

à ma maman

Remerciements

Je souhaite remercier tout d'abord mon responsable de thèse Samuel Andriamonje pour son soutien, le temps qu'il m'a donné et l'humanité dont il a fait preuve dans certains moments difficiles. C'est un plaisir de remercier aussi mon responsable CEA, Frank Gunsing, pour les nombreux échanges de physique ou autre que nous avons eus, son sens des réalités et la confiance inconditionnelle qu'il m'a accordée. Je remercie mon jury de thèse, Bernard Haas, Marek Lewitowicz et Enrique Gonzáles mes deux rapporteurs et Ioannis Giomataris pour leur lecture attentive du manuscrit qui a sans aucun doute amélioré la qualité de celui-ci.

Ma thèse a débuté au CERN à Genève, je souhaite donc remercier l'ensemble du groupe EET du CERN pour son accueil. Je remercie plus particulièrement Paolo Cennini et Yacine Kadi pour leurs nombreux encouragements et Veronique Lacoste pour son aide et son soutien. Un énorme merci à Vasilis Vlachoudis qui n'a jamais compté son temps et m'a souvent orienté judicieusement, toujours sympathique, toujours disponible, même une fois que je suis arrivé à Paris.

Cette thèse m'a ensuite conduit au CEA à Saclay, l'occasion de faire évoluer mon sujet et de nouer de nouvelles relations. Je remercie encore une fois Ioannis Giomataris mais cette fois-ci en tant qu'expert Micromégas pour ses nombreuses idées et le partage de ses connaissances. Le groupe des "neutrons" m'a accueilli avec chaleur et m'a supporté pendant deux ans. Que ce soit d'un point de vue personnel ou professionnel, je remercie chaleureusement Gaëlle Aerts, Eric Berthomieux, Frank Gunsing et Luc Perrot. C'est avec Fabien Jeanneau et le projet d'imagerie neutronique que j'ai pu boucler ma thèse, et c'est en ami que je lui envoie tous mes remerciements. De manière plus générale, merci aux différentes personnes qui m'ont aidé ponctuellement, Daniel Cano-Ott, Jacques Derré, Ester Ferrer Ribas, Samuel Legoupil et Isabelle Espagnon. Quand un thésard rencontre un autre thésard, ils parlent de...d'autre chose (enfin ils essayent!) et j'ai eu plaisir à échanger avec Yann, Manue, Emmanuel, Alexia, Adonäi, Erwan.

Parce que la thèse ne s'arrête pas quand on ferme la porte de son bureau le soir, merci à mes amis de m'avoir gardé, merci à Audrey, merci à Jeremie, Fabienne, Sylvain, Cedric, Laurent, Paco, Gaëlle, Laure, Céline, Maud, les kalfouns (Fred, Gé et Thom), merci à Morgane d'avoir essayé et la palme d'or du merci à Eric parce qu'il y a des choses qu'on oublie jamais.

Enfin, parce qu'on ne fait pas une thèse par hasard, merci à ma famille, mes grands parents, France et René, mes soeurs Anne-lise, Justine et Marine, merci à toi Papa, merci à toi Patty.

Table des Matières

Introduction	1
1 De la détection des neutrons aux détecteurs gazeux	3
1.1 Détection des neutrons	3
1.1.1 Découverte du neutron et carte d'identité	4
1.1.2 Les différentes méthodes de détection	4
a- Les réactions d'absorption	5
b- Les réactions de fission	7
c- Les réactions de diffusion élastique	7
1.2 Les détecteurs gazeux : bref historique	10
1.2.1 Mode de fonctionnement d'un détecteur gazeux	10
1.2.2 Les chambres à fils	11
a- Les MWPC : Multi Wires Proportionnal Chambers	11
b- Les chambres à dérive	12
c- La TPC : Time Projection Chamber	12
1.2.3 Les détecteurs à micropistes	14
a- Les MSGCs : Micro Strips Gaseous Chambers	14
b- Les GEMs : Gas Electron Multiplier	14
c- Le détecteur Micromégas	16
2 Le détecteur Micromégas	17
2.1 Principe général de fonctionnement	17
2.2 Interaction des particules chargées lourdes	18
2.2.1 Perte d'énergie par collision inélastique avec les électrons atom- iques	19
2.2.2 Perte d'énergie par collisions élastiques avec les noyaux	21
2.2.3 Le Programme <i>SRIM</i> : Stopping and Range of Ions in Matter	22
2.2.4 Fluctuations de la perte d'énergie	25

2.2.5	Détail des interactions	26
2.3	Transport des charges	27
2.3.1	Diffusion des électrons et des ions en l'absence de champ	28
2.3.2	Dérive des électrons sous champ	29
2.3.3	Comportement des ions sous champ	30
2.4	Génération du signal sur les pistes	30
2.4.1	La microgrille	30
2.4.2	L'amplification	33
2.4.3	Les impulsions	35
3	Micromégas à n_TOF	39
3.1	L'expérience n_TOF	39
3.1.1	Intérêt	39
3.1.2	La ligne de neutrons n_TOF	40
a-	Généralités	40
b-	Caractéristiques techniques de n_TOF	40
c-	Performances de n_TOF	43
3.1.3	Les détecteurs	45
a-	Les PPACs : Parallel Plate Avalanche Chambers	45
b-	Le détecteur au silicium	46
c-	Les détecteurs C ₆ D ₆	46
d-	FIC : the Fission Ionisation Chamber	46
e-	Le détecteur Micromégas	47
3.2	Le Micromégas de n_TOF	48
3.2.1	Description technique	48
3.2.2	Principe de fonctionnement	50
3.2.3	Acquisition des données	51
3.3	Analyse des données	52
3.3.1	Prise de données	52
3.3.2	Analyse	53
a-	Analyse des impulsions	53
b-	Regroupement	53
3.4	Résultats expérimentaux	55
3.4.1	Détermination du temps de vol	55
3.4.2	Energie déposée et multiplicité	56
3.4.3	Taux de réaction	58
3.4.4	Longueur des impulsions	60

