre de masse:

$$E_{IAS} = \Delta E_c - S_n \quad (4.33)$$

où S_n représente l'énergie de séparation d'un neutron du noyau parent. Il est important de noter que pour pouvoir observer les états IAS, dans le système cible+proton, comme états résonants, E_{IAS} doit être positif. Pour les noyaux riches en neutrons S_n est petit, voire négatif: les neutrons sont peu, ou pas liés. C'est pourquoi pour les noyaux légers riches en neutrons l'étude des IAS est un outil de première importance. C'est cette raison qui nous conduit à utiliser cette méthode pour l' ^9He qui est non-lié.

IV.B.3) Réactions de transfert (p,d) et (p,t) et approche DWBA

L'étude des réactions de transfert ne faisait pas partie des objectifs initiaux de ce travail. Mais dès le début de l'analyse, sur les matrices d'identifications nous avons constaté la présence importante voir dominante, de deuton et de triton. Il nous a alors paru important de tenter une étude pour ces réactions, ne serait-ce qu'une étude rapide. Il n'existe en effet, à notre connaissance, pas de travaux sur ces réactions avec des noyaux exotiques à l'énergie du présent travail. Pour les calculs des sections efficaces nous avons utilisés ici aussi le code de calcul FRESCO. Une étude plus approfondie devrait aussi inclure une mesure plus détaillée des distributions angulaires de la diffusion élastique, pour pouvoir ajuster les potentiels pour le système $p+^8\text{He}$ aux énergies très basses de l'ordre de 1 à 4 MeV/n.

V) Résultats expérimentaux et analyse

Dans ce chapitre nous allons comparer les résultats issus de l'analyse des données présentée dans le chapitre III, avec les calculs utilisant les méthodes présentées dans le chapitre IV.

V.A) Calcul des sections efficaces absolues

V.A.1) Calcul des sections efficaces expérimentales

Les sections efficaces expérimentales sont obtenues à partir du nombre d'événements qui après analyse, sont identifiés comme appartenant au type de réactions recherchées, par exemple la diffusion élastique de protons sur ^8He (cinématique inverse). Ce nombre d'événements est relié à la section efficace par la relation suivante.

$$N_{\text{DETECTES}} = \frac{d\sigma_{\text{LAB}}}{d\Omega} N_{\text{INCIDENTS(corrigé)}} \cdot N_{\text{CIBLES}} \cdot d\Omega \quad (5.1)$$

avec,

N_{CIBLES} : Nombre de particules dans la cible

$N_{\text{INCIDENTS}}$: Nombre de particules incidentes

N_{DETECTES} : Nombre de bons événements détectés

$\frac{d\sigma_{\text{LAB}}}{d\Omega}$: Section efficace différentielle dans le laboratoire

$d\Omega$: angle solide.

Le nombre de particules dans la cible est déterminé de la manière suivante:

$$N_{CIBLE} = \frac{N_{AVOGADRO}}{Volume\ molaire} * nombre\ hydrogène\ par\ molecule\ de\ C_4H_{10} * dx * \frac{T_0}{T} * \frac{P}{P_0} \quad (5.2)$$

Avec, dx: épaisseur de la cible ou de la portion de cible considérée, T: température en Kelvin, P: pression, P₀ et T₀: pression et température de référence pour le volume molaire.

Soit dans les conditions de cette expérience:

$$N_{CIBLE} = \frac{6.63 * 10^{23}}{22400} * 10 * 0.22 * \frac{273}{300} * \frac{1024}{1013} = 5.98 * 10^{19} \text{ atomes} \quad (5.3)$$

Le nombre de particules incidentes vues par le détecteur de faisceau, et qui ont été aussi détectées dans MAYA a été estimé de la façon suivante:

$$N_{INCIDENT} = N_{FAISCEAU} \left(\frac{N_{MAYA\ TOTAL}}{(N_{MAYA})_{POUR\ 1\ ECHANTILLON}} \right) \quad (5.4)$$

Le nombre de particules faisceaux: N_{FAISCEAU} est donné par le comptage des échelles du détecteur de faisceaux, dont l'efficacité est proche de 100%. Le nombre de particules dans le détecteur: N_{MAYA} est le nombre de particules détectées par le détecteur de faisceau et qui sont aussi détectées dans MAYA, soit pour un run: (N_{MAYA})_{POUR 1 ECHANTILLON}, soit pour toute la statistique de l'expérience: N_{MAYA TOTAL}.

Pour cette expérience on obtient les valeurs suivantes:

$$N_{INCIDENT} = N_{Yb_ECHELLE} \left(\frac{N_{FRISCH_2TOTAL}}{(N_{FRISCH_2})_{RUN\ 725}} \right) = 1910227 * \left(\frac{117070}{735} \right) = 3.0486.10^8 \text{ particules} \quad (5.5)$$

$$d\Omega_{LAB} = \sin(\theta_{LAB}) d\theta_{LAB} d\phi_{LAB} \quad (5.6)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{LAB} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} * \text{Jacobien} \quad (5.7)$$

Il faut apporter deux corrections à cette formule, l'une est le temps mort de l'acquisition, l'autre est l'efficacité de reconstruction des événements. Le temps mort provient du fait que, pendant le traitement d'un événement, l'acquisition ne peut traiter aucune autre donnée. Toutes les données des événements arrivant pendant ce temps mort sont perdues par l'acquisition, mais peuvent néanmoins être comptées dans les échelles. Or, il faut toutes les données d'un événement pour pouvoir le traiter. Si des données manquent, l'événement considéré comme incomplet est rejeté du traitement. Comme on l'a vu précédemment dans le calcul du nombre de particules incidentes, nous utilisons des données qui sont sensibles au temps mort (spectres) conjointement avec des données qui ne le sont pas (échelles), il est donc nécessaire de corriger les résultats obtenu par le temps mort.

La correction par le temps mort est définie comme:

$$\text{Correction TM} = \frac{1}{1 - \left(\frac{Yb_{ECHELLE} \cdot ET \cdot \overline{TM}}{Yb_{ECHELLE}} \right)} = \frac{1}{1 - 0.272} = 1.37 \quad (5.8)$$

L'efficacité est bien plus difficile à évaluer car elle dépend de nombreux paramètres dont certains sont liés à la cinématique des événements, il faudrait donc définir une

efficacité moyenne pour plusieurs types d'événements qui auraient par exemple des cinématiques semblables. Ici, nous avons fait une évaluation pour les événements qui atteignent les CsI, en comparant le nombre des événements avec et sans reconstruction correcte, pour un CsI donné. Nous obtenons une efficacité de 64%. On a donc:

$$N_{\text{Détectée}}(\text{corrigé}) = N_{\text{Détectée}} \left(\frac{\text{Correction TM}}{\text{Efficacité}} \right) \quad (5.9)$$

Pour les réactions (p,d) et (p,t), la formule suivante a été utilisée pour les sections efficaces:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{CM}}} \cdot N_{\text{INCIDENT}} \cdot N_{\text{CIBLE}} = \left(\frac{dN}{d\Omega_{\text{CM}}} \right) = \left(\frac{dN \cdot dR}{d\Omega_{\text{CM}} dR} \right) = \left(\frac{dR}{d\theta \cdot \sin \theta_{\text{CM}} \cdot d\phi_{\text{CM}}} \right) \frac{dN}{dR} \quad (5.10)$$

Le terme entre parenthèses, dans la dernière formulation de 5.10, a été obtenu, pour chaque plage en énergie et chaque plage de parcours utilisée, par un programme de cinématique incluant un calcul des parcours.

V.A.2) Estimation de l'erreur sur la détermination des sections efficaces

Le calcul des sections efficaces fait intervenir plusieurs valeurs expérimentales pour lesquelles existent des incertitudes. Ces différentes incertitudes doivent être prises en compte pour la détermination de la précision des sections efficaces.

Pour la mesure du nombre de particules incidentes, les erreurs peuvent provenir de plusieurs raisons: décalage entre l'arrêt des échelles et l'arrêt de l'acquisition, erreur sur les bornes de la zone prise en compte pour le nombre de coups dans Frisch_2, etc... Cette erreur est au maximum de 5%.

La détermination du nombre de particules dans la cible, ou dans notre cas dans une tranche du détecteur est essentiellement due aux variations locales de la température et de la pression, nous avons estimé cette erreur à 5% maximum.

Une autre source d'erreur vient de la mesure des angles intervenant dans le calcul de l'angle solide, c'est à dire les angles θ et φ . Pour ces angles on estime l'incertitude à 5%.

La principale incertitude provient de l'estimation de l'efficacité de reconstruction. En effet le chiffre donné plus haut est obtenu pour une situation assez favorable, pour des trajectoires longues avec beaucoup de points. Cette efficacité peut varier de façon conséquente pour des événements qui ont des cinématiques différentes. Une estimation plus précise de cette efficacité reste encore à faire. Pour le moment nous estimerons cette efficacité à 64% avec une incertitude de 20%. Il est à noter que cette efficacité bien que variant sur un domaine de valeurs assez grand ne présente, à priori, pas de discontinuité et varie lentement. Elle ne devrait donc pas introduire de déformations importantes, ni dans les fonctions d'excitation, ni dans les distributions angulaires, dans le domaine présenté.

Si l'on ne prend pas en compte l'incertitude de l'efficacité qui est importante, l'incertitude pour les sections efficaces est d'environ 10%. Avec l'incertitude actuelle sur l'efficacité nous obtenons de l'ordre de 50% pour l'incertitude sur la valeur des sections efficaces absolues.

V.B) Diffusion élastique: état fondamental et premier état excité de ^9He

Comme il a été dit dans l'introduction cette étude s'inscrit dans la suite logique de l'étude sur l'inversion de niveau pour les isotones $N=7$ [PIT99], au niveau du ^{11}Be . Il n'est également pas inutile de dire que, malgré les différents travaux déjà effectués, il n'y a pas actuellement d'assignation de moment angulaire accepté pour cet état, ce qui est une autre raison en faveur de cette étude. Les différents travaux théoriques sur les assignations de

niveaux sont regroupés dans le tableau V.1. Les assignations entre parenthèses pour la référence [KIT93] correspondent au spin et à la parité obtenus lorsqu'une dépendance en isospin des énergies de particules indépendantes est prise en compte dans les calculs. Il est intéressant de noter que très peu de résultats expérimentaux ont conduit à une tentative d'assignation. Les références [SET86] et [BOH99] ne donnent pas de détermination claire du J^π pour la résonance de l'état fondamental, ni pour celle du premier état excité. L'analyse de distributions angulaires en termes de processus à deux étapes de la référence [BOH99] favorise un état $J^\pi = 3/2^-$ à $S_n = - 2.35$ MeV et un état $J^\pi = 5/2^-$ à $S_n = - 5.18$ MeV. Une étude de compatibilité des résultats avec des attributions de J^π , pour les trois premières résonances, a été faite dans la référence [ROG03]. Notons ici, que dans la référence [CHE01], un état virtuel $1/2^+$ a été déduit de l'interprétation des données et interprété comme l'état fondamental du système ${}^9\text{He}$. Cet état n'ayant pas encore été vu dans d'autres expériences, nous allons utiliser comme état fondamental l'état à 1.1 MeV au dessus du seuil d'émission d'un neutron dans l' ${}^9\text{He}$ qui est le niveau adopté dans la compilation [TIL99]. Les différents niveaux adoptés, sans attribution J^π , dans cette compilation pour l' ${}^9\text{He}$ sont présentés dans le tableau V.2.

Référence	[SET87]	[STE88]	[KIT93]	[POP93]	[OGL95]	[NAV98]	[CHE01]	[MIC03]
J^π (g.s.)	$1/2^-$	$3/2^-$	$1/2^+ (1/2^-)$	$1/2^+$	$1/2^-$	$1/2^-$	$1/2^+$	$1/2^-$
J^π (1 ^{er} ex)	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^- (1/2^+)$	$1/2^-$	$1/2^+$	$3/2^-$	$1/2^-$	/

Tableau V.1: Présentation des résultats théorique de la littérature

Sn	-1.2 ± 0.08 MeV	-2.35 ± 0.1 MeV	-4.23 ± 0.1 MeV	-5.18 ± 1.2 MeV
Γ	0.1 ± 0.06 MeV	0.7 ± 0.2 MeV	/	/

Tableau V.2: Présentation des niveaux adoptés pour l' ${}^9\text{He}$ [TIL01]

Pour ce travail nous nous sommes limités aux fonctions d'excitation pour les angles centre de masse 100 et 120 degrés. En effet plusieurs problèmes ne nous ont pas permis d'extraire de façon convenable les données correspondantes aux autres angles. L'un des

problèmes provient du choix, que nous avons fait d'utiliser une amplification différente pour les 3 rangées situées sous le faisceau, ce qui conduit à une déformation des distributions de charges induites, pour les angles laboratoires proches du faisceau et pour les trajectoires courtes. Par ailleurs nous avons, au début de l'expérience, rapidement constaté une fuite dont la réparation aurait pris trop de temps comparé au temps disponible, nous avons alors choisi de fonctionner à une pression supérieure de quelques millibars à la pression atmosphérique pour que la fuite de gaz se fasse alors de l'intérieur du détecteur vers l'extérieur, évitant ainsi la pollution. Cela ne nous a pas permis de varier les parcours des particules dans le gaz.

V.B.1) L'état fondamental

V.B.1.a) assignation du moment angulaire de l'état fondamental

La figure V.1 montre les points expérimentaux pour deux angles dans le repère du centre de masse: 100 degrés et 120 degrés. Les points expérimentaux ont été obtenus avec les méthodes exposées dans le chapitre III. Les barres d'erreur horizontales correspondent à l'incertitude sur la reconstruction en Xvertex, et donc de l'énergie de la réaction. Les barres d'erreur verticales correspondent à l'erreur statistique. La figure V.2 montre ces points avec la courbe de la Figure. IV.1, c'est à dire la section efficace de la diffusion élastique obtenue, avec le potentiel optique CH89 et sans le terme résonant, pour la réaction ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$ et pour un facteur spectroscopique $C^2S=1$.

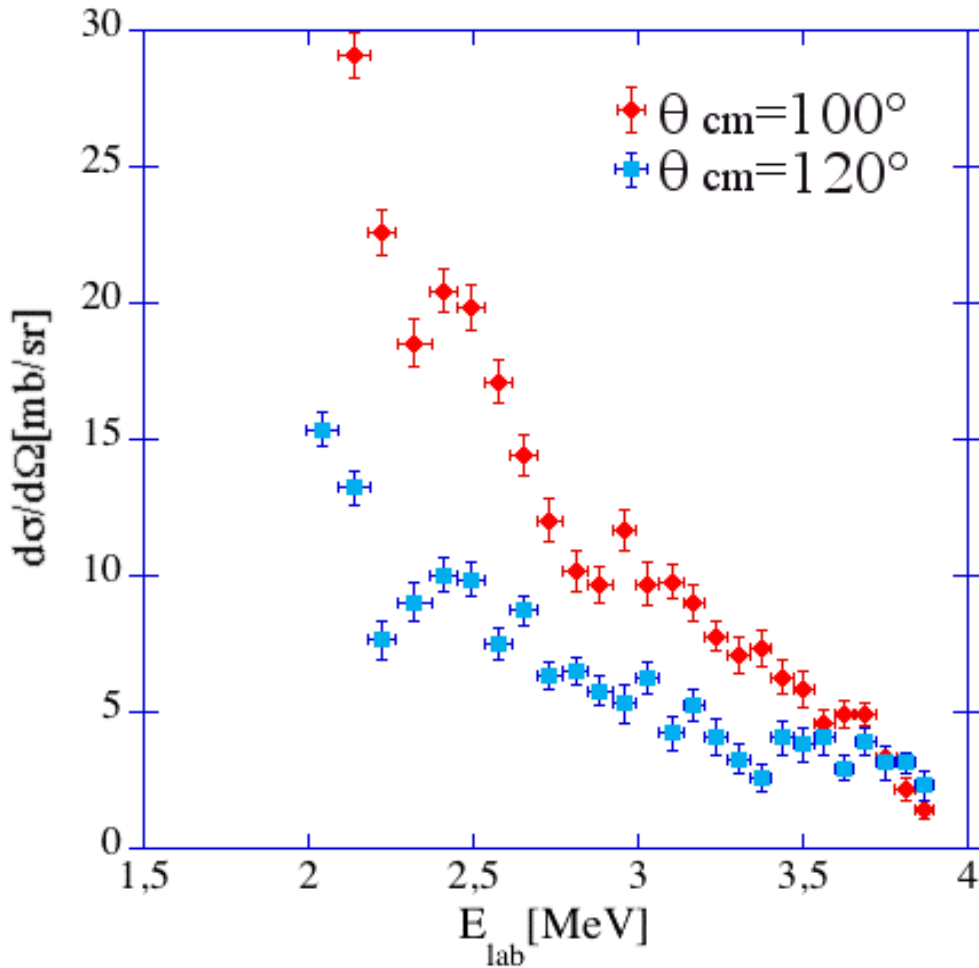


Figure V.1: Fonction d'excitation de la diffusion élastique ${}^8\text{He}+p$ aux angles centre de masse 100 et 120 degrés de ce travail, Les barres d'erreur horizontales correspondent à l'incertitude sur la reconstruction en Xvertex, et donc de l'énergie de la réaction. Les barres d'erreur verticales correspondent à l'erreur statistique

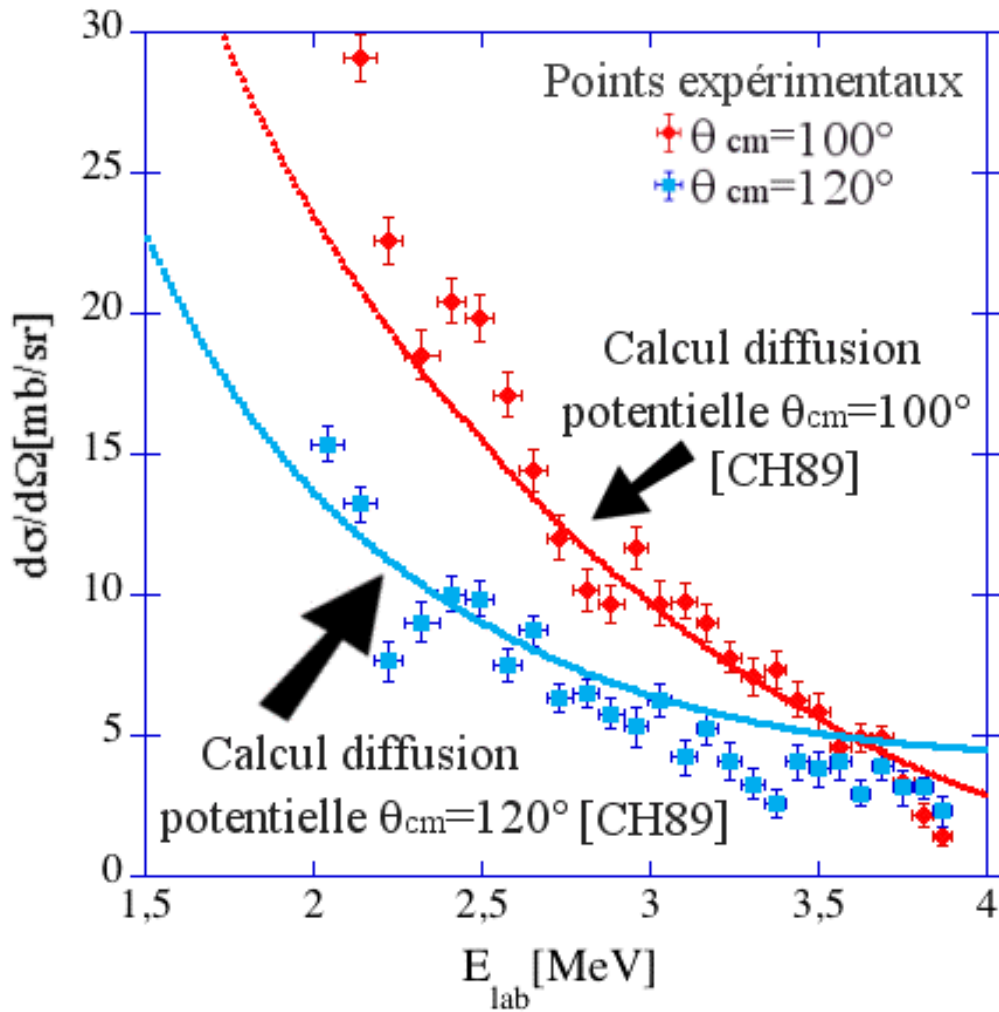


Figure V.2: Fonction d'excitation de la diffusion élastique ${}^8\text{He}+p$ aux angles centre de masse 100 et 120 degrés de ce travail. Les courbes théoriques sont celles de la figure IV.1

Dans la figure V.3 les points expérimentaux sont comparés à un calcul fait avec le potentiel CH89 avec les méthodes présentées dans le chapitre IV. Deux résonances ont été incluses avec pour chacune d'elles deux assignations, $J^\pi=1/2^-$ et $J^\pi=1/2^+$ pour la première résonance, et $J^\pi=1/2^-$ et $J^\pi=3/2^-$ pour la seconde résonance. Il apparaît sur cette figure que les effets pour les différentes assignations aux angles disponibles sont suffisants pour faire une analyse plus fine de ces résonances.