3.4.5	Evaluation de l'efficacité de Micromégas	62
3.4.6	Résolution temporelle du détecteur	68
3.5	Calcul de la distribution spatiale du faisceau de neutrons	69
3.5.1	Les distributions projetées	69
a-	Les coupures	69
b-	Les projections obtenues	72
3.5.2	Comparaison aux simulations	72
3.5.3	Approximation par une fonction analytique	76
3.5.4	Résultats à 186 m et à 185.2 m	81
3.5.5	Fraction du faisceau vue par un échantillon	84
3.6	Conclusion	87
4	Etude des reculs avec le Micromégas de n_TOF	89
4.1	Méthodes d'estimation de la vitesse de dérive des électrons	89
4.1.1	Méthode expérimentale	89
4.1.2	Le programme <i>Garfield</i>	90
4.1.3	Analyse des données de n_TOF	91
4.2	Estimation de l'énergie neutronique sans temps de vol	93
4.2.1	Géométrie des reculs	93
4.2.2	Séparation des reculs	94
a-	Données expérimentales	94
b-	Simulation	96
4.2.3	Reconstruction de l'énergie neutronique	101
4.3	Applications possibles	103
4.3.1	Estimation de l'énergie neutronique sans temps de vol	103
4.3.2	Détection de la matière noire	105
4.3.3	Le Piccolo-Micromégas	106
5	L'imagerie neutronique avec Micromégas	109
5.1	Introduction	109
5.1.1	L'imagerie neutronique et ses applications	109
5.1.2	Le cadre du projet	110
5.2	Le détecteur Micromégas pour l'imagerie neutronique	111
5.2.1	Principe de fonctionnement	111
5.2.2	Les convertisseurs de neutrons	111
5.2.3	L'électronique d'acquisition	113
5.2.4	Les caractéristiques des détecteurs	114
a-	Le détecteur 1D	114

b- Le détecteur 2D	115
5.2.5 Les paramètres de fonctionnement	115
5.2.6 La méthode d'analyse	116
5.3 Les campagnes de test	119
5.3.1 Mesure de la résolution spatiale d'un Micromégas 2D	119
a- Descriptif de l'expérience	119
b- Résultats	120
5.3.2 Section tomographique avec un Micromégas 1D	124
a- Descriptif de l'expérience	124
b- Résultats	126
5.3.3 Imagerie neutronique avec un Micromégas 2D	132
5.4 Conclusion	135
Conclusion	137
Annexes	139
Bibliographie	155

Introduction

Le neutron fut découvert par J. Chadwick en 1932. Hormis l'intérêt évident que suscita cette particule pour le modèle nucléaire, cette découverte ouvrit plusieurs domaines d'applications fondamentales de la physique nucléaire. La spectrométrie neutronique par exemple, permet de caractériser de nombreux matériaux physiques ou biologiques à l'échelle atomique en étudiant leurs propriétés magnétiques, leurs conformations moléculaires, leurs contraintes mécaniques ainsi que de nombreux phénomènes physico-chimiques. Le neutron n'est pas sensible au champ électrique, il interagit uniquement avec les noyaux sans influence des couches électroniques. Il initie donc facilement plusieurs réactions nucléaires comme la diffusion, la capture ou la fission des noyaux lourds et il possède un important pouvoir de pénétration dans la matière. Cependant, sa neutralité n'entraîne pas d'ionisation et complique sa détection. C'est pourquoi sa conversion en particule chargée est nécessaire, ce qui peut être réalisé efficacement par différentes réactions nucléaires. C'est de cette manière qu'il a été mis en évidence et c'est également par cette méthode qu'il est détecté par un détecteur de type Micromégas.

Micromégas pour Micromesh-Gaseous Structure a été proposé pour la première fois en 1996 par G. Charpak et I. Giomataris. Il fut tout d'abord conçu pour la physique des hautes énergies, dans la directe lignée des chambres à fils, afin de supporter les hauts flux imposés par les expériences de physique moderne, tout en respectant les contraintes de résolutions spatiale et temporelle. C'est un détecteur gazeux à micropistes constitué de deux étages, l'espace de dérive et l'espace d'amplification, séparés par une microgrille. Deux processus nucléaires complémentaires permettent la détection des neutrons par un détecteur Micromégas. A haute énergie, l'ionisation est créée par des réactions de diffusion élastique des neutrons sur les atomes du gaz. Les basses énergies imposent quant à elles de recourir à des matériaux qui, placés à l'entrée du détecteur, absorbent les neutrons par réactions nucléaires conduisant à la production de particules chargées. Dans les deux cas, il est possible de remonter à l'emplacement de l'interaction neutronique et donc de caractériser la

distribution spatiale du flux de neutrons incident en fonction de l'énergie.

Le but de ce travail a été l'étude de la détection des neutrons à l'aide d'un détecteur Micromégas et des possibilités offertes par ce type de détection. Cette étude a été réalisée plus particulièrement à travers trois applications. Le premier chapitre donne un aperçu des différentes méthodes de conversion d'un neutron en particule chargée, et de l'évolution des détecteurs gazeux. Le second chapitre expose le fonctionnement du détecteur en décrivant chacune des étapes de la détection, de l'ionisation par les particules chargées à la collecte des électrons.

Le troisième chapitre présente la caractérisation spatiale du faisceau de l'installation n_TOF au CERN à l'aide d'un détecteur de neutrons de type Micromégas. n_TOF est une expérience de temps de vol de neutrons. Ces neutrons sont produits par la spallation résultant de l'interaction de protons de 20 GeV sur une cible de plomb. La distribution spatiale du faisceau a pu être établie pour une énergie neutronique comprise entre 10 eV et 20 MeV. La forme du faisceau est très importante dans le cadre de mesures de sections efficaces absolues de capture neutronique.

Le quatrième chapitre propose le développement d'une technique innovante d'estimation de l'énergie neutronique. Il s'agit ici de démontrer qu'il est possible, à l'aide d'un détecteur Micromégas adapté, de déterminer l'énergie des neutrons incidents. La majeure partie de ce chapitre est concentrée autour de l'estimation de l'angle des atomes de recul observés à n_TOF, paramètre incontournable de la reconstruction en énergie.

Enfin, la neutronographie est une méthode très utilisée pour la recherche de défauts dans des pièces mécaniques ou la visualisation d'écoulements. Le cinquième chapitre expose les tests d'imagerie neutronique réalisés à l'aide d'un détecteur Micromégas. Un détecteur unidimensionnel a été utilisé pour réaliser une section tomographique et la résolution spatiale d'un détecteur bidimensionnel a été mesurée. Des tests préliminaires d'imagerie bidimensionnelle ont également été menés.

Chapitre 1

De la détection des neutrons aux détecteurs gazeux

Utiliser un détecteur gazeux de type Micromégas pour la détection des neutrons est une nouvelle méthode très prometteuse. Le détecteur Micromégas réunit toutes les qualités nécessaires à la caractérisation complète d'un faisceau de neutrons. De la mesure de distribution spatiale du faisceau à l'imagerie en passant par des mesures d'énergie neutronique, les trois applications développées dans cette thèse démontrent les capacités de ce détecteur de neutrons. Pourtant, il serait faux de prétendre que tout est nouveauté ici. Les détecteurs gazeux ont connu des améliorations décisives depuis une centaine d'années qui ont permis l'invention du détecteur Micromégas. Ce détecteur est utilisé avec succès dans des expériences de physique moderne depuis déjà quelques années pour détecter des particules chargées ou des rayons X (par exemple l'expérience COMPASS [1] ou CAST [2]). De même, les méthodes de détection de neutrons se sont diversifiées depuis sa découverte. C'est bien l'association de tous ces progrès qui a permis de concevoir la détection des neutrons avec un détecteur Micromégas. Il convenait donc de décrire quelque peu les différentes méthodes de détection neutronique ainsi que l'histoire des détecteurs gazeux.

1.1 Détection des neutrons

La probabilité d'interaction des neutrons avec des électrons atomiques est quasiment nulle, leur détection impose donc de les convertir en particules chargées détectables par ionisation dans les détecteurs gazeux.

1.1.1 Découverte du neutron et carte d'identité

En 1930, Bothe et Becker observèrent l'émission de particules non ionisantes mais très pénétrantes en envoyant des particules α sur une cible de béryllium [3]. Ils interprétèrent ces particules comme étant des rayons γ de haute énergie issus de l'excitation causée par la capture des particules α . Curie et Joliot confirmèrent cette expérience mais observèrent en plus l'émission de protons, grâce à une chambre à ionisation, lorsqu'un bloc de paraffine était placé derrière les radiations provoquées par la capture des particules α . L'éjection des protons ainsi que leur énergie paraissaient difficilement compatibles avec une diffusion Compton par des rayons γ . C'est J. Chadwick qui en 1932 expliqua la nature de ces radiations [4]. Il postula que ces radiations étaient des particules neutres d'une masse équivalente à celle du proton. C'était le meilleur moyen à la fois d'expliquer la grande pénétration de ces radiations dans la matière et d'honorer le principe de conservation du moment cinétique et de l'énergie lors du recul des protons de la paraffine. Il pensait que le neutron était en fait une particule composée d'un proton et d'un électron. La découverte eut de plus des retombées sur la structure du noyau. Le noyau n'était plus composé de particules α , de protons et d'électrons mais de particules α , de protons et de neutrons. Ceci avait l'intérêt d'éviter la présence d'électrons libres au sein du noyau et par exemple d'expliquer la spin entier du noyau $^{14}_7\text{N}$.

Les caractéristiques du neutron sont maintenant bien connues. Il s'agit d'une particule neutre de spin $\frac{1}{2}$. La cohésion du noyau est assurée par l'interaction forte entre les neutrons et les protons qui s'oppose à la répulsion coulombienne des protons chargés positivement. La masse du neutron est de 939.573 MeV, il est plus lourd que la somme de la masse du proton et de l'électron et subit la désintégration β (en un proton, un électron et un antineutrino) avec une demi-vie égale à 10.6 min. Enfin, le neutron a un moment magnétique intrinsèque de spin égal à $-1.91248 \mu_n$ où μ_n est le magnéton nucléaire [5, 6].