On voit nettement qu'un état $l=0$, $s=+1/2$ reproduit mieux nos données expérimentales autour de 2.1 MeV. Les autres paramètres pour cette résonance sont $E_{\text{res}}=2.1$ MeV, $\Gamma_p(E_{\text{res}}=2.1 \text{ MeV})=12.5$ keV et $\Gamma_t(E_{\text{res}}=2.1 \text{ MeV})=200$ keV. Pour la résonance à 3.1 MeV les paramètres sont : $\Gamma_p(E_{\text{res}}=3.1 \text{ MeV})=10$ keV et $\Gamma_t(E_{\text{res}}=3.1 \text{ MeV})=500$ keV. La première résonance a été interprétée comme un état $1/2^-$ par les références [BOH99] et [ROG03].

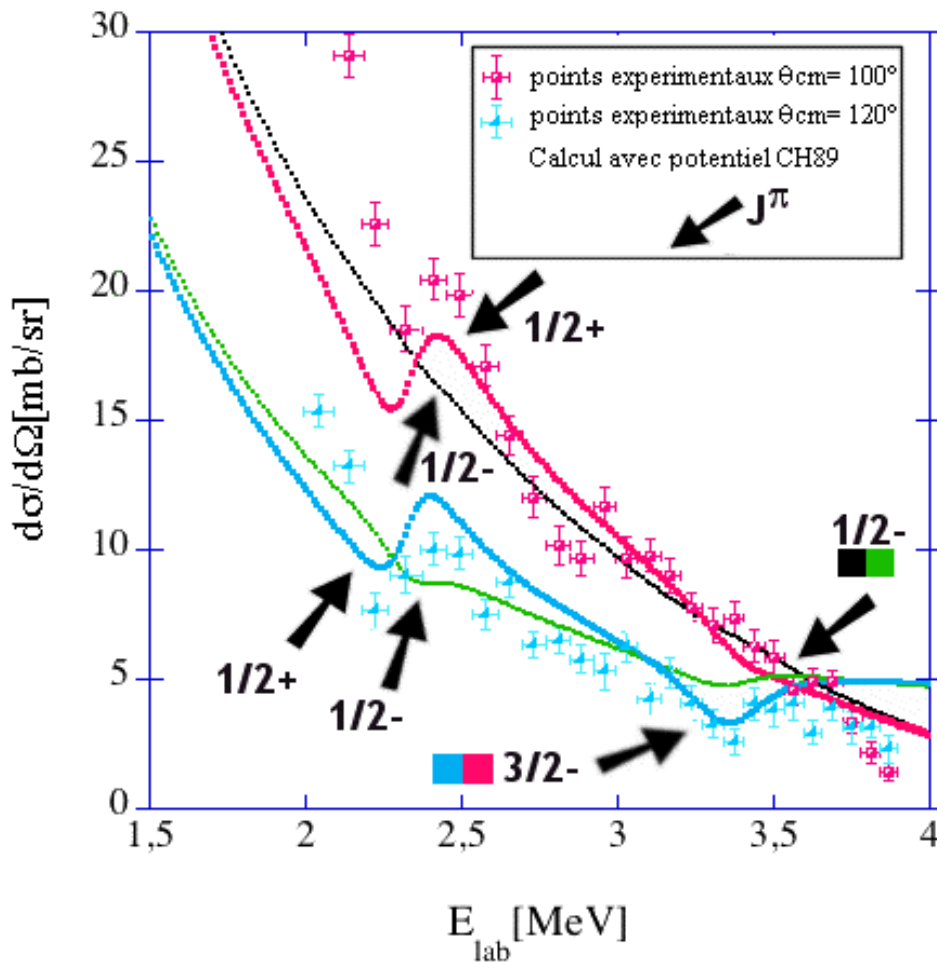


Figure V.3: Comparaison des résultats expérimentaux de ce travail avec un calcul fait avec le potentiel CH89 et deux assignations de spin et parités pour chacune des deux résonances observées pour les angles 100° et 120° centre de masse

La figure V.4 montre les résultats expérimentaux de [ROG03], avec les calculs de section efficace pour la diffusion potentiel en utilisant le potentiel optique utilisé dans la publication et deux assignations. Ici le code de calcul utilisé est le notre. Comme on le voit il est difficile ici de faire une assignation claire. On peut même voir un accord légèrement meilleur pour un état $1/2+$.

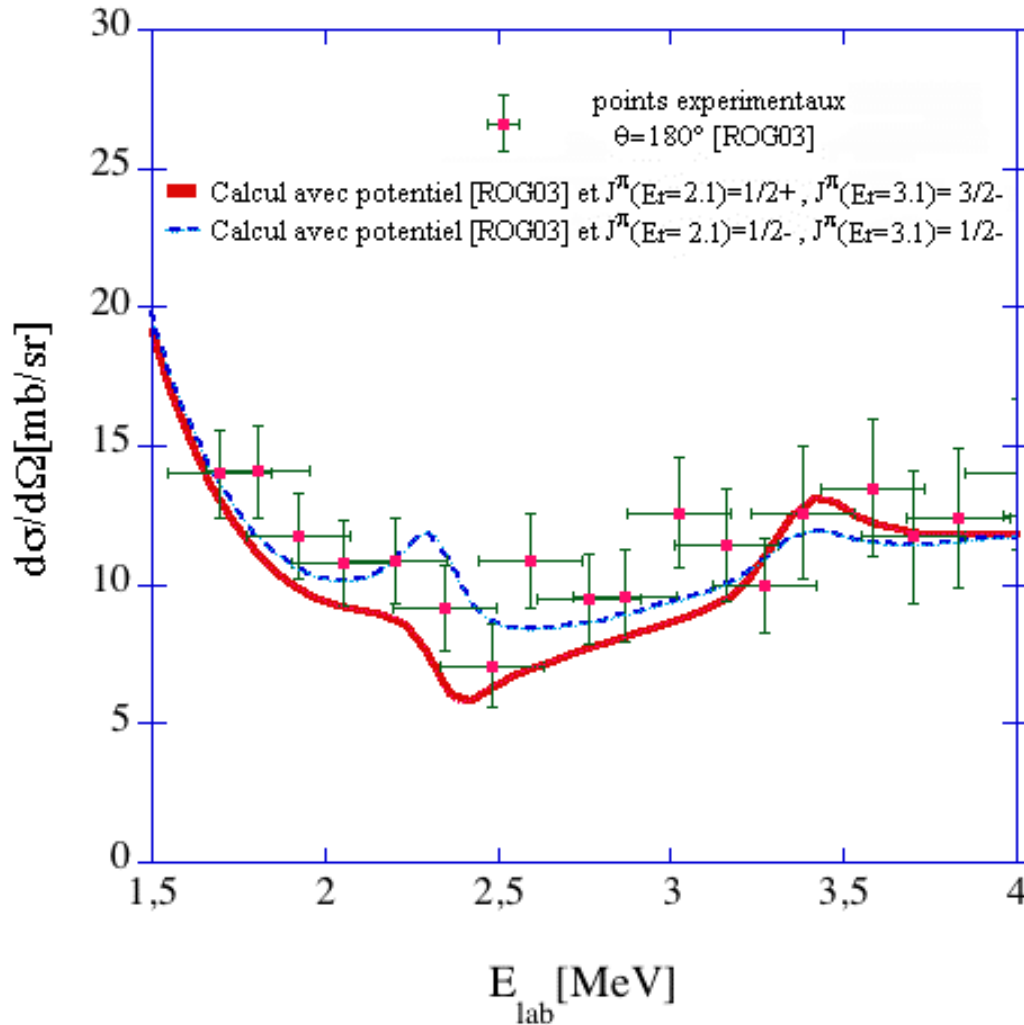


Figure V.4: Comparaison, des résultats expérimentaux de la référence [ROG03] pour la fonction d'excitation du système ${}^8\text{He}+p$ à 180° dans le centre de masse, avec un calcul obtenu avec notre code et le potentiel de la référence [ROG03], et deux assignations de spin (voir figure)

V.B.1.b) Ajustement de l'énergie de la résonance.

La figure V.5 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux pour les angles centre de masse 100 degrés et 120 degrés et les calculs avec le potentiel CH89, pour trois énergies de résonance pour la première résonance. Le meilleur accord est pour $E_{\text{Res}}^{\text{C.M.}}(\text{g.s.}) = 2.075 \pm 0.1 \text{ MeV}$. Cette valeur nous permet d'obtenir une estimation du déplacement coulombien. Avec $S_n = 1.2 \pm 0.08 \text{ MeV}$ [TIL01], et la relation (voir chapitre IV):

$$E_{\text{RES}}^{\text{CM}} = \Delta E_c + S_n \quad (5.10)$$

on déduit:

$$\Delta E_c = 2.075 \pm 0.1 - 1.12 \pm 0.08 = 0.875 \pm 0.128 \text{ MeV}$$

La figure V.6 permet de comparer ce résultat à d'autres résultats expérimentaux provenant de la référence [ANT85]. Comme on peut le voir le comportement moyen est proche d'une loi linéaire en $Z/A^{1/3}$ avec une fluctuation d'environ 100 keV autour de cette droite. On voit que le point mesuré s'intègre bien dans ces données.

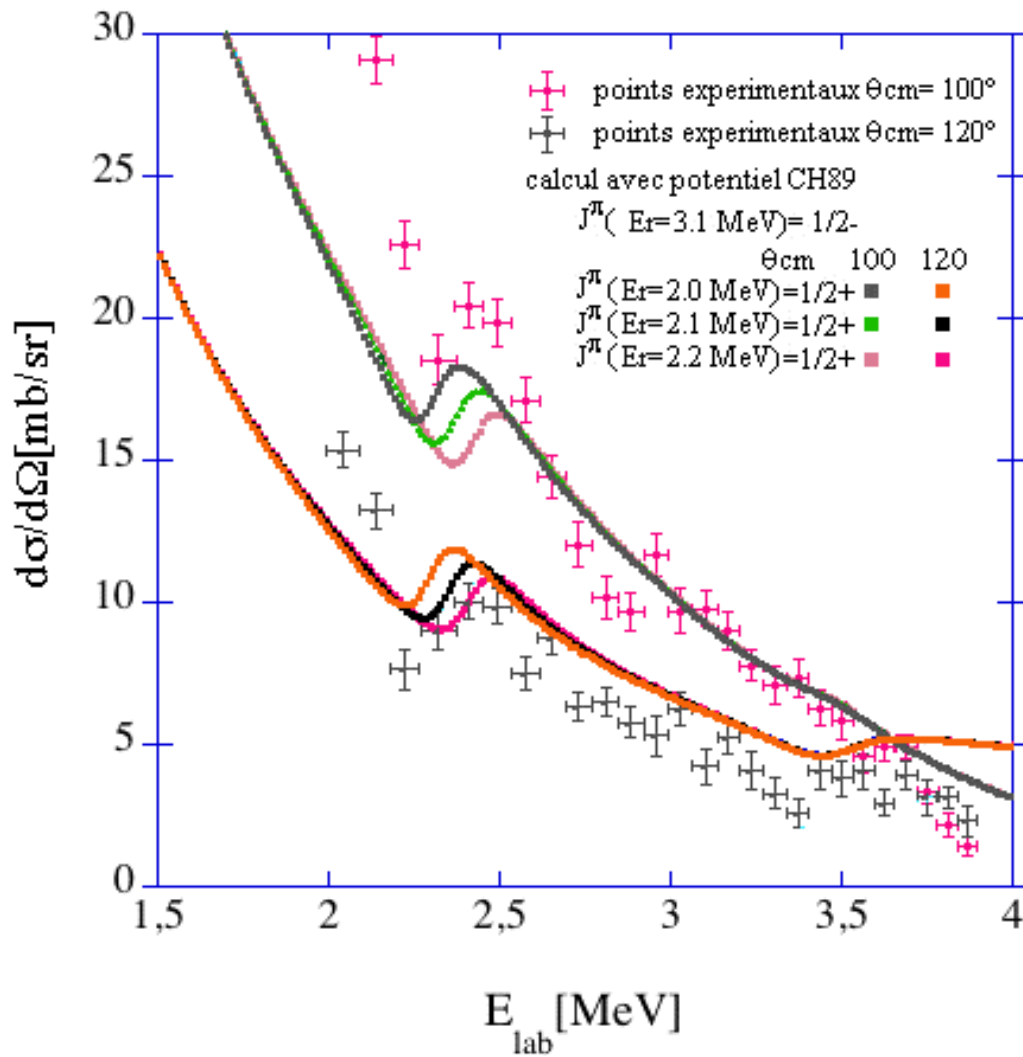


Figure V.5: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système ${}^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour trois énergies de résonance: $E_r(\text{gs})=2.0, 2.1$ et 2.2 MeV , pour la première résonance

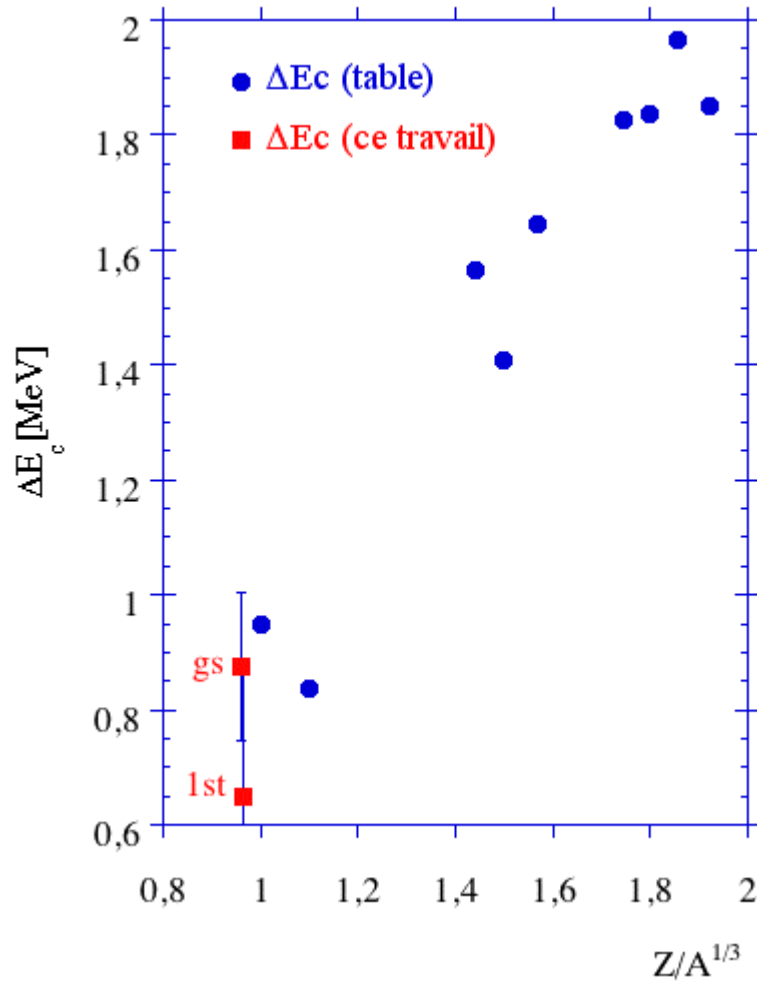


Figure V.6: Résultats expérimentaux du déplacement Coulombien de ce travail, comparé à d'autres résultats expérimentaux pour les noyau légers He, Li, Be, pris dans la compilation [ANT85]

V.B.1.c) Ajustement de la largeur partielle des protons: Γ_p

La figure V.7 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux pour les angles centre de masse 100 degrés et 120 degrés comparés aux calculs avec le potentiel CH89, pour trois largeurs $\Gamma_p=10, 15, 20$ KeV. Le meilleur accord est obtenu pour des valeurs entre 10 et 15 KeV pour les largeurs partielles. Nous avons utilisé la valeur $\Gamma_p=12.5$ KeV comme dans le calcul précédent. Pour ces calculs nous avons utilisé $\Gamma_t=200$ KeV, $E_{res}=2.075$ MeV et $J^\pi=1/2+$.

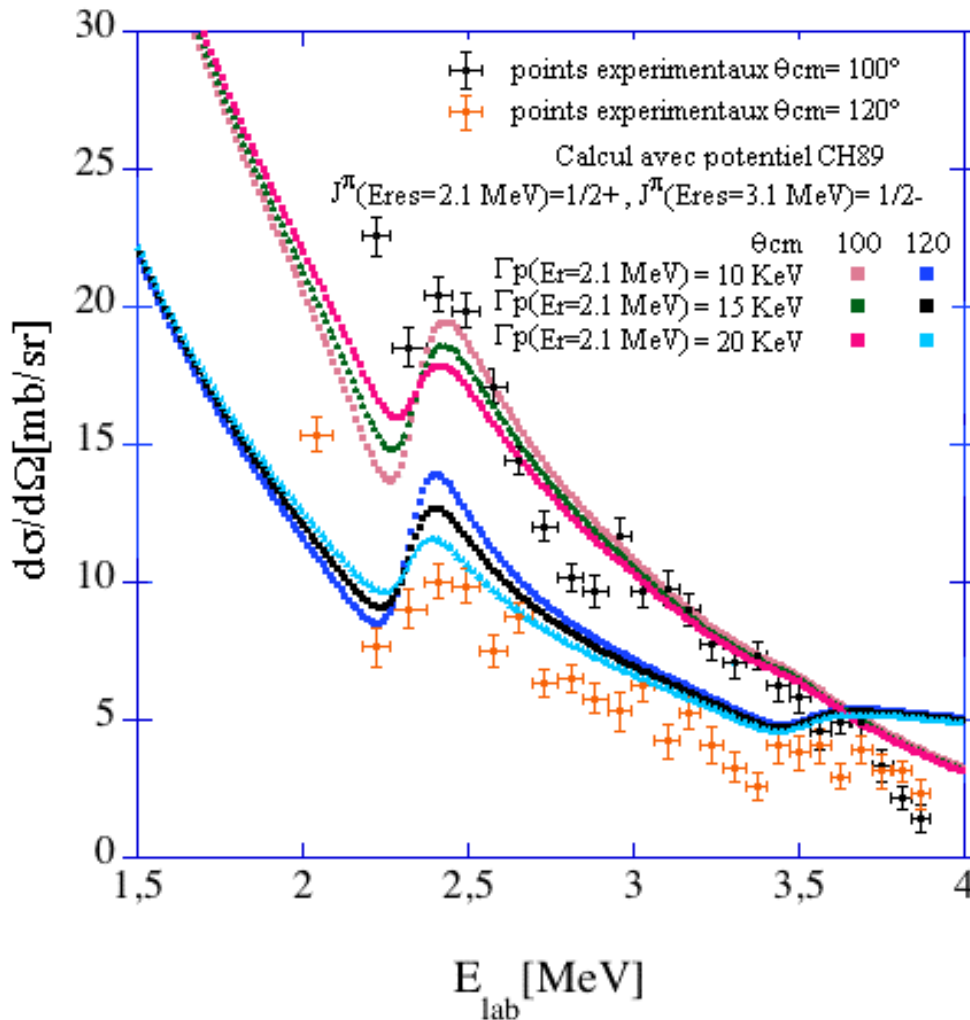


Figure V.7: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système $^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour différentes largeurs partielles proton: $\Gamma_p=10, 15, 20$ KeV

V.B.1.d) Ajustement de la largeur totale: Γ_t .

La figure V.8 présente la comparaison entre les résultats expérimentaux pour les angles dans le centre de masse 100 degrés et de 120 degrés comparés aux calculs avec le potentiel CH89, pour trois largeurs totales $\Gamma_t=100, 150, 200$ KeV. La largeur de la résonance pour $\Gamma_t=150$ KeV est trop faible par rapport aux données expérimentales, tandis que pour $\Gamma_t=250$ KeV la largeur semble trop forte, Une largeur totale de 200 KeV est donc retenue. L'énergie de la résonance utilisée est $E_{res}=2.075$ MeV, avec $J^\pi=1/2^+$ et $\Gamma_p=12.5$ KeV.

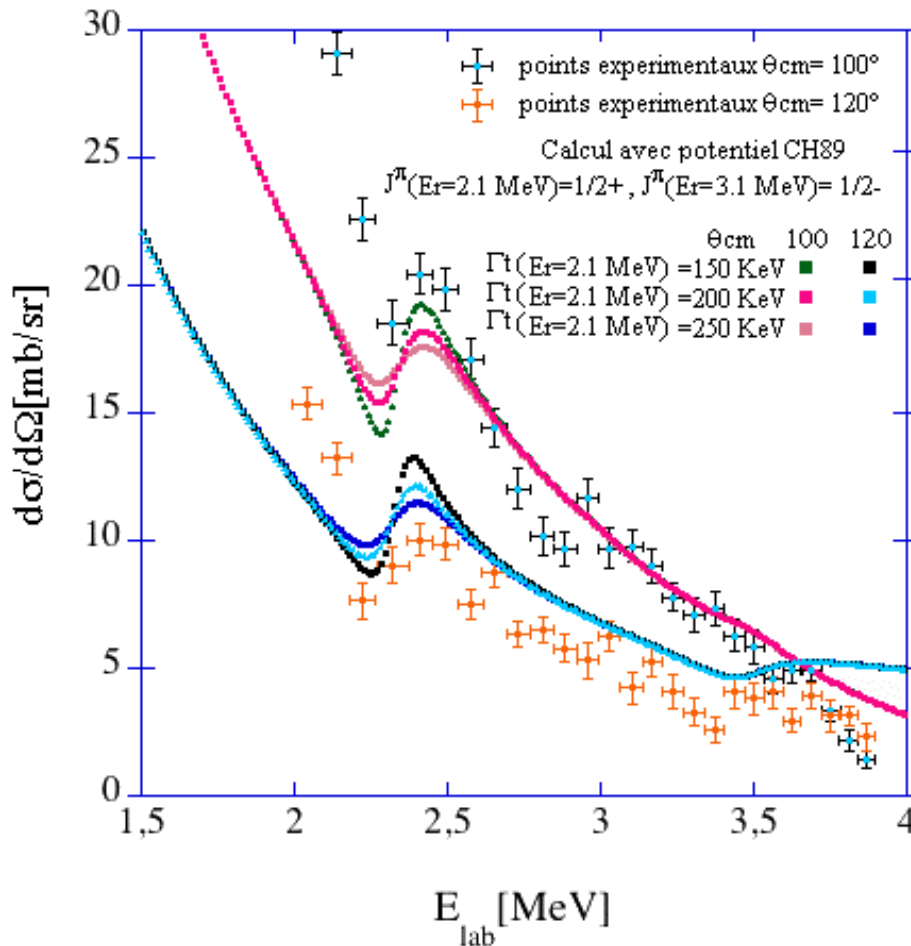


Figure V.8: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système ${}^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour différentes largeurs partielles proton: $\Gamma_t=100, 150, 200$ KeV

On constate sur ces différentes figures qu'il y a une différence croissante entre les sections efficaces calculées avec le potentiel CH89, et les sections efficaces mesurées lorsque l'énergie diminue. Nous avons donc essayé deux autres potentiels l'un provenant de la référence [ROG03], figure V.9. L'autre a été obtenu à partir du potentiel CH89 mais en ajustant les phases imaginaires des différents moments angulaires intervenants dans les calculs, pour avoir un meilleur accord avec nos résultats, à 100 et 120 degrés centre de masse, et aussi avec les résultats de la référence [ROG03], à 180 degrés, voir figure V.10. Pour ces calculs ce sont les caractéristiques obtenues précédemment qui ont été utilisées pour la première résonance: $E_{res} = 2.075$ MeV, avec $j^{\pi} = 1/2^{+}$ et $\Gamma_p = 12.5$ keV, et $\Gamma_t = 200$ keV. Pour la résonance correspondant au premier état excité, les paramètres suivants ont été utilisés: $E_{res} = 3.1$ MeV, avec $J^{\pi} = 1/2^{-}$ et $\Gamma_p = 10$ keV, et $\Gamma_t = 500$ keV. On constate que le premier potentiel reproduit assez bien les sections efficaces mesurées à basse énergie, mais il s'en éloigne à haute énergie. En revanche le second potentiel reproduit assez bien les données sur toute la gamme des énergies utilisées. Comme on peut constater, à 180 degrés, le signe des interférences entre la diffusion potentielle et la diffusion résonante s'inversent entre les deux calculs. Ceci montre qu'il faut être très prudent quand on interprète les angles arrières. Par contre, à 100 et 120 degrés, les signes des interférences sont identiques. Ceci montre que l'on peut avoir beaucoup plus de confiance dans l'interprétation des fonctions d'excitation à ces angles.

D'une manière plus générale, la comparaison des deux calculs montre qu'il serait souhaitable d'avoir des distributions angulaires plus complètes pour déterminer un potentiel optique avec précision.

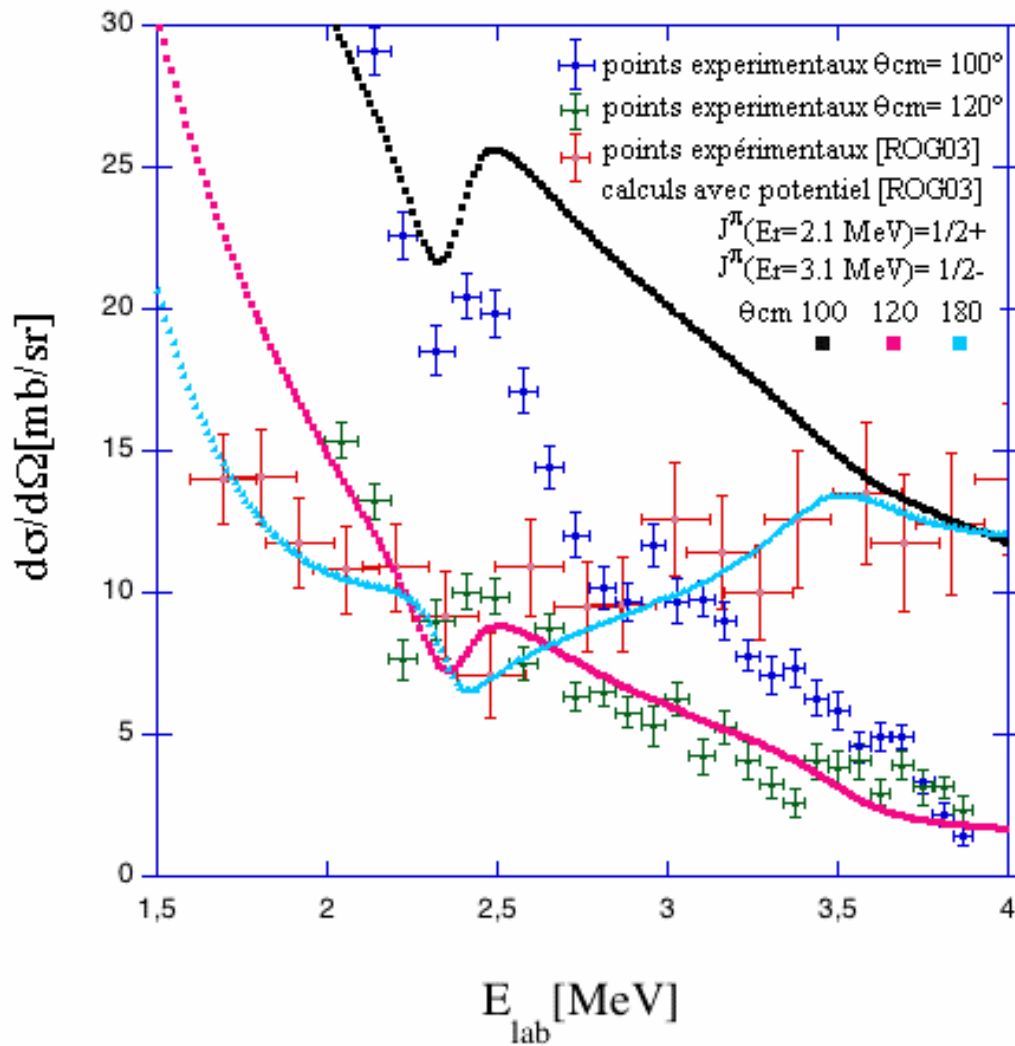


Figure V.9: Comparaison des résultats expérimentaux aux angles centre de masse 100,120 de ce travail et 180 degrés pour la référence [ROG03], avec un calcul utilisant notre code et le potentiel de la référence [ROG03]

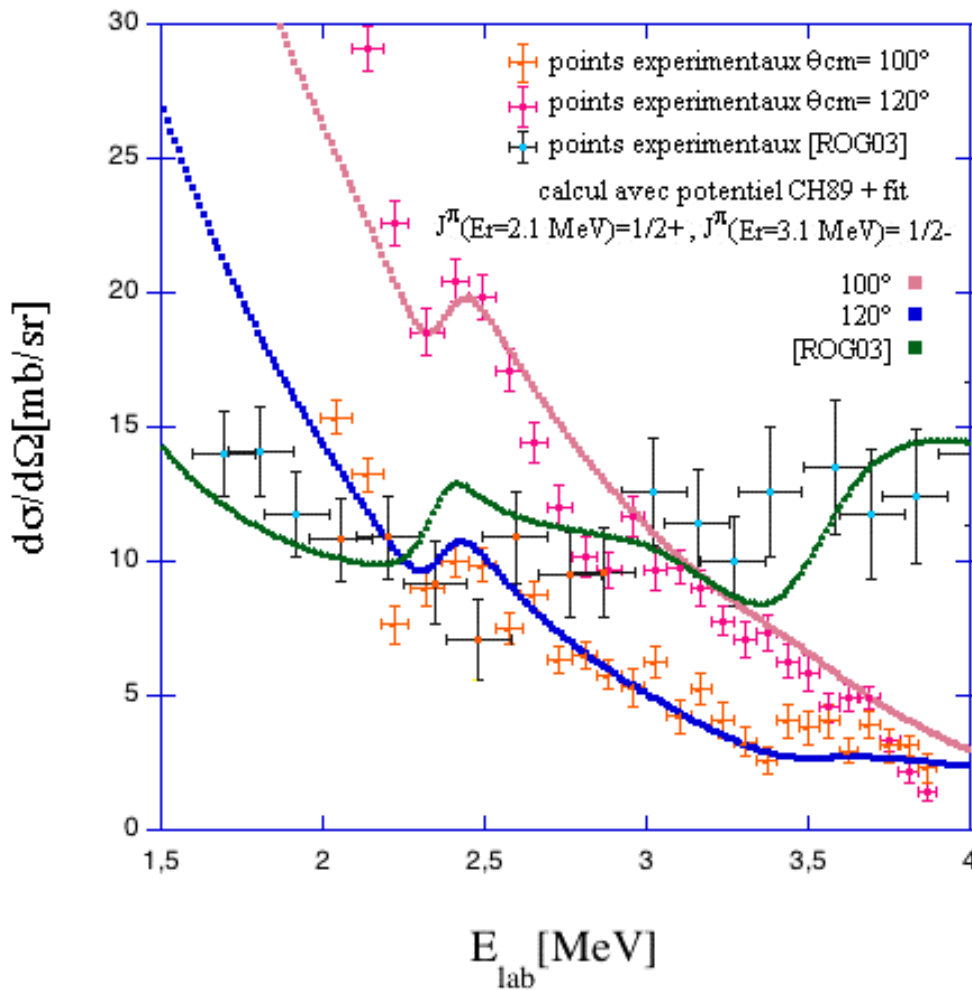


Figure V.10: Comparaison des résultats expérimentaux aux angles centre de masse 100,120 et 180 degrés pour le potentiel CH89 avec des coefficients de transmission réajustés.

V.B.2) Premier état excité

V.C.2.a) assignation du moment angulaire et du spin

A partir de nos seules données, il nous est difficile de faire une étude approfondie sur la résonance de ce premier état excité car les effets observés sont trop faibles. C'est essentiellement à 120 degrés que l'on peut voir l'effet résonant. Bien que la figure V.1 semble montrer un meilleur accord de nos données avec une résonance $J^\pi=3/2^-$, pour 180

degrés [ROG03] l'effet résonant semble un peu surestimé. Nous avons donc finalement utilisé une assignation $J^\pi=1/2^-$ pour cette résonance, mais un comportement très similaire est obtenu avec $J^\pi=3/2^-$ et une largeur partielle Γ_p plus petite d'environ un facteur 2.

V.C.2.b) Ajustement de la largeur partielle des protons: G_p

La figure V.7 montrait l'ajustement de la largeur partielle Γ_p pour la première résonance. La figure V.11 montre le résultat des trois largeurs protons pour la résonance à 3.1 MeV. Comme on le voit d'après nos données, il est difficile d'extraire avec précision une largeur partielle. Les figures V.3 , V.9 et V.10 ont été obtenues pour une largeur totale de 500 KeV et une largeur partielle de 10 KeV.

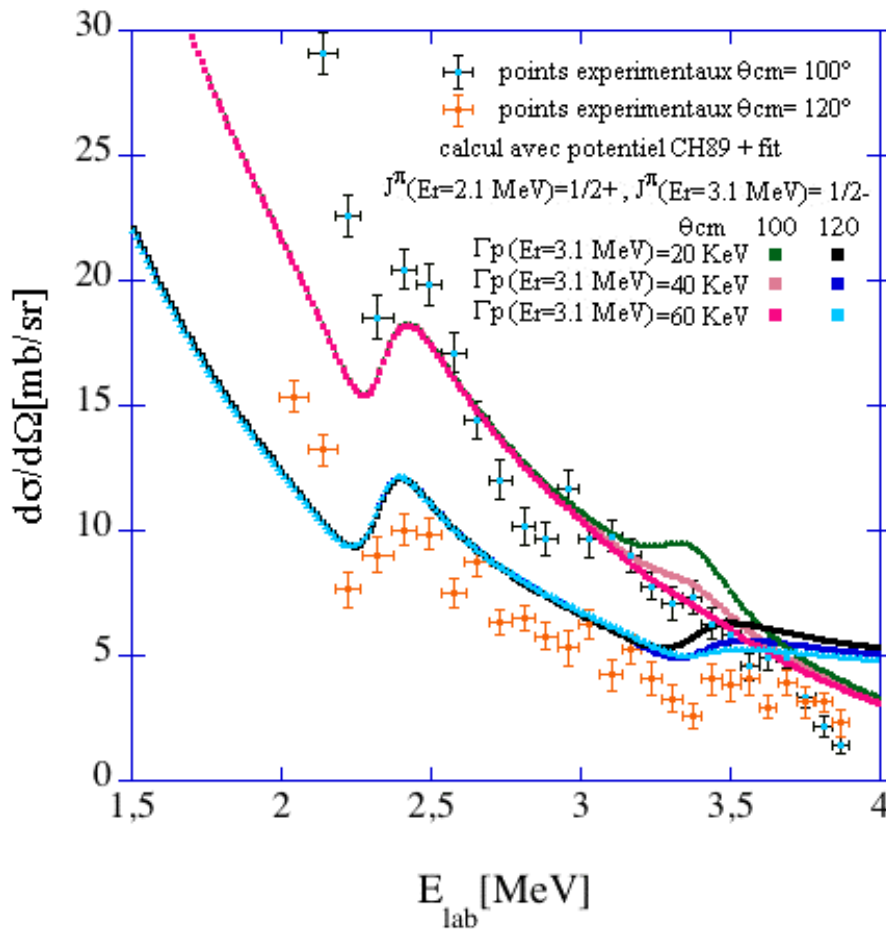


Figure V.11: Comparaison des calculs pour différentes largeurs partielles pour la résonance à 3.1 MeV proton avec les résultats expérimentaux

Nos résultats ont donc conduit aux interprétations suivantes. La première résonance dans le ${}^9\text{Li}$ est reproduite avec une assignation $J^\pi = 1/2^+$ avec une énergie $E_{\text{Res}}^{\text{C.M.}} = 2.1 \pm 0.1$ MeV/n. La largeur totale de la résonance est de $\Gamma_{\text{TOT}} = 200 \pm 50$ KeV avec une largeur partielle proton pour $\Gamma_p = 12.5 \pm 5$ keV. La seconde résonance est reproduite avec $J^\pi = 1/2^-$ de 3.1 MeV/n. La largeur partielle est d'environ 10 à 20 keV d'après nos données qui ne nous permettent pas une grande précision sur cette valeur. Ce résultat est obtenu avec une largeur totale d'environ 500 keV. Le tableau V.3 regroupe les résultats pour la diffusion élastique résonante et la figure V.12 montre le schéma de niveau pour l' ${}^9\text{He}$ et le ${}^9\text{Li}$. Il est particulièrement utile de remarquer ici la valeur très faible du facteur spectroscopique. D'après la formule 4.31, on obtient une valeur de l'ordre de 2% seulement.