1.1.2 Les différentes méthodes de détection

Le neutron ne produit pas d'ionisation par chocs, il n'est donc pas directement détectable. Par contre, il initie facilement des réactions nucléaires du fait de l'absence de barrière coulombienne et c'est par les produits de ces réactions que l'on peut détecter les neutrons. La détection des neutrons impose donc toujours de recourir à un processus de conversion. La réaction de conversion utilisée va principalement dépendre de l'énergie des neutrons à détecter. En effet, le mode de détection va différer suivant qu'il s'agit de neutrons thermiques à épithermiques de 0.025 eV à

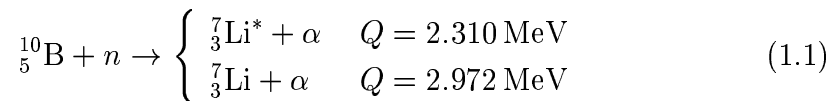
quelques eV, de neutrons lents de quelques keV ou de neutrons rapides de la centaine de keV à quelques MeV.

a- Les réactions d'absorption

Les noyaux de ^{10}B et de ^6Li (sous forme de convertisseur solide), ou encore de ^3He (sous forme gazeuse) ont une forte probabilité d'absorber les neutrons thermiques en produisant des particules chargées. Les sections efficaces de ces processus sont élevées (quelques milliers de barns) pour les neutrons thermiques et permettent de les convertir avec une bonne efficacité (voir figure 1.1).

- $^{10}\text{B}(n,\alpha)$:

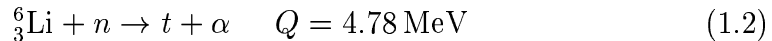
Cette réaction s'écrit :



Le rapport d'embranchement vers l'état excité est de 94% à 0.025 eV (le $^7\text{Li}^*$ retourne à son état fondamental en émettant un rayon γ de 0.48 MeV). Vu la faible énergie des neutrons, les produits se partagent l'excédent d'énergie Q et sont émis à 180° avec pour énergie $E_{\text{Li}}=0.84$ MeV et $E_\alpha=1.47$ MeV (en considérant l'état excité). La section efficace est de 3840 barns à l'énergie thermique et l'abondance isotopique naturelle du ^{10}B est de 19.8%.

- $^6\text{Li}(n,t)$:

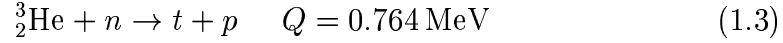
Cette réaction s'écrit :



De même, tant que l'énergie incidente du neutron est négligeable par rapport à la chaleur de réaction Q , les produits sont émis à 180° avec $E_t=2.73$ MeV et $E_\alpha=2.05$ MeV. La section efficace thermique est de 940 barns et l'abondance isotopique du ^6Li est de 7.6%. Il faut préciser qu'il est assez difficile de se procurer du ^6Li pur, on le trouve plus facilement sous forme de fluorure de lithium. La section efficace de cette réaction est certes plus faible que celle liée au ^{10}B , mais la plus grande chaleur de réaction donne aux produits une énergie plus importante leur permettant de sortir plus facilement du convertisseur.

- ${}^3\text{He}(n,p)$:

Cette réaction s'écrit :



les produits sont encore émis à 180° à basse énergie neutronique avec $E_t=0.191 \text{ MeV}$ et $E_p=0.573 \text{ MeV}$. La section efficace est plus élevée avec 5330 barns à l'énergie thermique et les faibles énergies des produits ne posent pas vraiment de problème puisque le ${}^3\text{He}$ est un gaz noble pouvant être utilisé directement dans un détecteur proportionnel.

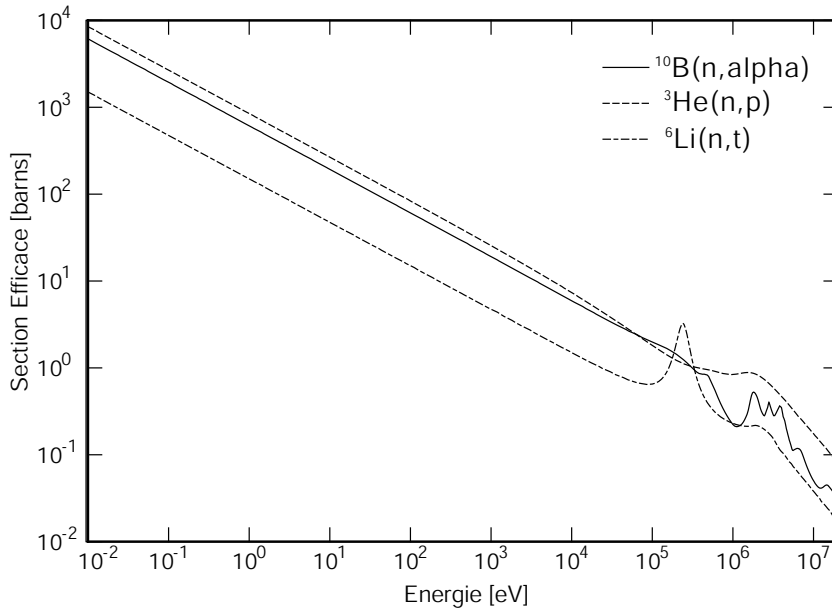


Figure 1.1 Section efficace d'absorption des neutrons dans le ${}^{10}\text{B}$, le ${}^6\text{Li}$ et le ${}^3\text{He}$.

Les 3 réactions nucléaires précédentes présentent une section efficace en $1/\sqrt{E}$ jusqu'à quelques dizaines de keV. Ces réactions sont très utilisées pour réaliser des mesures de flux de neutrons intégrés à basses énergies. Il est par contre difficile de remonter à l'énergie neutronique vu les valeurs importantes de chaleur de réaction noyant complètement l'énergie des neutrons incidents. Il est toutefois possible de calculer l'énergie neutronique lorsque l'énergie incidente devient suffisamment élevée pour faire varier l'énergie des produits mais aussi leur distribution angulaire. Il faut

alors déterminer grâce à un détecteur adapté toutes les caractéristiques des produits, et remonter par la cinématique à l'énergie neutron.