Comme on peut le voir sur la figure V.12, pour ces deux niveaux, une désexcitation, par émission d'un neutron, vers l'état T=2 dans le ${}^8\text{Li}$ est énergiquement possible. Cet état est l'état isobarique analogue de l' ${}^8\text{He}$. Sur la figure IV.4, on voit que 4 autres composantes peuvent contribuer à cet état, ce qui suggère une largeur de neutron pour ces états environ quatre fois plus grande que la largeur proton. Pour une estimation plus précise, un calcul de Γ_{sp} pour les neutrons serait nécessaire.

Eres	ΔE_{res}	J^π	Γ_t	$\Delta \Gamma_t$	Γ_p	$\Delta \Gamma_p$	Γ_{spIAS}	S	$\Delta E_c(\text{MeV})$
2.1 Mev	100 keV	$1/2^+$	200 keV	50 keV	12.5 keV	2.5 keV	600 keV	0.02	0.875 ± 0.128
3.1 MeV	150 keV	$1/2^- (3/2^-)$	500 keV	150 keV	10 keV	10 keV	550KeV	0.02	0.65 ± 0.21

Tableau V.3: Résultats expérimentaux de ce travail

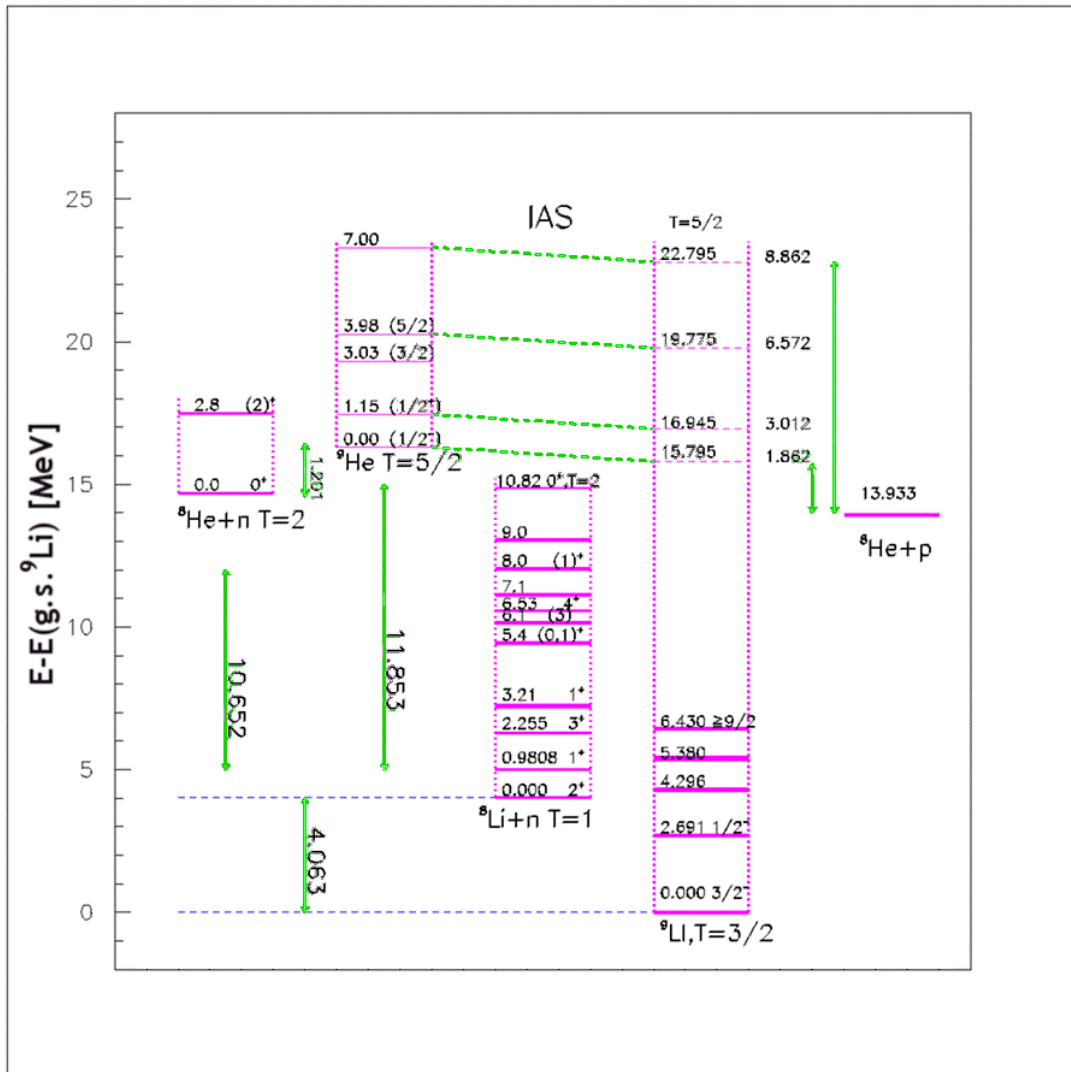


Figure V.12: Schéma de niveaux ${}^9\text{He}$ et ${}^9\text{Li}$

Un des résultats importants de l'étude de la diffusion élastique est, bien sûr, l'attribution du spin de l'état fondamental de ${}^9\text{He}$ qui est non-lié de 1.2 MeV. Nos résultats sont compatibles seulement avec une assignation $1/2^+$, une attribution $\ell=1$ ne donnant pas ou peu d'effet résonant à 100 degrés. Un argument contre notre attribution est donné par la référence [BOH99]. Dans cette publication il est noté qu'une attribution $1/2^-$ est plus compatible avec la faible largeur de la résonance observée. En effet pour une résonance de spin et parité $1/2^+$, dans un modèle de particules indépendantes, il n'y a pas de barrière de potentiel pour un neutron, et l'état est un état virtuel [MEI02]. Mais comme nous l'avons vu, le facteur spectroscopique est très faible et l'image d'une particule indépendante ne

s'applique donc plus ici. Du point de vue théorique, deux possibilités sont obtenues: $1/2^-$ et $1/2^+$ pour l'état fondamental. Dans des calculs récents [KOH03], [POP93] et [ABR95] un état $1/2^+$ est prévu. D'autres calculs (NAV98) prédisent plutôt $1/2^-$. A notre connaissance, il n'y a pas de calculs disponibles qui prédisent les facteurs spectroscopiques de ces états. Cette détermination, un aspect certainement très important pour comprendre la structure des noyaux impliqués, ^8He et ^9He .

V.C) Étude de la réaction $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$

Dès l'observation des matrices d'identification, nous avons été surpris par les grandes sections efficaces des réactions (p,t) et (p,d). Ceci nous a encouragé à étudier ces réactions. Par manque de temps et aussi parce que les gains des CsI n'étaient pas optimisés pour ces particules, nous nous sommes limités aux particules s'arrêtant dans le détecteur.

V.C.1) Distributions angulaires

V.C.1.a) Distribution angulaire pour l'état fondamental.

Sur la figure V.13, on peut voir les distributions angulaires expérimentales pour différentes énergies de réaction, comparées à deux calculs par le code FRESCO [GIO03]. Pour ce calcul les potentiels utilisés sont ceux des références [LUD68] pour $t+^6\text{He}(g.s)$, [RUS00] pour $^6\text{He}-2n$, et le potentiel CH89 pour $^8\text{He}+p$. On peut remarquer que les sections efficaces expérimentales sont du même ordre de grandeur que celles données par les calculs. Il faut noter qu'il est particulièrement difficile de trouver des potentiels adaptés pour cette situation et que les potentiels utilisés ne sont pas explicitement prévus pour reproduire la situation expérimentale de cette étude. On peut remarquer un décalage angulaire, de nos distributions, corrélé avec la diminution de l'énergie de réaction.

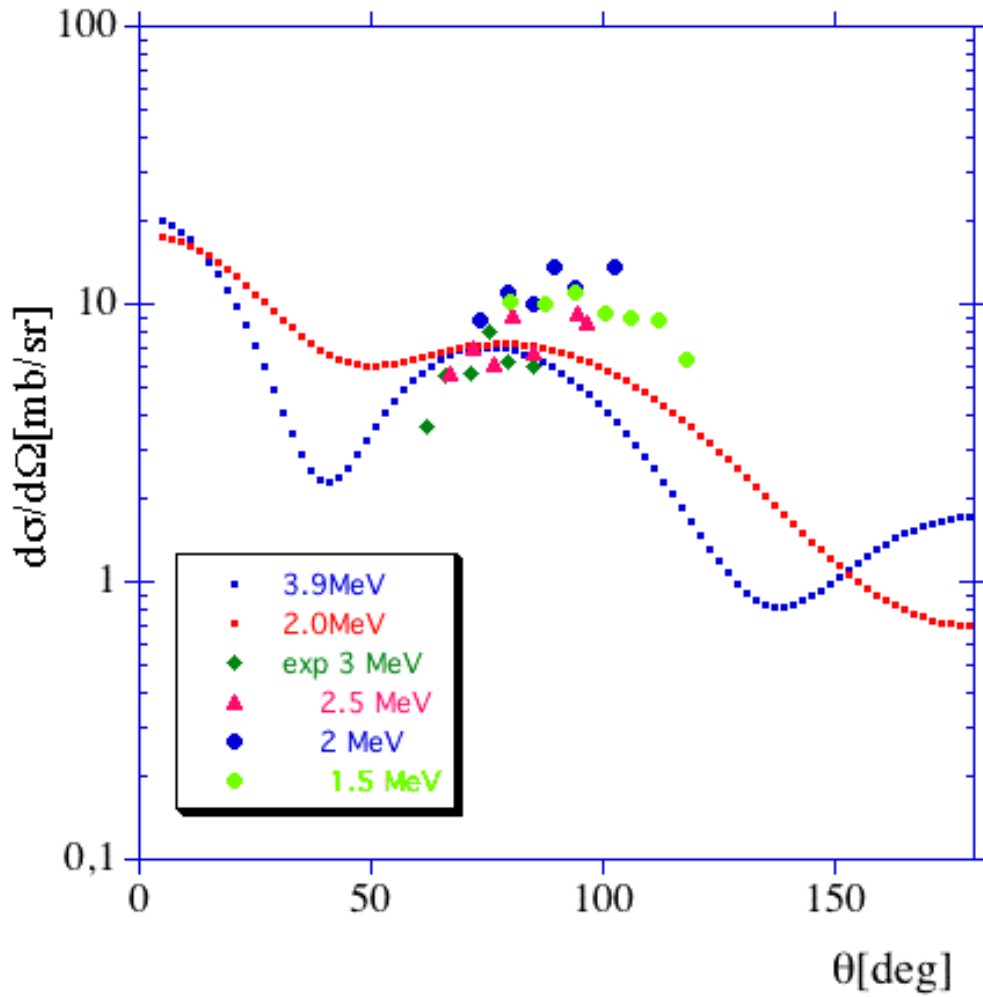


Figure V.13: Distributions angulaires expérimentales pour les énergies de réactions 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 MeV et distributions calculées, par le code FRESKO, avec $C^2S=1$, pour les énergies de réaction 2 et 3.9 MeV de la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}_{(g.s.)}$

V.C.1.b) Distribution angulaire pour l'état excité.

Comme expliqué dans le chapitre III, nous avons pu séparer le niveau fondamental et une structure à plus haute énergie de séparation de ${}^8\text{He}+p$. A partir des données de cet état nous avons calculé les sections efficaces expérimentales présentées dans la figure V.14. Nous ne disposons pas actuellement de résultats provenant des calculs pour cet état excité.

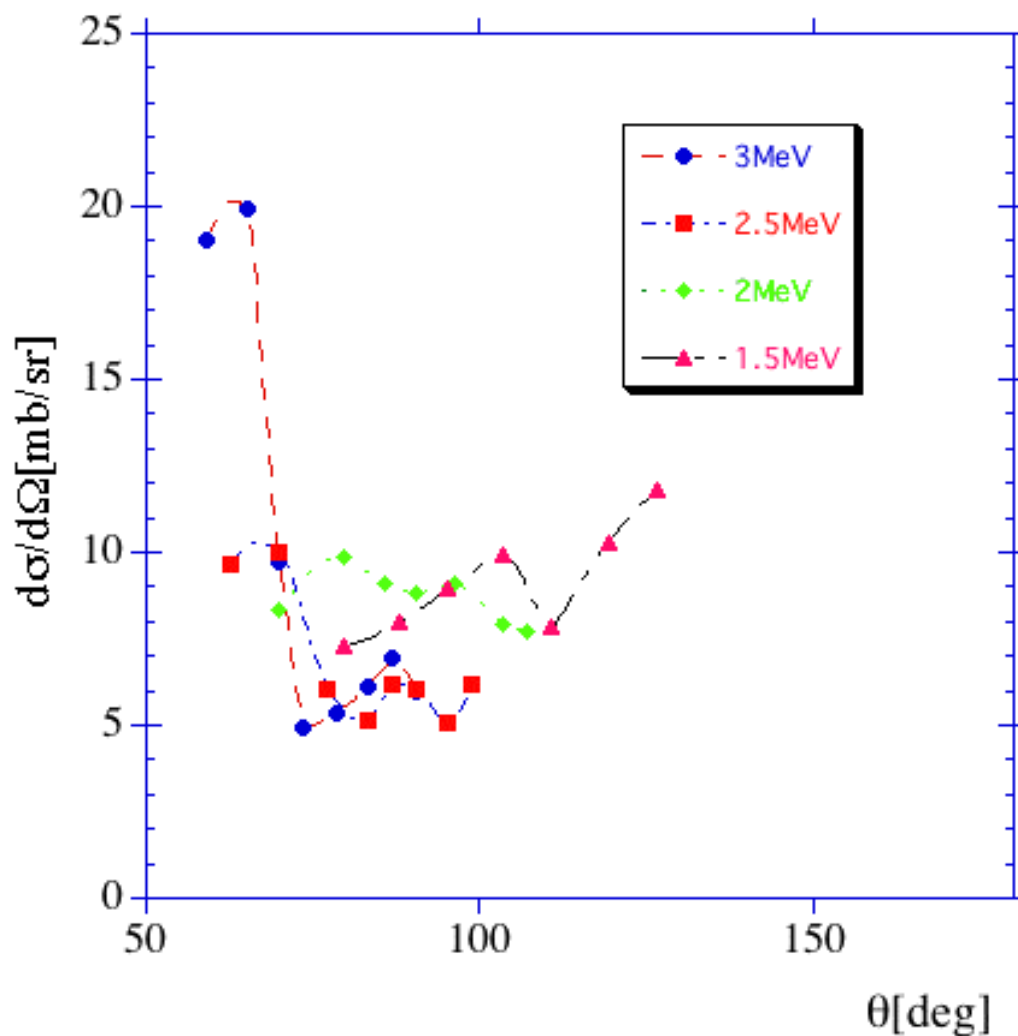


Figure V.14: Distributions angulaires expérimentales de la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ pour l'état excité et pour les énergies de réactions 3, 2.5, 2 et 1.5 MeV

V.C.2) Énergie de l'état excité

Un état excité, non lié, $J^\pi=2^+$ de ${}^6\text{He}$ est connu à une énergie de 1.797 ± 0.025 MeV au dessus du niveau fondamental [AJZ88], avec $\Gamma=0.113$ MeV. Nous devrions donc être en mesure de retrouver cette énergie d'excitation. La figure V.15 montre la somme des projections, sur l'axe des angles, pour une tranche en parcours d'environ 2.5 mm autour de la valeur de parcours de 150 mm et pour deux Xvertex différents (508 mm et 552 mm) des matrices (parcours, angle de diffusion). La valeur de la différence angulaire entre ces deux pics est 5.35 ± 0.3 degrés, soit 1.77 ± 0.15 MeV qui est à comparer avec les 5.4 degrés obtenu pour une énergie de l'état excité de 1.79 MeV (figure III.29). La valeur que nous obtenons est donc en très bon accord avec la valeur attendue. Nous sommes donc bien en mesure de séparer le niveau fondamental de l'état excité et de faire une mesure de cette énergie. Sur la figure V.14 on constate la présence d'autres pics qui correspondent à des transparences des réactions (p,p) et (p,d).

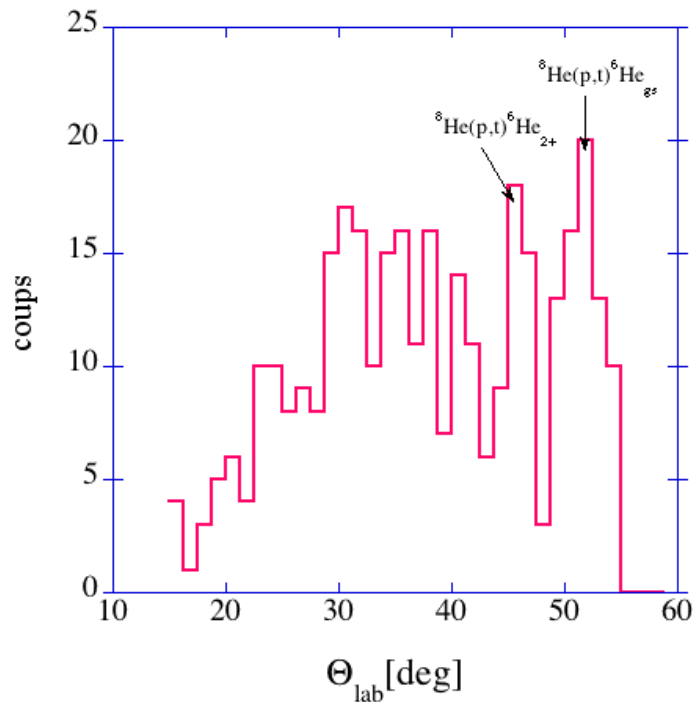


Figure V.15: Spectre d'angles laboratoires obtenu par la somme des projections sur l'axe des angles d'une tranche de matrice (parcours, angle de diffusion) pour $X_{\text{vertex}}=508$ mm et $X_{\text{vertex}}=552$ mm

V.D) Étude de la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$

V.D.1) Distributions angulaires

V.D.1.a) Distribution angulaire pour l'état fondamental.