On peut citer aussi le ^{157}Gd pour son absorption neutronique importante via la réaction de capture $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ qui produit à la fois des rayons γ , et des électrons de conversion interne de 72 keV (39%) à 182 keV. La section efficace thermique est de 255000 barns à 0.031 eV puis décroît très rapidement au dessus. Cet élément est donc très intéressant pour détecter les neutrons thermiques en présence d'un fond de neutrons rapides avec une efficacité pouvant aller jusqu'à 30%.

Enfin, la méthode d'activation permet elle aussi de compter les neutrons. Il suffit pour ce faire d'exposer des matériaux devenant radioactifs sous flux neutronique au flux de neutrons à mesurer. Il est ensuite possible de mesurer hors flux la radioactivité induite (en utilisant un détecteur γ) et de remonter au flux. Les matériaux typiquement utilisés sont le ^{60}Co ou encore le ^{197}Au [7].

b- Les réactions de fission

Les réactions de fission induites par neutrons dans certains isotopes de l'uranium et du plutonium sont utilisées pour détecter les neutrons. La section efficace de ces processus est importante à basse énergie neutronique apportant une bonne efficacité de conversion (voir figure 1.2). De plus, ces sections efficaces étant très bien connues du fait du rôle de ces éléments dans les réacteurs nucléaires, la précision obtenue sur les flux mesurés est d'autant meilleure. Les produits de fission sont détectés par des chambres à ionisation. Ils sont si ionisant de par leur taille, leur énergie et leur état de charge qu'aucune multiplication n'est nécessaire. Il est facile de discriminer ces produits d'éventuels rayons γ et de l'activité α de la plupart des noyaux fissiles, pourvu que le dépôt utilisé ne soit pas trop épais.

Des réactions de fission à seuil (^{237}Np , ^{238}U ou ^{232}Th) sont aussi utilisées. Elles permettent d'estimer les flux neutroniques à haute énergie (voir figure 1.2 pour la section efficace du ^{238}U). L'estimation de l'énergie incidente des neutrons grâce aux caractéristiques des produits de fission est impossible étant donné la valeur de la chaleur de réaction $Q \simeq 200 \text{ MeV}$ [8].

c- Les réactions de diffusion élastique

Ces réactions sont préférentiellement utilisées pour la détection de neutrons rapides. D'une part, elles permettent de diminuer l'énergie des neutrons par de multiples chocs élastiques afin de les absorber dans des convertisseurs au ^6Li ou au ^{10}B et de détecter les produits de réaction. D'autre part, il est aussi possible de détecter

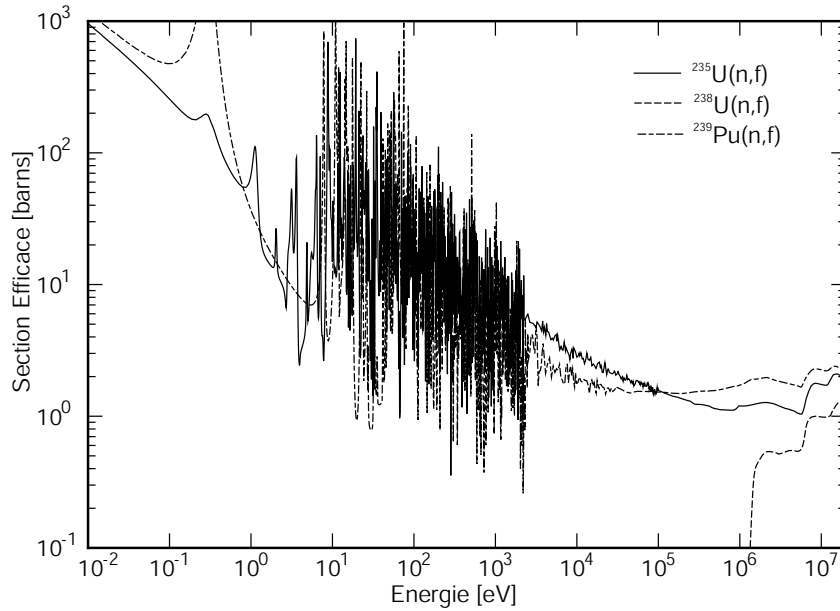


Figure 1.2 Section efficace de fission du ^{235}U , du ^{238}U et du ^{239}Pu .

les neutrons directement par le recul des noyaux. Avec des neutrons rapides, les noyaux de recul issus de la diffusion élastique ont suffisamment d'énergie pour être détectés par ionisation dans des détecteurs gazeux. Le gaz utilisé peut donc être la source de ces reculs. Si on considère la collision d'un neutron d'énergie E avec un noyau de masse A , les conservations de l'énergie et du moment cinétique permettent d'exprimer l'énergie du neutron après diffusion E' comme suit :

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \Theta}{(A + 1)^2} \quad (1.4)$$

où Θ est l'angle du neutron diffusé dans le référentiel du centre de masse et les énergies sont exprimées dans le laboratoire. L'énergie du noyau de recul E_r s'écrit donc :

$$E_r = \frac{2A}{(A + 1)^2} E (1 - \cos \Theta) \quad (1.5)$$

On remarque que le recul aura d'autant plus d'énergie qu'il est léger, les reculs d'hydrogène ($A=1$) pouvant prendre toute l'énergie neutronique en un seul choc. La distribution angulaire des reculs est souvent isotropique dans le centre de masse des basses énergies aux énergies modérées. L'énergie des reculs varie entre 0 et $4AE/(A+1)^2$. Les sections efficaces de diffusion ne sont pas très élevées (voir figure 1.3) mais la