Les figures, V.16, V.17, V.18, V.19, présentent la comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales avec les sections efficaces obtenues par un calcul FRESCO et le potentiel CH89 pour la voie d'entrée, et le potentiel Perey-Perey [PER76]. Cette comparaison est faite pour quatre énergies de réaction différentes, 2.0, 2.5, 3.0 et 3.5 MeV/n et pour l'état fondamental de ${}^7\text{He}$. Pour cette réaction les conclusions sont très similaires à celles faites pour la réaction (p,t). En effet ici aussi les sections efficaces sont grandes. L'accord entre nos données et les calculs est assez bon. La différence entre les deux peut encore une fois s'expliquer par les potentiels choisis. On peut également voir un décalage angulaire des distributions qui se traduit notamment par un déplacement, du minimum de la distribution expérimentale.

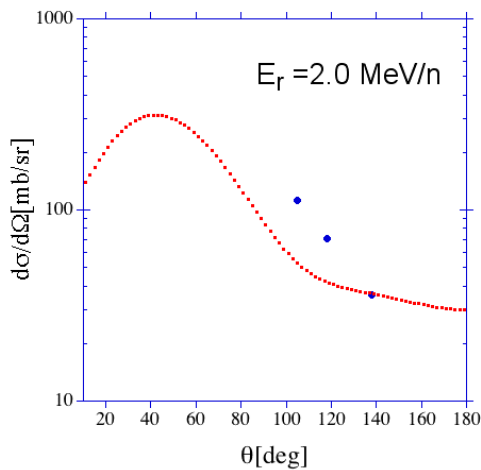


Figure V.16: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 2.0 MeV/n

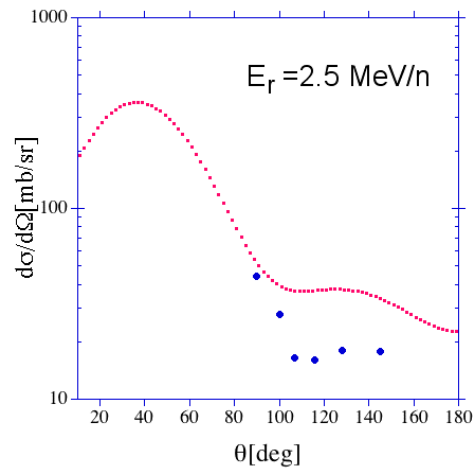


Figure V.17: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 2.5 MeV/n

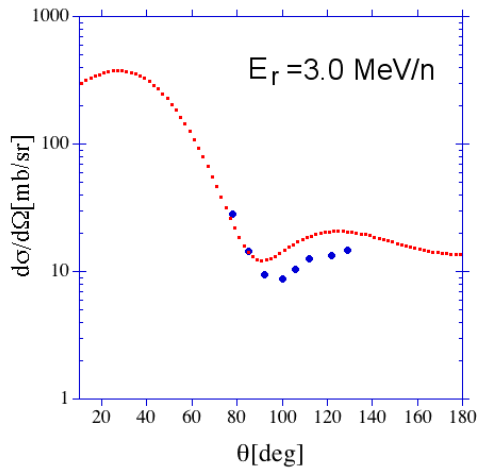


Figure V.18: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 3.0 MeV/n

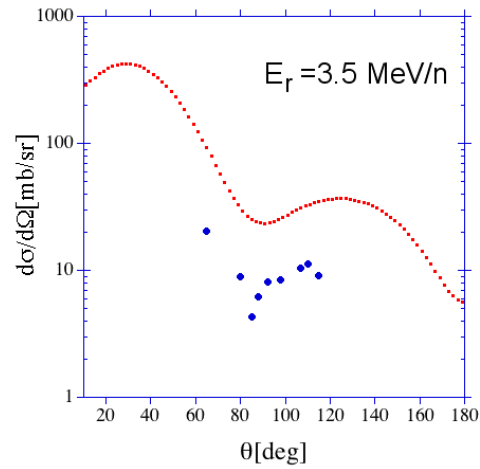


Figure V.19: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour énergie de réaction 3.5 MeV/n

V.D.1.b) Distribution angulaire pour l'état excité.

Nous sommes également parvenu à séparer le niveau fondamental d'une autre structure, qui, comme discutée dans ce chapitre, ne correspond peut être pas à un état excité. Dans l'hypothèse où il s'agirait d'un état excité nous avons traité les données comme dans le cas des tritons. C'est à partir des données de cet éventuel état excité que nous avons calculé les sections efficaces expérimentales présentées dans la figure V.20. Nous ne disposons pas non plus, pour ce supposé état, de résultats provenant des calculs.

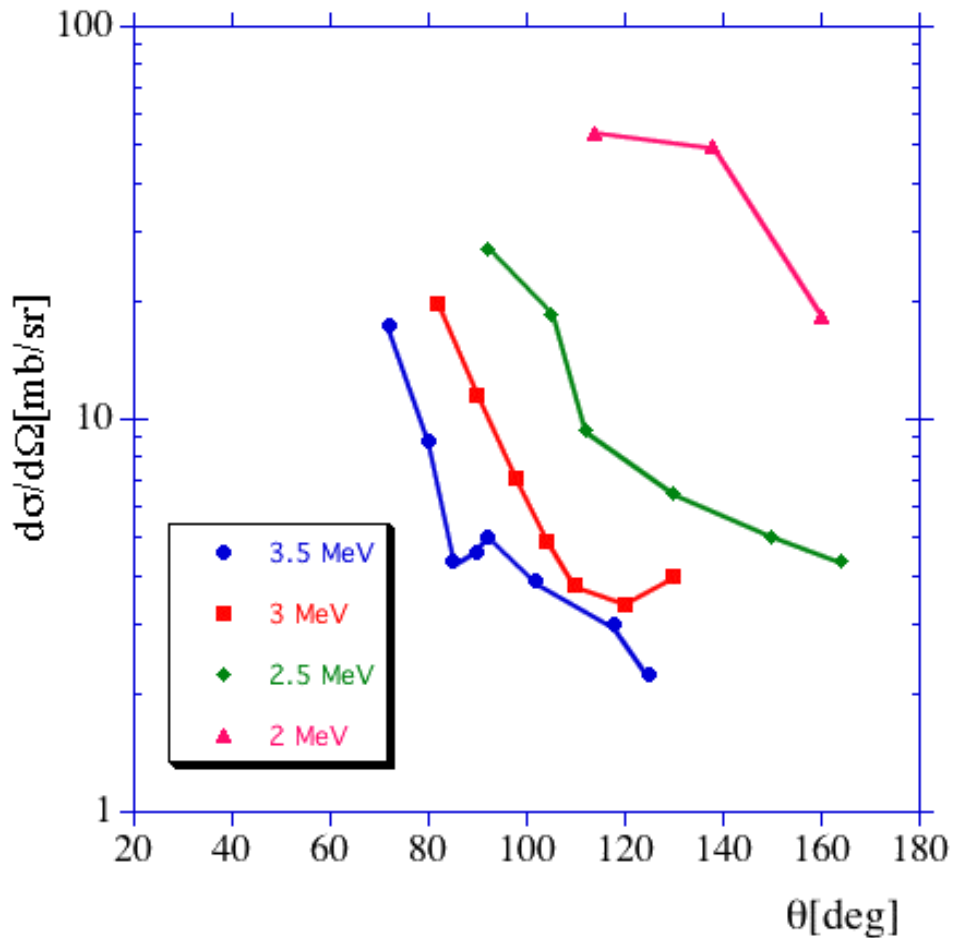


Figure V.20: Sections efficaces expérimentales pour la structure observée au dessus de l'état fondamental de $l^7\text{He}$ pour différentes énergies de réaction

V.D.2) Énergie de séparation du niveau fondamental

La figure V.22 nous donne une évaluation de l'énergie de séparation de l'état fondamental de $l^7\text{He}$. En effet, lors de la décroissance de $l^7\text{He}$ vers un système ${}^6\text{He}+n$, l'énergie d'excitation est utilisée sous forme d'énergie cinétique pour le système ${}^6\text{He}+n$. L'émission de ce neutron est, à peu près, isotrope. C'est la projections sur l'axe des parcours de $l^6\text{He}$ d'une tranche de parcours du deuteron, pour une énergie de réaction donnée (une

tranche de Xvertex de 2.2 mm), voir sur la figure V.21, qui nous donne la distribution de la figure V.22. Dans ces conditions la distribution est l'image de la projection d'une sphère sur un axe. Cette projection expérimentale est le résultat de la convolution de la distribution avec la résolution expérimentale, Figure V.22.

Pour être rigoureux il aurait été souhaitable de faire un calcul Monte-Carlo. Mais un calcul rapide sur la cinématique de ${}^6\text{He}+n$ nous donne les limites maximales et minimales pour le parcours de l' ${}^6\text{He}$ en fonction de l'énergie démission du neutron, et obtenons une énergie d'environ 600 ± 200 KeV pour cet état. Cette valeur est supérieure aux 440 KeV attendus, mais est située à l'intérieur des barres d'erreurs. Néanmoins il apparaît clairement qu'il nous est possible de séparer cet état et d'obtenir des informations quantitatives. Nous savons que cette énergie est bien connue [TIL01]. Mais à notre avis l'observation de cet effet illustre très bien la puissance expérimentale de ce détecteur. En effet, pour chaque deuton détecté, nous avons simultanément la détection du noyau de recul, avec une efficacité proche de 100%, et une bonne résolution.

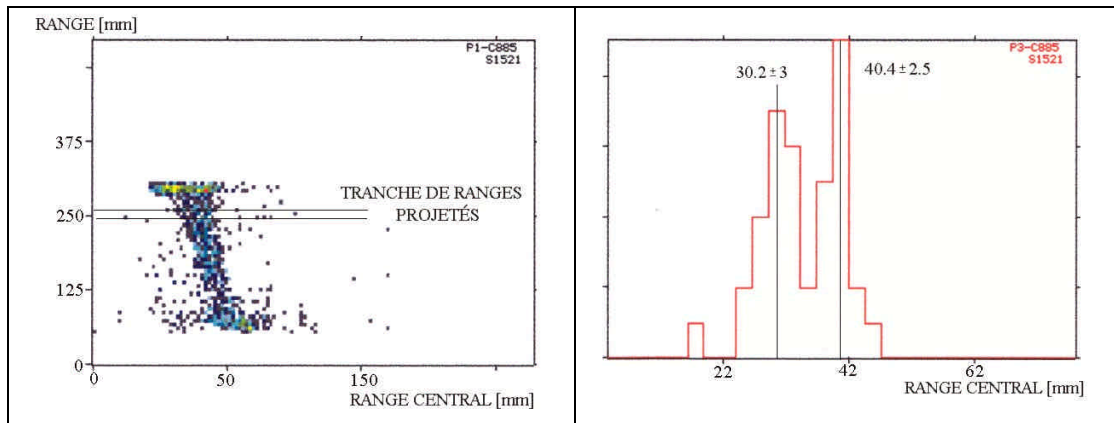


Figure V.21: Matrice (parcours;parcours_central) pour Xvertex=503

Figure V.22: spectre de la projection sur l'axe parcours_central de la tranche montrée sur la figure V.21

V.D.3) Énergie de l'état excité

La figure V.23 nous montre une matrice (parcours, angle de diffusion) avec la tranche en parcours qui est projetée sur l'axe des angles: figure V.24. Sur cette dernière on remarque que l'on distingue nettement trois pics. Les deux premiers sont clairement identifiés comme étant respectivement les deutons associés à la réaction (p,d), le premier serait celui d'un éventuel état excité, et le second est celui de l'état fondamental de ${}^7\text{He}$. Une transparence des protons de la diffusion est à l'origine du troisième pic. Si l'on compare la différence en angle entre le premier et le second pic de la projection, la différence est de 12 degrés, d'après la figure V.25, cette différence correspond à une différence d'énergie d'excitation de 1.2 MeV. Ceci pourrait correspondre à un état à 1.4 MeV au dessus de l'état fondamental, observé pour l'instant, uniquement dans la référence [MEI02]. Mais il faut rester prudent sur cette interprétation car ce comportement peut aussi provenir de la distribution de densité de l'espace des phases pour les trois corps: n, d, ${}^6\text{He}$. Considérant l'énergie maximale disponible, l'espace des phases présente, en première approximation, un maximum pour une énergie apparente de 1 à 2 MeV. Il n'est donc pas sûr que cette structure corresponde à un état excité. Sur la figure V.24, on peut obtenir la résolution en énergie pour cette réaction, qui environ de 300 KeV en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$. On a:

$$E_{\text{EX}}({}^7\text{He}) = 1.2 \text{ MeV}, \quad (5.11)$$

$$(\theta_{\text{EX}} - \theta_{\text{G.S}})_{7\text{He}} = 11^\circ \quad (5.12)$$

et,

$$\Delta\theta({}^7\text{He}(\text{g.s.})) = 3.3^\circ \text{ FWHM}. \quad (5.13)$$

On obtient donc :

$$\Delta_{\text{EX}}({}^7\text{He}) = 3.0 \cdot \frac{1.2}{12} = 0.3 \text{ MeV FWHM} \quad (5.14)$$

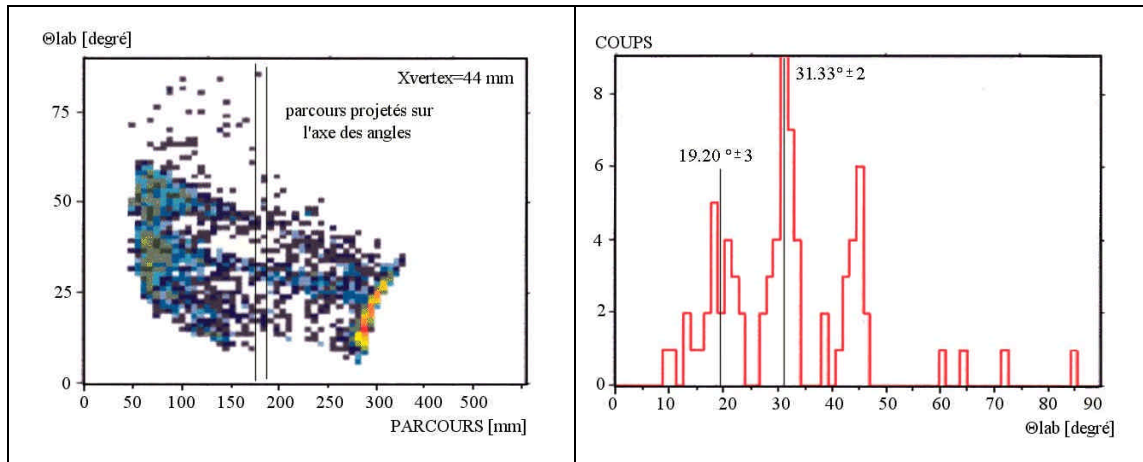


Figure V.23: Matrice (parcours;parcours_central) pour $X_{vertex}=503$ mm

Figure V.24: Spectre de la projection sur l'axe parcours_central de la tranche en parcours montrée sur la figure V.24

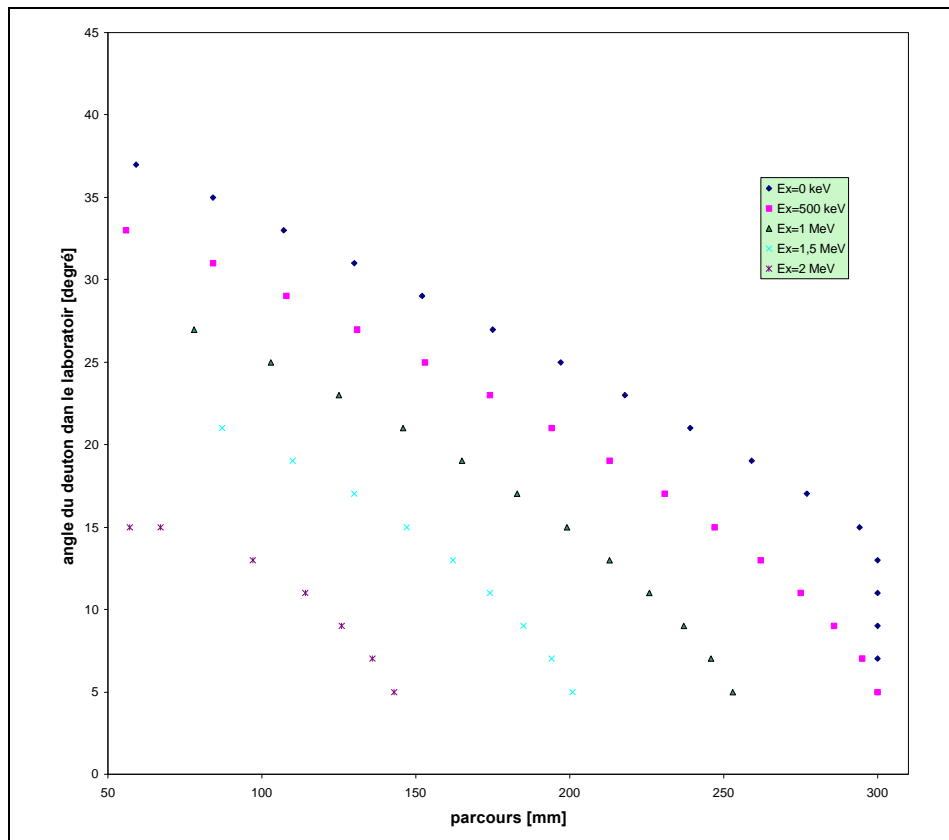


Figure V.25: Relation entre le parcours et l'angle laboratoire pour les deutons pour différentes énergies du niveau fondamental

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le but de ce travail était d'étudier le noyau d' ^9He non-lié, et de développer pour cette étude un détecteur adapté à l'observation de réactions à deux corps. Ce détecteur devait, avec une grande efficacité, pouvoir reconstruire les paramètres cinématiques pour les réactions à deux corps, sur toute l'ouverture angulaire autorisée par la cinématique. Cette reconstitution devait être possible pour une cible épaisse, augmentant ainsi l'efficacité du dispositif. Il fallait donc aussi déterminer de façon précise le lieu de la réaction dans la cible. Le moyen de répondre à toutes ces conditions a été le développement et la construction d'un détecteur de type cible active: le détecteur MAYA. En permettant de suivre tous les participants de la réaction par leur trace à l'intérieur de la cible, il a été possible de déterminer les différentes trajectoires et leur intersection, permettant la reconstruction de la réaction en 3 dimensions. Le détecteur permet également de déterminer le point d'arrêt des particules. Lorsque le pouvoir d'arrêt du gaz de la cible est insuffisant un mur de CsI permet de mesurer l'énergie totale des particules. La première partie de ce travail a donc été la définition, la construction, et les tests de ce détecteur.