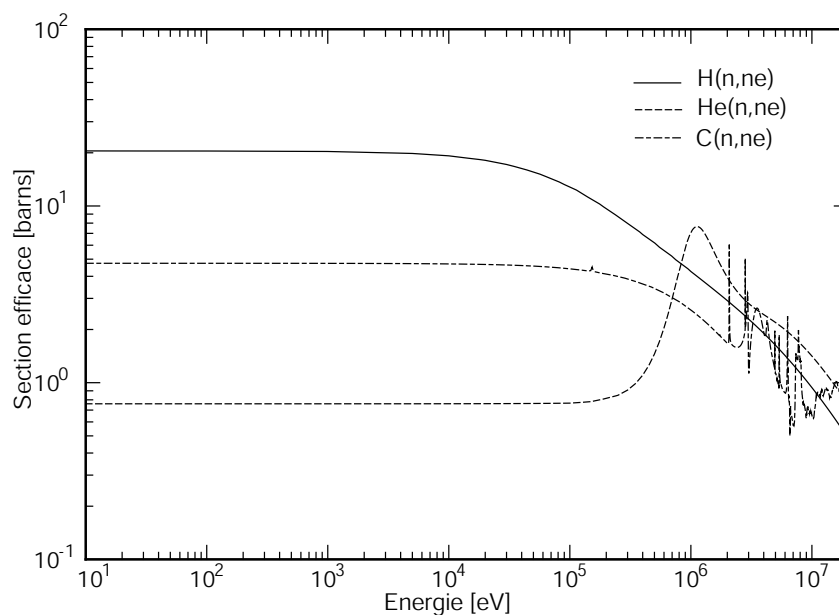


Figure 1.3 Section efficace de diffusion élastique sur le ^1H , le ^4He et le ^{12}C

diffusion élastique est le processus prépondérant d'interaction des neutrons rapides. Les neutrons ne vont donc interagir qu'une seule fois dans un détecteur gazeux de quelques centimètres d'épaisseur. Il n'est pas pour autant facile de remonter à l'énergie neutronique incidente en mesurant l'énergie du recul, d'autant que les neutrons incidents sont rarement mono-énergétiques. De ce point de vue, l'hélium pourrait être plus intéressant que l'hydrogène. En effet, il prend moins d'énergie au neutron incident et est arrêté plus facilement dans l'enceinte du détecteur. La section efficace de diffusion présente en plus une résonance à 1 MeV. Une méthode de calcul de l'énergie neutronique utilisant les reculs est exposée dans la section 4.3.1.

1.2 Les détecteurs gazeux : bref historique

Le passage d'une particule dans un gaz produit des paires électron-ion. Très schématiquement, un détecteur gazeux est composé d'une anode collectant les électrons et d'une cathode collectant les ions. Le fonctionnement dépend de plusieurs paramètres tels que le champ appliqué, le gaz utilisé ou la configuration de la chambre, paramètres qui doivent être adaptés aux particules à détecter.

1.2.1 Mode de fonctionnement d'un détecteur gazeux

Le calcul du nombre d'ions collectés sur la cathode en fonction du champ appliqué fait apparaître les différents modes de fonctionnement d'un détecteur gazeux (voir figure 1.4). Ces modes de fonctionnement sont les conséquences du comportement du gaz en fonction du champ, on distingue en tout 5 régions :

- Région I ou région de recombinaison : le champ est faible, les électrons et les ions dérivent sous son action mais avec une forte probabilité de recombinaison. Au fur et à mesure que le champ augmente, la recombinaison disparaît et les charges sont alors intégralement collectées.
- Région II ou région d'ionisation : c'est un plateau pendant lequel l'ensemble des charges créées est collecté sans production de charge supplémentaire. C'est le mode de fonctionnement d'une chambre à ionisation.
- Région III ou région de proportionnalité : la charge collectée augmente avec le champ. Les électrons acquièrent assez d'énergie pour ioniser à leur tour, c'est le phénomène d'avalanche. La multiplication électronique est une constante du champ indépendante du nombre d'électrons initial. L'amplitude des signaux recueillis sur les électrodes est directement proportionnelle au dépôt d'énergie, l'identification de particules est alors possible ainsi que la mesure de leur énergie. C'est le mode de fonctionnement de la chambre proportionnelle. Si on augmente encore le champ, la proportionnalité disparaît avant d'atteindre un court plateau, la plateau *Geiger*.
- Région IV ou région *Geiger-Müller* : dans cette région, le champ est si important qu'une seule paire électron-ion est suffisante pour produire une avalanche. Le signal est indépendant de la particule incidente et de son énergie. Travailler au milieu du plateau permet de s'affranchir des variations de champ. C'est le principe du compteur *Geiger*.