L'utilisation de ce détecteur a nécessité le développement d'un programme de traitement des données pour la reconstruction des trajectoires, du lieu de la réaction et des points d'arrêt des particules. Les paramètres obtenus ont été combinés dans des matrices bidimensionnelles pour nous permettre une identification et une analyse rapide des différentes réactions d'intérêt. Une deuxième partie du travail a été l'écriture du programme de reconstruction, avec des méthodes très spécifiques et originales.

Nous avons ensuite entrepris l'étude de ${}^9\text{He}$ par l'utilisation d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur les protons d'une cible d'isobutane. Dès le début du traitement des données il est apparu que le détecteur nous avait permis d'obtenir des données pour les réactions ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$. Nous avons donc ajouté au travail initialement prévu une étude rapide de ces deux réactions.

L'étude de la diffusion élastique des protons, nous a permis d'observer deux résonances, pour les états isobariques analogues (IAS) de ${}^9\text{He}$, dans le système ${}^8\text{He}+p$, l'une à 2.1 MeV, et l'autre à 3.1 MeV. Nos données nous ont permis de couvrir correctement seulement les angles centre de masse, 100° et 120° , pour cette réaction. Néanmoins, c'est deux fonctions d'excitation nous ont permis de déterminer les caractéristiques de ces deux résonances. La résonance de l'état fondamental est à une énergie de 2.1 MeV, pour une largeur totale de 200 keV et une largeur partielle de 12.5 keV. Nous avons attribuée à cet état les caractéristiques suivantes: $J^\pi=1/2+$, soit un moment angulaire $\ell = 0$. La résonance de l'état excité bien que moins visible aux angles étudiés est située à 3.1 MeV, avec une largeur totale d'environ 500 keV, une largeur partielle environ 10 keV et $J^\pi=1/2-$. Comme on a pu le voir, les facteurs spectroscopiques sont très faibles environ 2% seulement. Une comparaison avec des modèles sera d'un intérêt évident. La mesure des fonctions d'excitation sur un plus grand domaine angulaire sera faite dans un proche avenir, pour préciser ces résultats.

Nous avons aussi obtenu des distributions angulaires pour les réactions (p,d) et (p,t), avec une séparation de deux états, pour ${}^7\text{He}$ et ${}^6\text{He}$. Pour l'état fondamental de ces deux noyaux nous avons comparé nos résultats avec les calculs FRESCO, qui malgré des potentiels qui n'ont pas été pas ajustés pour l'énergie et les systèmes étudiés, ont montré un accord raisonnable.

Les perspectives sont nombreuses autant du point de vue instrumental, traitement et analyse de données que du point de vue expérimental. L'électronique peut être sensiblement améliorée, en particulier par le développement de puces, ASICS, permettant

une mesure du temps en plus de la mesure de la charge. La méthode de mesure de la charge pourrait se faire par la recherche du maximum du signal pour chaque voie et non par une mise en temps externe. Des détecteurs silicium pourraient être montés, soit en complément, soit en remplacement des CsI. Le programme de reconstruction en trois dimensions pourrait sûrement être amélioré, il ne s'agit que d'une première ébauche qui ne couvre qu'une petite partie des configurations cinématiques possibles. Le programme tel qu'il existe actuellement ne fait, par exemple, pas de reconstruction de la trajectoire du faisceau et ne traite pas les trajectoires pour les angles dans le laboratoire supérieur à 90 degrés. Il est à noter que rien n'est encore fait sur le traitement par analyse de forme pour le Flash-ADC qui doit permettre la reconstruction des événements ayant un angle trop grand avec l'anode.

Sur le plan expérimental, on pourra noter que deux autres expériences ont déjà eu lieu. L'une sur la spectroscopie de ^{25}O avec un gaz de deutons dans MAYA et l'autre sur le transfert multi-nucléons avec un faisceau ^8He sur le Carbone de l'isobutane. Il serait nécessaire d'étudier les potentiels à basses énergies pour notamment les réactions de transfert, afin de pouvoir effectuer des calculs fiables de sections efficaces.

Dans ce travail de thèse la puissance expérimentale d'un tel détecteur, pour les réactions avec les faisceaux secondaires de faible intensité a été démontré. Les résultats ici, les fonctions d'excitations et les distributions angulaires, ont été obtenus avec 3000 à 5000 particules/second et avec des statistiques correctes dans les spectres. Il nous semble qu'un tel détecteur va jouer un rôle central dans le domaine allant des basses énergies jusqu'au énergies intermédiaires.

BIBLIOGRAPHIE

- [ABR95] S.N ABRAMOVICH et al
Phys. Part. Nucl. 26(1995) 423
- [ADV00] V.AVDEICHIKOV, A.S. FOMICHEV, B. JAKOBSSON, A.M. RODIN,
G.M. TER-AKOPIAN
Range-energy relation, range straggling and response function of CsI(Tl),
BGO and GSO(Ce) scintillators for light ions
NIM-A439 (2000) 158-166
- [ANT85] M.S. ANTONY et al
atomic data and nuclear data table, volume 33 (1985)
- [AWA82] N.AWAJI, HAYASHII, S. IWATA, R. KAJIKAWA, K. MAKINO, A.
MIYAMOTO, H. OZAKI, A. SUGIYAMA, R. SUZAKI, T.
TSUKAMOTO
Resolution study of cathode-charge sampling on a multiwire proportional
chamber for accurate particle tracking.
NIM 198 (1982) 243-251
- [AZJ88] AJZENBERG-SELOVE
Energy of light nucie A=5-10
Nucl. Phys. A490 (1988) 1
- [BLU99] Y. BLUMENFELD et al
MUST: A silicon strip detector array for radioactive beam experiments
NIM A421(1999) 471
- [BOH99] H.G. BOHLEN et al
Prog. Part. Nucl. Phys 42 (1999) 17
- [BRE98] A. BRESSAN et al
High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors
CERN-EP/98-139 (98)

-
- [CAA03] M. CAAMAÑO
Communication privée
- [CER84] Anna PEISERT and Fabio SAULI
Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation
CERN european organization for nuclear ressearch CERN84-08
- [CHE01] L. CHEN et al.
Evidence for an $\ell = 0$ ground state in ${}^9\text{He}$
Physics Letters B, 505 (2001) 21-26
- [CHR87] W. B. CHRISTIE et al
NIM A255 (1987) 466
- [DEM99] C. E. DEMONCHY
Rapport de stage de D.E.A
Etude préliminaire sur la réalisation d'une cible active
- [DES74] DeShalit and Feshbach
Theoretical nuclear physics Volume 1
WILEY
- [DOB83] A. V. DOBROVOLSKY et al
Nuclear Physics B214 (1983) 1
- [END81] Ichita ENDO, Tatsu KAWAMOTO, Yoshinari MIZUNO, Takashi
OHSUGI, Takashi TANIGUCHI, Tohru TAKESHITA.
Systematic shifts of evaluated charge centroid for the cathode read-out
multiwire proportional chamber
NIM 188 (1981) 51-58
- [EGE02] P. EGELHOF et al
Nuclear-matter distribution of halo nuclei from elastic proton scattering in
inverse kinematics
- [GAN98] M. Mac CORMICK, W. MITTIG, P. ROUSSEL-CHOMAZ et
collaborateurs
GANIL R 98 02
High precision position measurements at high counting rates with
drift chambers and multi-hit electronics
- [GAN99] J.F. LIBIN, P. GANGNANT, C. SPITAEELS
Réalisation d'une chambre à dérive multivoies
Secteur de la physique rapport 36/99 (1999)

-
- [GASSIP] <http://star.physics.yale.edu/star-rich/GASSIPLEX.html> and I.P.N Orsay communication privée
- [GAT79] E. GATTI, A. LONGONI, H. OKUNO, P.ZEMEZA
Optimum Geometry for strip or grids in MWPC for avalanche localization
Along the anode wires.
NIM 163 (1979) 83-92
- [GIO03] L. GIOT communication privée
- [GIO03a] Thèse de doctorat de Lydie GIOT
Université de Caen, octobre 2003
- [GLE83] Norman K. GENDENNING
Direct Nuclear Reactions
Academic Press 1983
- [KIM90] K. KIMURA et al
NIM A297 (1990)
- [KIT93] H. KITAGAWA
Nuclear Physics A551 (1993) 16
- [KOH93] A. KOHAMA et al
Nucl. Phys (1993) 687
- [LAN58] A. M. LANE et R. G. THOMAS
Review of Modern Physics, Volume 30 (1958)257
- [LEO87] R.W. LEO
Techniques for nuclear and particle physics experiments
a how-to approach second edition
Springer-verlag
- [LUB68] H. Lubecke
Nuclear Physics A 109 (1968)676
- [MEI02] M. MEISTER et al
Evidence for a new low-lying resonance state in ^7He
Physical Review Letters (2002), Volume 88 number 10
- [MES95] A. MESSIAH
Mécanique quantique Tome 1 et 2
DUNOD
- [MIC03] N. MICHEL
Physical Review C67 (2003)

-
- [MIT03] Wolfgang MITTIG communication privée
- [MIZ99] Y. MIZOI et al
Multiple-sampling and tracking proportional chamber for nuclear reaction with low-energy radioactive beams.
NIM A431(1999) 112
- [NAV98] P. NAVRATIL et B. R. BARRETT
Phys. Rev C57 (1998) 1265
- [OGL95] A. A. OGLOBLIN
Z. Phys. A351 (1995) 355
- [PER76] C. M. PEREY et al
At. data and Nucl. data Table, vol 17.1 (1976)
- [PIT99] S. PITA
Thèse de doctorat, IPN Orsay
- [POP93] N.A.F.N. POPPELIER et al
Z. Phys. A346 (1993) 11
- [POU01] Joël POUTHAS
Hautes résolutions en position et temps avec des détecteurs gazeux à ionisation
Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire 2001
- [REI56] C. W. REICH et al.
Scattering of protons from ^{12}C .
Physical Review Volume 11 (1956)
- [ROG03] G. V. ROGACHEV et Al.
T=5/2 states in ^9Li : Isobaric analog states of ^9He
Physical Review C67, 041603 (2003)
- [RUS00] K. Rusek
Physical Review (2000) C64, 044602
- [SAT83] G.R SATCHLER
Direct nuclear reactions Oxford university press. New york 1983
- [SAU99] F. SAULI
Micro pattern gaseous detectors
CERN-EP/99-69 (1999)
- [SAV03] Hervé SAVAJOLS

- GANIL, communication privée
- [SCI02] <http://www.scionixusa.com/crystals.html#light> (fournisseur de la détection CSi(Ti))
- [SET86] K. K. SETH
Physical Review Letters Volume 58 (1987)
- [SET87] Kamal K. SETH et al
Exotic nucleus ^9He and its excited states
Physical Review Letters, Volume 58, number 19
- [SHE96] Yao-song SHEN and Zhongzhou REN
Skyrme-Hartree-Fock calculation on He, Li, and Be isotopes
Physical Review C, volume 53, number 3
- [SPI98] Helmuth SPIELER
Introduction to radiation detectors and electronics
http://www-physics.lbl.gov/~spieler/physics_198_notes/PDF/Contents.pdf
- [STE88] J. STEVENSON
Physical Review C37 (1988)
- [TIL01] D.R TILLEY et al
ENERGY LEVEL OF LIGHT NUCLEI A=9
Version prélimaire.
- [THO88] I.J. THOMPSON
Computer physics reports 7(1988) 167-212
- [VAR91] L. VARNER et al. Physics Report 201 (1991) p57
- [VIL99] A. C. C. VILLARI
A test of a new position sensitive detector for SPEG
NIM A281 (1989) 240
- [VOR88] A.A. VOROBYOV et al
NIM A270 (1988) 419

TABLE DES FIGURES ET TABLEAUX

CHAPITRE I: LE DÉTECTEUR MAYA

☞ Figure I.1: Le détecteur MUSIC _____	6
☞ Figure I.2: Géométrie simplifiée d'un détecteur de particules utilisant des pads ____	7
☞ Figure I.3: Exemple de configuration du détecteur IKAR _____	8
☞ Figure I.4: Le détecteur MSTPC _____	9
☞ Figure I.5: Le détecteur MUST _____	10
☞ Figure I.6: Déviation standard de la dispersion de la diffusion latérale d'électrons dans différents gaz _____	14
☞ Figure I.7: Vitesse de dérive des électrons pour l'isobutane en fonction du champ réduit _____	15
☞ Figure I.8: Déviation standard de la dispersion de la diffusion latérale en fonction de la distance parcourue, dans les conditions de l'expérience $8\text{He}+p$ _____	15
☞ Tableau I.1: Conditions expérimentales de l'expérience E350AS _____	17
☞ Figure I.9: Les différents régimes de fonctionnement des Détecteurs à gaz en fonction de la tension appliquée sur les fils _____	19
☞ Figure I.10: Graphique (Énergie fil16[U.A.], Énergie fil 17[U.A.]) avec un faisceau $^8\text{He}@3.9\text{Mev}/A$ _____	20
☞ Figure I.11: Amplitude du signal observée sur les fils amplificateurs de $10\ \mu\text{m}$ à la sortie du préamplificateur en fonction de la tension appliquée _____	20
☞ Figure I.12: Distribution de la charge induite par une charge ponctuelle Q sur l'anode en fonction de la position par rapport à cette charge _____	22
☞ Figure I.13: Structure schématique des niveaux d'énergie électronique d'un cristal dopé _____	24

☞ Figure I.14: Efficacité quantique (Q.E.) d'une photodiode et spectre d'émission pour les cristaux CsI(Tl), CdWO ₄ , et CGO _____	25
☞ Figure I.15: Vue schématique du détecteur MAYA _____	26
☞ Figure I.16: Spectre après calibration des GASSIPLEX pour la rangée 14, pour trois valeurs de signal du générateur d'impulsions, plus les piédestaux _____	29
☞ Figure I.17: Un exemple de la charge pour le pad 16 de la rangée 14 pour une amplitude du générateur _____	29
☞ Figure I.18: Distribution de la charge induite intégrée sur un pad situé à la distance d , de la projection de la position du fil sur l'anode (courbe en noir), et la dérivée de cette distribution (courbe en gris) _____	30
☞ Figure I.19: Distribution de la charge mesurée sur les pads autour de la trajectoire centrale pour une particule du faisceau d' ⁸ He à 3.9 MeV/n dans un gaz de C ₄ H ₁₀ à 1 atm _____	31
☞ Figure I.20: Positions calculées par la méthode SECHS sur 3 pads pour le faisceau direct. _____	32
☞ Figure I.21: Cartes des préamplificateurs _____	33
☞ Figure I.22: Schéma de l'électronique entre les pads et les cartes GASSIPLEX avec les diodes de protections _____	36
☞ Figure I.23: Carte GASSIPLEX avec les 4 puces ASICs montées _____	36
☞ Tableau I.2: Caractéristiques techniques des GASSIPLEX _____	37
☞ Figure I.24: Chronogramme d'une séquence de lecture _____	39
☞ Figure I.25: Chronogramme de fonctionnement pour le multiplexage des GASSIPLEX, pour une carte de 64 voies. _____	40
☞ Figure I.26: Spectre d'énergie et résolution d'une diode Si(Li), pour une source α trois pics _____	42
☞ Figure I.27: Spectre d'énergie et résolution du CsI n°1, pour une source α trois pics _____	42
☞ Figure I.28: Spectre d'énergie et résolution du CsI n°8, pour une source α trois pics _____	42
☞ Figure I.29: Géométrie des détecteurs CsI et de leur électronique _____	43

CHAPITRE II: MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET ÉLECTRONIQUE D'ACQUISITION

☞ Figure II.1:Schéma du complexe expérimental du GANIL, avec les accélérateurs, les lignes et les différentes salles d'expériences _____	45
☞ Figure II.2: La géométrie des cyclotrons à Secteurs Séparés: CSS _____	46
☞ Figure II.3: Ensemble cible source de SPIRAL _____	47
☞ Figure II.4: Schéma de la ligne SPEG _____	49
☞ Figure II.5: Enveloppe du faisceau du cyclotron CIME au détecteur MAYA _____	49
☞ Figure II.6: Disposition des détecteurs auxiliaires avant MAYA _____	51
☞ Figure II.7: Schéma du détecteur à galettes à micro-canaux _____	52
☞ Figure II.8: Vue extérieure des petites chambres à dérive _____	52
☞ Figure II.9: Schéma interne des petites chambres à dérive _____	52
☞ Figure II.10: Schéma de l'électronique des détecteurs: Gastro, PCD et CsI _____	55
☞ Figure II.11: Schéma de l'électronique de l'expérience E350AS pour MAYA _____	56
☞ Figure II.12: Chronogramme de la logique des portes du TRACK&HOLD _____	57
☞ Figure II.13: Schéma de câblage des Track&Hold des GASSIPLEX _____	58
☞ Figure II.14: Électronique des voies d'entrée du Flash-ADC _____	58
☞ Figure II.15: Abréviations et sigles utilisés dans les schémas électroniques _____	59
☞ Figure II.16: Électronique du rejet lent et du flash-ADC _____	60
☞ Figure II.17: Signal en sortie d'un amplificateur rapide pour les PCD _____	61
☞ Figure II.18: Signaux obtenus pour les 4 voies du Flash-ADC _____	63

CHAPITRE III: TRAITEMENT ET ANALYSE DES DONNÉES

☞ Figure III.1: Visualisation des données brutes du détecteur MAYA. _____	66
☞ Figure III.2: Vue schématique de MAYA et reconstruction du plan de réaction. _	68
☞ Figure III.3: Effet de la correction de la charge pour le vieillissement du gaz. ____	69
☞ Figure III.4: Atténuation de la charge collectée en fonction de la distance de dérive _____	70
☞ Figure III.5: Exemple de reconstruction pour une trajectoire simulée _____	74

☞	Figure III.6: Matrice de la corrélation entre la position de passage sur une rangée obtenu à partir de 3 pads, et la position obtenue à partir de la droite de la trajectoire moyenne pour des trajectoires longues pour une trajectoire dans la partie gauche du détecteur _____	75
☞	Figure III.7: Matrice de la corrélation entre la position de passage sur une rangée obtenu à partir de 3 pads, et la position obtenue à partir de la droite de la trajectoire moyenne pour des trajectoires longues pour une trajectoire dans la partie droite du détecteur _____	76
☞	Figure III.8: Projection d'une tranche de la matrice de la figure III.6, sur l'axe de la reconstruction de la position par 3 pads, autour du pad (9,23) _____	77
☞	Figure III.9: Projection d'une tranche de la matrice de la figure III.6, sur l'axe de la reconstruction de la position par 3 pads, autour du pad (7,27) _____	77
☞	Figure III.10: Exemple des pads utilisés pour la détermination du point d'arrêt __	80
☞	Figure III.11: Résultats de la reconstruction du point d'arrêt pour un faisceau direct (^8He à 3.9 MeV/n) _____	81
☞	Figure III.12: Spectre du parcours obtenu pour des alpha provenant d'une source 3 pics _____	82
☞	Figure III.13: Conventions géométriques pour la reconstruction des trajectoires en 3 dimensions _____	83
☞	Figure III.14: Matrice du parcours mesuré en fonction de la charge collectée, sans condition sur les réactions. Pour les particules détectées dans MAYA, dans une atmosphère de C_4H_{10} et pour un faisceau incident de ^8He à 3.9 MeV/n _____	86
☞	Figure III.15: Matrice de l'angle de diffusion en fonction du parcours pour toutes les particules et tous les lieux de réaction _____	87
☞	Figure III.16: Parcours en fonction de la charge latérale, $X_{\text{vertex}}=309$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	89
☞	Figure III.17: Parcours en fonction de la charge latérale, $X_{\text{vertex}}=818$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	89
☞	Figure III.18: Parcours en fonction de la charge latérale, $X_{\text{vertex}}=1062$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	89
☞	Figure III.19: Parcours en fonction de la charge latérale, $X_{\text{vertex}}=1416$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	89