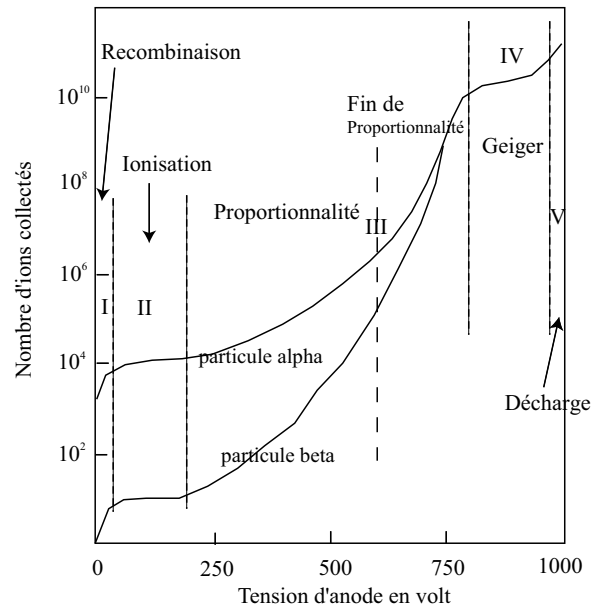


Figure 1.4 Nombre d'ions collectés en fonction de la tension appliquée à un fil (conditions expérimentales décrites dans la référence [9]).

- Région V ou région de décharge : le champ devient si important que le gaz est en décharge perpétuelle sans qu'aucune radiation ne soit nécessaire, une région à proscrire pour le fonctionnement des détecteurs gazeux.

Les chambres à ionisation, compteurs proportionnels et *Geiger* ont été développés au début du XX^e siècle.

1.2.2 Les chambres à fils

Les détecteurs à gaz ont connu un regain d'intérêt dans les années 1960 avec l'apparition de la chambre à fils.

a- Les MWPC : Multi Wires Proportional Chambers

La chambre proportionnelle à multifils est inventée en 1968 par G. Charpak [10, 11] et ses collaborateurs. Elle est composée d'un ou plusieurs plans de fils métalliques parallèles mis à la masse et placés entre 2 plans de cathode portés à un potentiel négatif de l'ordre de quelques kV. La figure 1.5 montre la configuration du champ dans la chambre. La chambre est remplie d'un mélange de gaz (un gaz noble et un

gaz polyatomique) favorisant l'ionisation et la dérive des électrons. Les fils d'anode sont espacés de 1 à 4 mm pour un diamètre d'une dizaine de microns et les plans de cathode de 5 à 15 mm. Lorsqu'une particule ionisante traverse la chambre, les électrons primaires créés dérivent vers l'anode la plus proche et se multiplient par avalanche à proximité du fil (le champ en $1/r$ augmente très vite près des anodes). L'intensité du signal permet d'estimer l'énergie déposée et les fils permettent de reconstruire la trajectoire des particules. Les signaux étant faibles, chaque fil est relié à son propre amplificateur. Ces chambres fonctionnent jusqu'à 10^4 particules/mm²/s. Au dessus, la densité de charges devient trop importante et modifie la configuration du champ et les ions ne sont pas évacués assez vite pour éviter le recouvrement d'événements. La résolution spatiale peut descendre jusqu'à 200 microns.

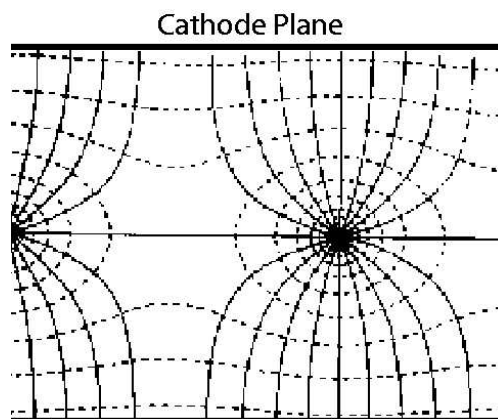


Figure 1.5 Configuration des équipotentiels (traits hachurés) et des lignes de champ (traits pleins) dans une chambre multifils.

b- Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont des chambres à fils de grande dimension dans lesquelles les fils sont plus espacés. Le point de passage d'une particule est alors calculé en utilisant le temps de dérive des électrons entre le point de passage et le fil le plus proche. Le temps 0 est donné par un détecteur rapide placé en entrée de la chambre. La vitesse des électrons est rendue constante en utilisant : un gaz dans lequel la vitesse de dérive varie peu en fonction du champ, et des fils correcteurs de champ pour obtenir le champ le plus uniforme possible. Les performances de ces chambres sont équivalentes à celles des chambres à fils [12].

c- La TPC : Time Projection Chamber

La TPC inventée en 1974 permet d'obtenir les 3 coordonnées d'espace en une seule chambre [13]. De géométrie cylindrique, elle entoure la zone d'interaction des particules sur les anneaux de collisions et détecte ainsi toutes les particules ionisantes dans un volume pouvant aller jusqu'à 10 m^3 . La chambre est montrée figure 1.6. Elle est remplie généralement d'un mélange d'argon/méthane assurant une dérive électronique rapide. Un champ électrostatique et un champ magnétique sont appliqués parallèlement à l'axe du faisceau. Une électrode plane perpendiculaire à l'axe est portée à un potentiel négatif alors que le potentiel des fils placés à l'extrémité de la chambre est positif. Lorsqu'une particule traverse la chambre, les points d'impact des électrons sur les fils donnent la projection de la trajectoire de la particule et le temps d'arrivée des électrons la troisième coordonnée selon l'axe du faisceau. Le champ magnétique et son parallélisme avec le champ électrostatique assure la focalisation des électrons de dérive qui décrivent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ. La résolution spatiale obtenue est de 150 microns dans la plan perpendiculaire à l'axe et 1 mm suivant l'axe.