☞	Figure III.20: Angle de diffusion en fonction du Parcours, Xvertex=309, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	90
☞	Figure III.21: Angle de diffusion en fonction du Parcours, Xvertex=818, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	90
☞	Figure III.22: Angle de diffusion en fonction du parcours, Xvertex=1062, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	90
☞	Figure III.23: Angle de diffusion en fonction du parcours, Xvertex=1416, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	90
☞	Figure III.24: Parcours en fonction du parcours central, Xvertex=309, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	91
☞	Figure III.25: Parcours en fonction du parcours central, Xvertex=818, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	91
☞	Figure III.26: Parcours en fonction du parcours central, Xvertex=1062, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	91
☞	Figure III.27: Parcours en fonction du parcours central, Xvertex=1416, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	91
☞	Figure III.28: Relation calculée du parcours de la particule diffusée et de la particule de recul pour une position de réaction : Xvertex = 50 mm avec un faisceau incident de ^8He à 3.9. MeV/n dans 1 atm de C_4H_{10} _____	92
☞	Figure III.29: Relation calculée du parcours de la particule diffusée et de son angle. Pour une position de réaction : Xvertex = 50 mm avec un faisceau incident de ^8He à 3.9. MeV/n dans 1 atm de C_4H_{10} _____	93
☞	Figure III.30: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour Xvertex=309, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	95
☞	Figure III.31: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour Xvertex=818, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	95
☞	Figure III.32: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour Xvertex=1062, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	95

☞	Figure III.33: Matrice (parcours, charge latérale) avec contour de sélection des proton pour Xvertex=1416, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	95
☞	Figure III.34: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, Xvertex=309 _____	96
☞	Figure III.35: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, Xvertex=818 _____	96
☞	Figure III.36: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, Xvertex=1062 _____	96
☞	Figure III.37: Contour sur (Parcours,Parcours_central) pour la sélection des protons, Xvertex=1416 _____	96
☞	Figure III.38: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, Xvertex=309 _____	97
☞	Figure III.39: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, Xvertex=818 _____	97
☞	Figure III.40: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, Xvertex=1062 _____	97
☞	Figure III.41: Contour sur (Parcours,angle de diffusion) avant projection, Xvertex=1416 _____	97
☞	Figure III.42: Spectre d'identification après le conditionnement sur les matrices (Parcours,angle de diffusion) rejetant la région cinématique correspondant à la réaction (p,d), Xvertex=725 _____	98
☞	Figure III.43: Spectre d'identification après le conditionnement sur les matrices (Parcours,angle de diffusion) rejetant la région cinématique correspondant à la réaction (p,d), Xvertex=840 _____	98
☞	Figure III.44: Matrice d'identification, pour Xvertex=309 et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	100
☞	Figure III.45: Matrice d'identification, pour Xvertex=818 et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	100
☞	Figure III.46: Matrice d'identification, pour Xvertex=1062 et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	100

☞	Figure III.47: Matrice d'identification, pour $X_{\text{vertex}}=1416$ et contour de sélection des tritons, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	100
☞	Figure III.48: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{\text{vertex}}=309$ _____	101
☞	Figure III.49: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{\text{vertex}}=818$ _____	101
☞	Figure III.50: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{\text{vertex}}=1062$ _____	101
☞	Figure III.51: Matrice (parcours,parcours_central) avec contour sur triton pour l'état fondamental et l'état excité, $X_{\text{vertex}}=1416$ _____	101
☞	Figure III.52: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau fondamental, $X_{\text{vertex}}=309$ _____	102
☞	Figure III.53: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau fondamental, $X_{\text{vertex}}=818$ _____	102
☞	Figure III.54: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau fondamental, $X_{\text{vertex}}=1062$ _____	103
☞	Figure III.55: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau fondamental, $X_{\text{vertex}}=1416$ _____	103
☞	Figure III.56: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau excité _____	104
☞	Figure III.57: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau excité _____	104
☞	Figure III.58: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau excité _____	104
☞	Figure III.59: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur le niveau excité _____	104
☞	Figure III.60: Matrice (parcours,charge) avec le contour sur les deutons, $X_{\text{vertex}}=309$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	105
☞	Figure III.61: Matrice (parcours,charge) avec le contour sur les deutons, $X_{\text{vertex}}=818$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	105
☞	Figure III.62: Matrice (parcours,charge) avec le contour sur les deutons, $X_{\text{vertex}}=1062$, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	106

☞	Figure III.63: Matrice (parcours,charge) avec le contour sur les deutons, Xvertex=1416, pour un faisceau d' ^8He à 3.9 MeV/n, dans 1 atm de C_4H_{10} _____	106
☞	Figure III.64: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur l'état fondamental et l'état excité, Xvertex=309 _____	107
☞	Figure III.65: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur l'état fondamental et l'état excité, Xvertex=818 _____	107
☞	Figure III.66: Matrice (parcours,angle de diffusion) avec le contour sur l'état fondamental et l'état excité, Xvertex=1062 _____	107
☞	Figure III.67: Matrice (parcours,angle de diffusion) sans contour, Xvertex=1416 _____	107

CHAPITRE IV: CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

☞	Figure IV.1: Section efficace élastique obtenu avec, le potentiel optique CH89 sans terme résonant, pour la réaction $^8\text{He}(p,p)^8\text{He}$ _____	114
☞	Figure IV.2: Fonction d'excitation calculée par notre programme et mesurée [REI56] pour le système $^{12}\text{C}+p$ à 90 degrés _____	115
☞	Figure IV.3: Largeurs de résonance dans un modèle de particules indépendantes pour différentes valeurs de J et à différentes énergies _____	118
☞	Figure IV.4: Schéma des configurations possibles par l'échange n-p à partir du ^9He _____	119

CHAPITRE V: RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET ANALYSE

☞	Tableau V.1: Présentation des résultats théorique de la littérature _____	126
☞	Tableau V.2: Présentation des niveaux adoptés pour ^9He [TIL01] _____	126
☞	Figure V.1: Fonction d'excitation de la diffusion élastique $^8\text{He}+p$ aux angles centre de masse 100 et 120 degrés de ce travail, Les barres d'erreur horizontales correspondent à l'incertitude sur la reconstruction en Xvertex, et donc de l'énergie de la réaction. Les barres d'erreur verticales correspondent à l'erreur statistique _____	128

☞ Figure V.2: Fonction d'excitation de la diffusion élastique $^8\text{He}+p$ aux angles centre de masse 100 et 120 degrés de ce travail. Les courbes théoriques sont celles de la figure IV.1 _____	129
☞ Figure V.3: Comparaison des résultats expérimentaux de ce travail avec un calcul fait avec le potentiel CH89 et deux assignations de spin et parités pour chacune des deux résonances observées pour les angles 100° et 120° centre de masse _____	130
☞ Figure V.4: Comparaison, des résultats expérimentaux de la référence [ROG03] pour la fonction d'excitation du système $^8\text{He}+p$ à 180° dans le centre de masse, avec un calcul obtenu avec notre code et le potentiel de la référence [ROG03], et deux assignations de spin (voir figure) _____	131
☞ Figure V.5: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système $^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour trois énergies de résonance: $E_r(\text{gs})=2.0, 2.1$ et 2.2 MeV, pour la première résonance _____	133
☞ Figure V.6: Résultats expérimentaux du déplacement Coulombien de ce travail, comparé à d'autres résultats expérimentaux pour les noyau légers He, Li, Be, pris dans la compilation [ANT85] _____	134
☞ Figure V.7: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système $^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour différentes largeurs partielles proton: $\Gamma_p=10, 15, 20$ KeV _____	135
☞ Figure V.8: Comparaison des résultats expérimentaux, avec des calculs de la fonction d'excitation du système $^8\text{He}+p$ à 100° et 120° centre de masse, pour différentes largeurs partielles proton: $\Gamma_l=100, 150, 200$ KeV _____	136
☞ Figure V.9: Comparaison des résultats expérimentaux aux angles centre de masse 100,120 de ce travail et 180 degrés pour la référence [ROG03], avec un calcul utilisant notre code et le potentiel de la référence [ROG03] _____	138
☞ Figure V.10: Comparaison des résultats expérimentaux aux angles centre de masse 100,120 et 180 degrés pour le potentiel CH89 avec des coefficients de transmission réajustés. _____	139
☞ Figure V.11: Comparaison des calculs pour différentes largeurs partielles pour la résonance à 3.1 MeV proton avec les résultats expérimentaux _____	140
☞ Tableau V.3: Résultats expérimentaux de ce travail _____	141

☞	Figure V.12: Schéma de niveaux ${}^9\text{He}$ et ${}^9\text{Li}$ _____	142
☞	Figure V.13: Distributions angulaires expérimentales pour les énergies de réactions 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5 MeV et distributions calculées, par le code FRESCO, avec $C^2S=1$, pour les énergies de réaction 2 et 3.9 MeV de la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}_{(g.s.)}$ _____	144
☞	Figure V.14: Distributions angulaires expérimentales de la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ pour l'état excité et pour les énergies de réactions 3, 2.5, 2 et 1.5 MeV _____	145
☞	Figure V.15: Spectre d'angles laboratoires obtenu par la somme des projections sur l'axe des angles d'une tranche de matrice (parcours, angle de diffusion) pour $X_{\text{vertex}}=508$ mm et $X_{\text{vertex}}=552$ mm _____	146
☞	Figure V.16: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 2.0 MeV/n _____	147
☞	Figure V.17: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 2.5 MeV/n _____	147
☞	Figure V.18: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour l'énergie de réaction 3.0 MeV/n _____	148
☞	Figure V.19: Sections efficaces différentielles calculées (avec $C^2S=4$) et points expérimentaux de la réaction (p,d) pour l'état fondamental pour énergie de réaction 3.5 MeV/n _____	148
☞	Figure V.20: Sections efficaces expérimentales pour la structure observée au dessus de l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ pour différentes énergies de réaction _____	149
☞	Figure V.21: Matrice (parcours;parcours_central) pour $X_{\text{vertex}}=503$ _____	150
☞	Figure V.22: spectre de la projection sur l'axe parcours_central de la tranche montrée sur la figure V.21 _____	150
☞	Figure V.23: Matrice (parcours;parcours_central) pour $X_{\text{vertex}}=503$ mm _____	152
☞	Figure V.24: Spectre de la projection sur l'axe parcours_central de la tranche en parcours montrée sur la figure V.24 _____	152
☞	Figure V.25: Relation entre le parcours et l'angle laboratoire pour les deutons pour différentes énergies du niveau fondamental _____	152

ANNEXE:

☞ Figure A.I.1 et A.I.2: caisson MAYA vue de coté et de face_____	173
☞ Figure A.I.3: Cartes latérales de répartition de champs _____	174
☞ Figure A.I.4: Carte de répartition de champs de la face d'entrée _____	175
☞ Figure A.I.5: Cadre des fils de champs pour la face de sortie _____	176
☞ Figure A.I.6: Grille de Frisch _____	176
☞ Figure A.I.7: Cadre des fils de champs pour 2 ou 3 fils par rangée _____	177
☞ Figure A.I.8: face supérieur de l'anode MAYA _____	178
☞ Figure A.I.9: routage interne de l'anode _____	179

ANNEXE

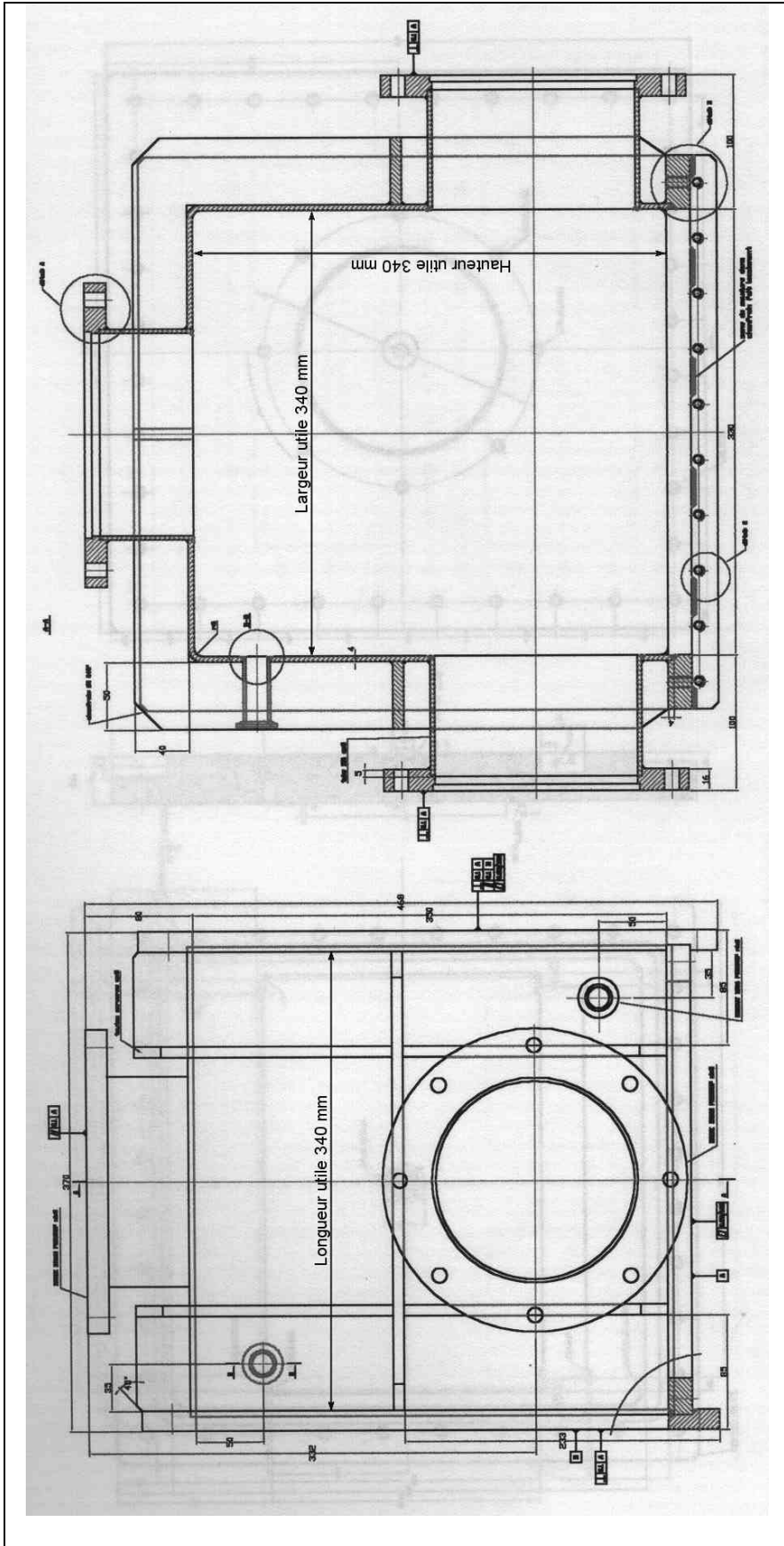


Figure A.I.1 et A.I.2: caisson MAYA vue de coté et de face

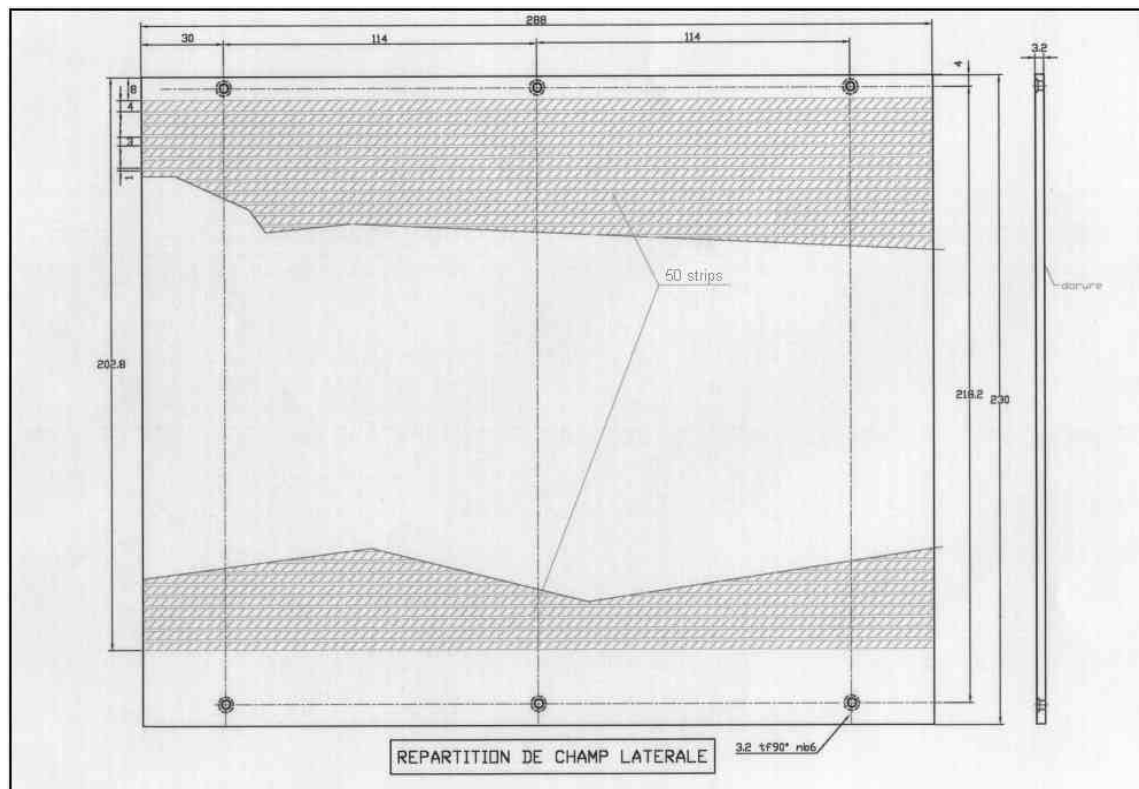


Figure A.I.3: Cartes latérales de répartition de champs

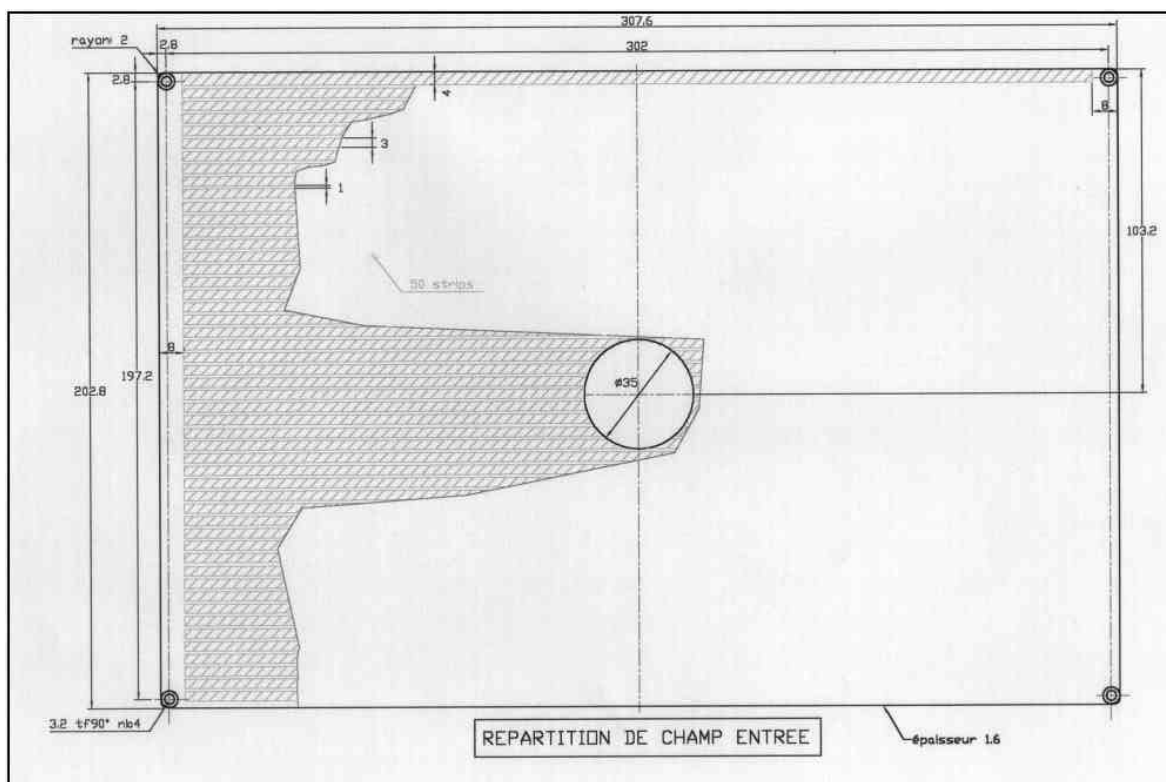


Figure A.I.4: Carte de répartition de champs de la face d'entrée

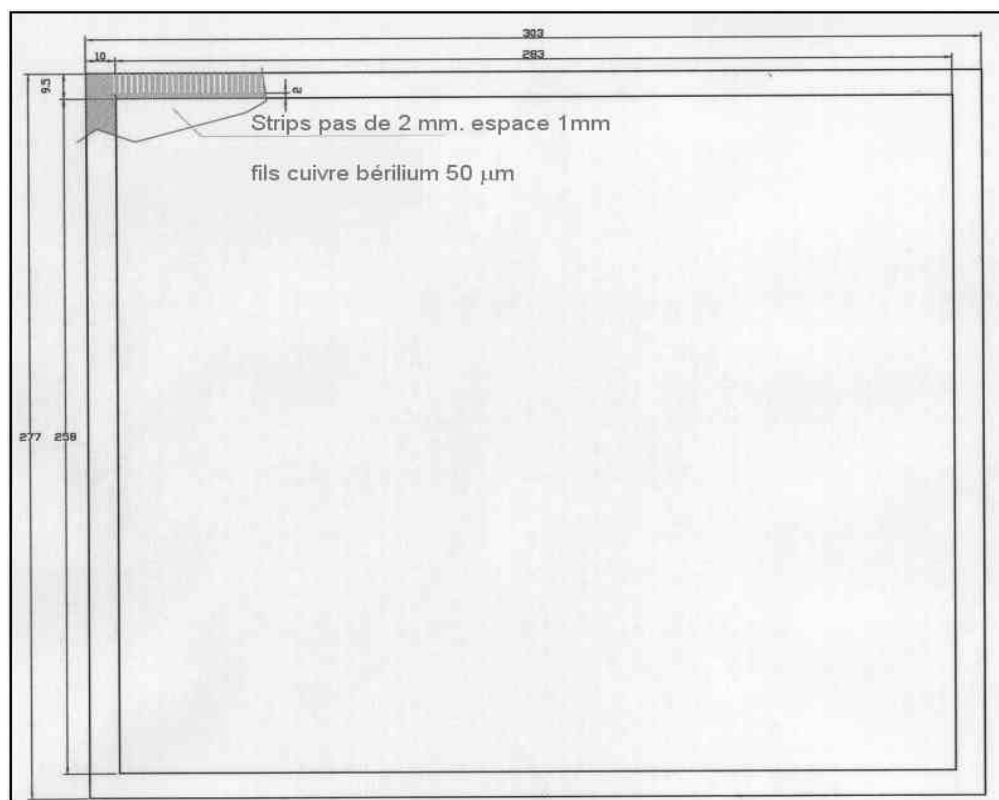


Figure A.I.5: Cadre des fils de champs pour la face de sortie

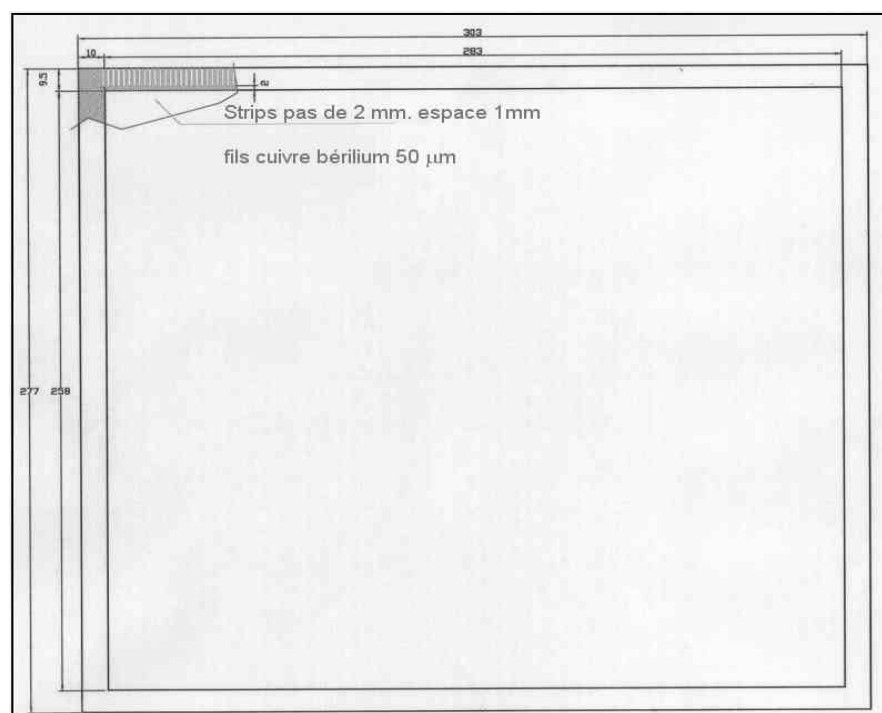


Figure A.I.6: Grille de Frisch

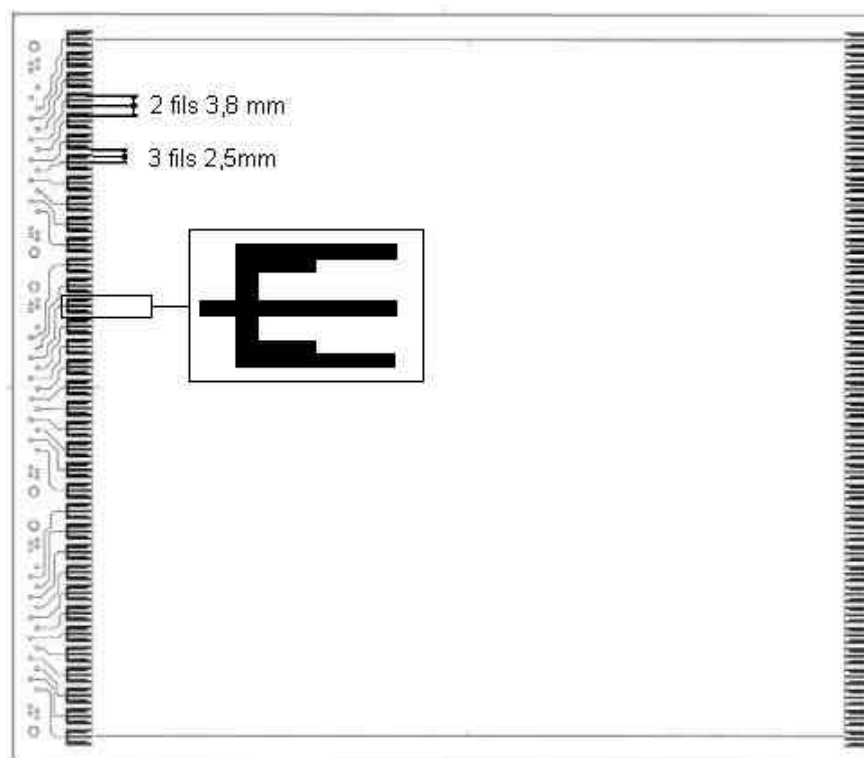


Figure A.I.7: Cadre des fils de champs pour 2 ou 3 fils par rangée

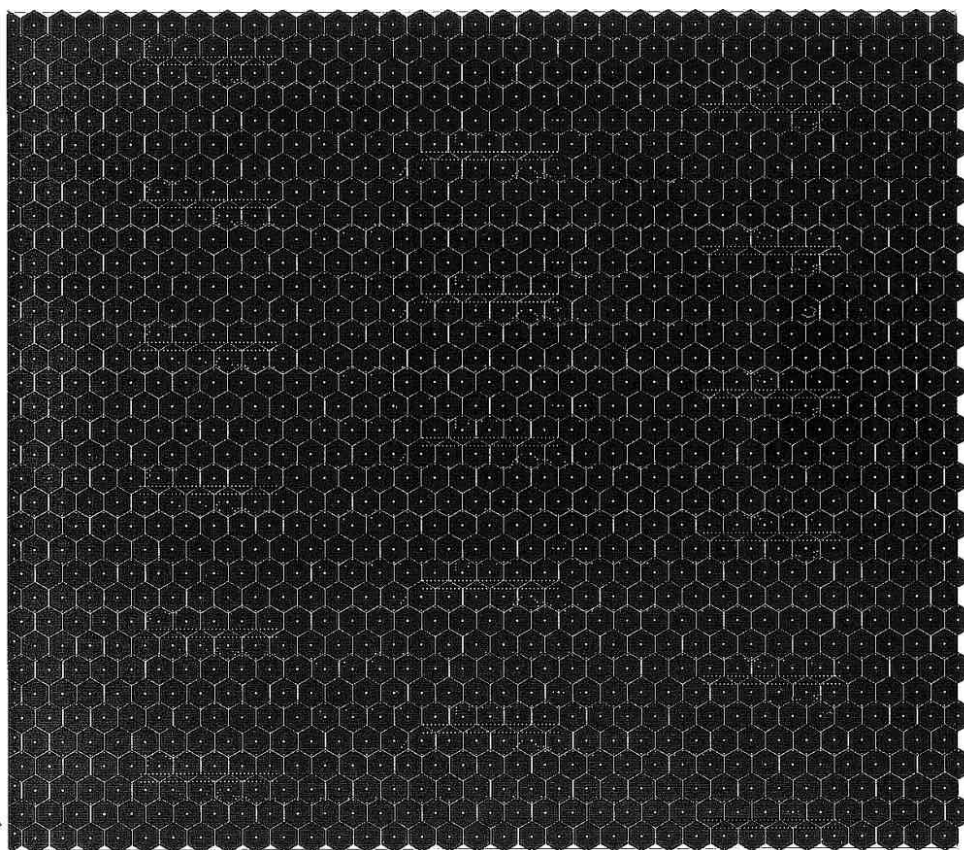


Figure A.I.8: face supérieur de l'anode MAYA

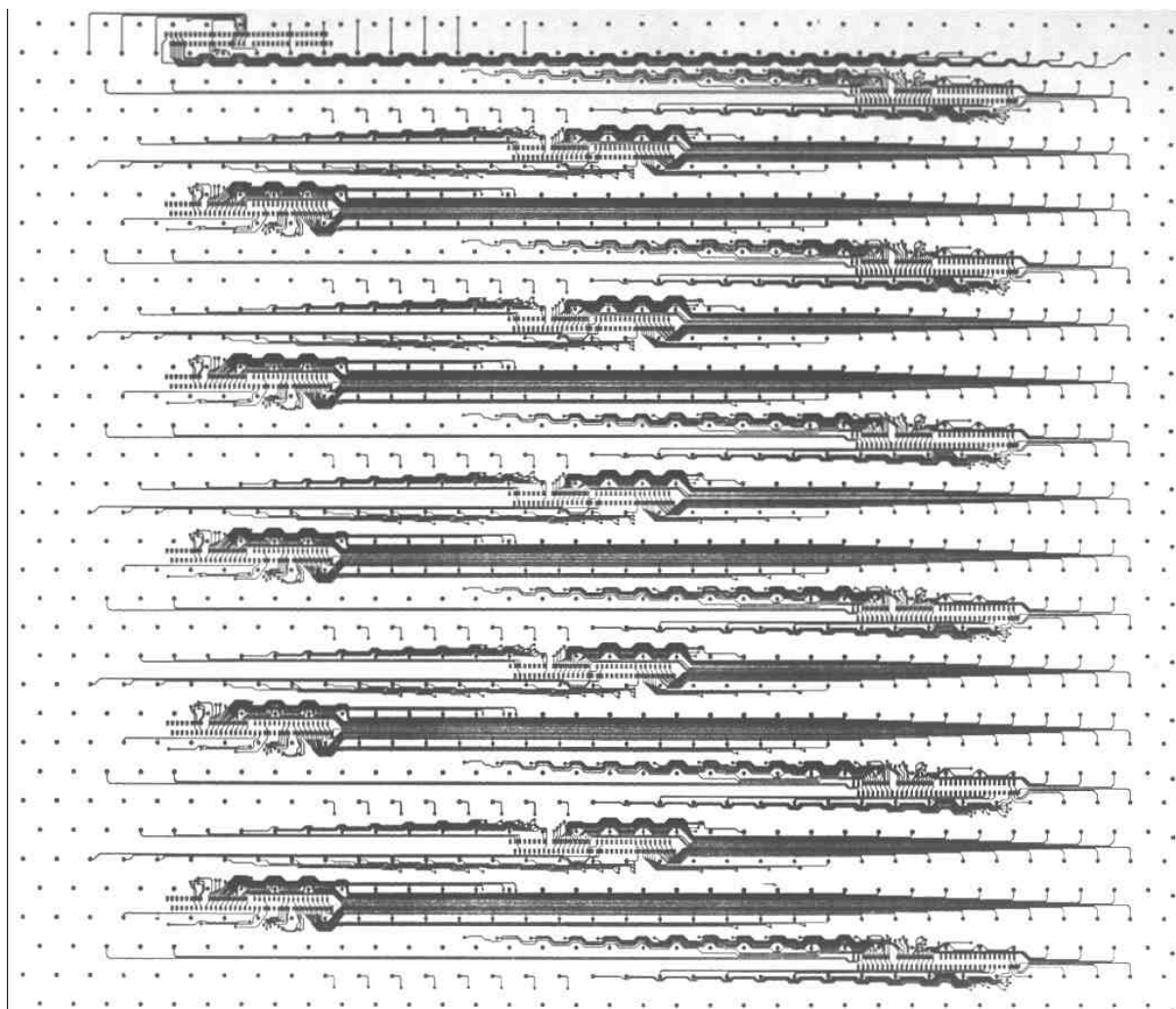


Figure A.I.9: routage interne de l'anode

Résumé :

Les développements récents des faisceaux exotiques, et en particulier avec le dispositif SPIRAL du GANIL, nous ont permis d'initier l'étude, dans ${}^9\text{He}$, de l'inversion de couches déjà observée dans les isotones $N=7$, pour le ${}^{11}\text{Be}$ et le ${}^{10}\text{Li}$. Une partie du travail est consacré à l'étude et au développement d'un détecteur servant aussi de cible (cible active) appelé MAYA, ainsi qu'au développement des outils informatiques nécessaires à son exploitation. ${}^9\text{He}$ a été étudié par la détermination des propriétés de ses états isobariques analogues (IAS) dans ${}^9\text{Li}$. Les caractéristiques de ces états IAS sont obtenues par l'analyse des résonances dans les sections efficaces de diffusion élastique, du système ${}^8\text{He}+p$ entre 2 et 3.9 MeV/n. Une étude rapide des réactions (p,d) et (p,t) est aussi présentée. Cette étude a permis, par la comparaison des résultats expérimentaux et des calculs de diffusion potentielle avec résonances, une assignation de spin et parité pour deux états de ${}^9\text{He}$.

Title :

Study of reactions and isobaric analogue states for ${}^8\text{He}+p$ system at low energy, using the MAYA active-target.

Abstract :

With the recent improvements in the field of exotics beams, and specially with the SPIRAL facility at GANIL, we were able to study ${}^9\text{He}$ the shell inversion already known for ${}^{11}\text{Be}$ and ${}^{10}\text{Li}$, which are two members of the $N=7$ family. A new detector was developed and also the software tools for the data analysis. This detector is at the same time the target (active-target) and is called MAYA. The ${}^9\text{He}$ was studied by determining the properties of its isobaric analogue states in ${}^9\text{Li}$. The characteristics of the IAS states were determined by an analysis of the resonances in the elastic scattering cross section for ${}^8\text{He}+p$ from 2 up to 3.9 MeV/n. A study of (p,d) and (p,t) reactions was done too, in this domain of energy. By comparing the experimental results with calculations, an assignation of spin and parity for two states in ${}^9\text{He}$ was possible.

Mots clés /Key words:

Instrumentation (Physique nucléaire) / Instrumentation (Nuclear physics)

Structure nucléaire / Nuclear structure

Resonance / Resonance

Diffusion élastique / Elastic scattering

Discipline :

Physique nucléaire / Nuclear Physics

Thèse préparée au :

GANIL : Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Boulevard Henri BECQUEREL

B. P. 55027 14076 CAEN CEDEX 5 FRANCE