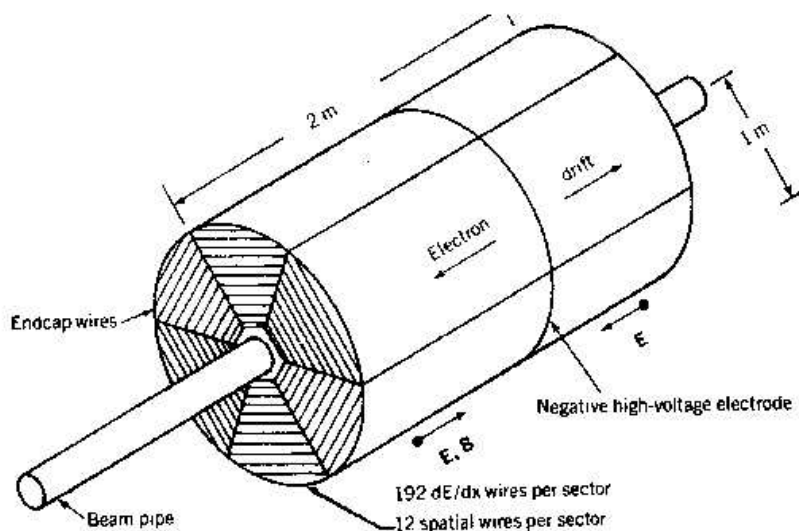


Figure 1.6 Vue schématique d'une chambre à projection temporelle.

1.2.3 Les détecteurs à micropistes

La principale limite des chambres à fils est la distance entre les fils. Il n'est pas possible de la diminuer pour améliorer la résolution spatiale sans dégrader le champ électrostatique. De plus, la longue dérive entre l'anode et le plan de cathode ne permet pas d'atteindre les taux de comptage attendus dans les expériences modernes de physique des particules comme par exemple au LHC (Large Hadrons Collider). La photolithographie (procédé de gravure utilisant des masques) permet de graver des pistes avec une précision micrométrique et d'améliorer les performances des détecteurs gazeux.

a- Les MSGCs : Micro Strips Gaseous Chambers

Les fils d'anode sont remplacés par des pistes de 10 microns de large gravées sur un substrat isolant [14]. Le champ nécessaire à l'amplification est généré entre des pistes très proches (espacées d'une cinquantaine de microns), la différence de potentiel nécessaire est donc relativement faible ($\simeq 500$ V) (voir figure 1.7). Les paires électron-ion, créées par le passage d'une particule, migrent sous l'action du champ de l'espace de dérive de 3 mm, vers la cathode supérieure pour les ions et vers les anodes pour les électrons. L'amplification a lieu à 50 microns des anodes sous l'action du champ imposé par les pistes cathodiques voisines. Les ions de l'avalanche ne remontent pas vers la cathode supérieure mais sont directement collectés sur les pistes cathodiques, ce qui diminue le temps de formation du signal à environ 50 ns. Le temps d'occupation de la chambre est donc réduit et elle supporte des flux de l'ordre de 10^6 particules/mm²/s. Les pistes sont moins espacées que dans une chambre à fils, ce qui donne une résolution de 50 microns. Par contre, les tests d'irradiation ont montré que ce détecteur était fragile notamment au niveau des anodes en cas de claquages. A haut flux, des charges s'accumulent sur la surface isolante du substrat obligeant à diminuer les tensions des pistes pour éviter les claquages. La solution à ces problèmes consiste à coupler une MSGC avec un GEM.

b- Les GEMs : Gas Electron Multiplier

Les GEM datent de 1996 [15]. Ils permettent de supprimer les problèmes de décharges des MSGC en réalisant l'amplification en 2 étapes sans imposer de champ trop important au niveau du substrat de la MSGC. Un GEM est une fine feuille de kapton de 50 microns d'épaisseur, cuivrée sur les 2 faces (18 microns d'épaisseur), et percée de trous carrés de 90 microns de côté avec un pas de 200 microns. Une différence de potentiel de 500 V entre les 2 faces permet d'obtenir un champ fort à l'intérieur des

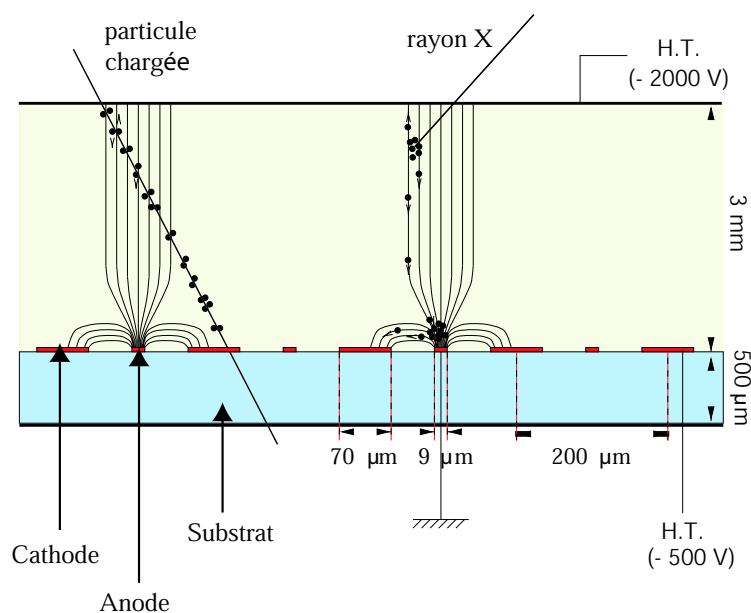


Figure 1.7 Vue schématique d'une MSGC.

trous provoquant la multiplication des électrons. En positionnant le GEM au dessus

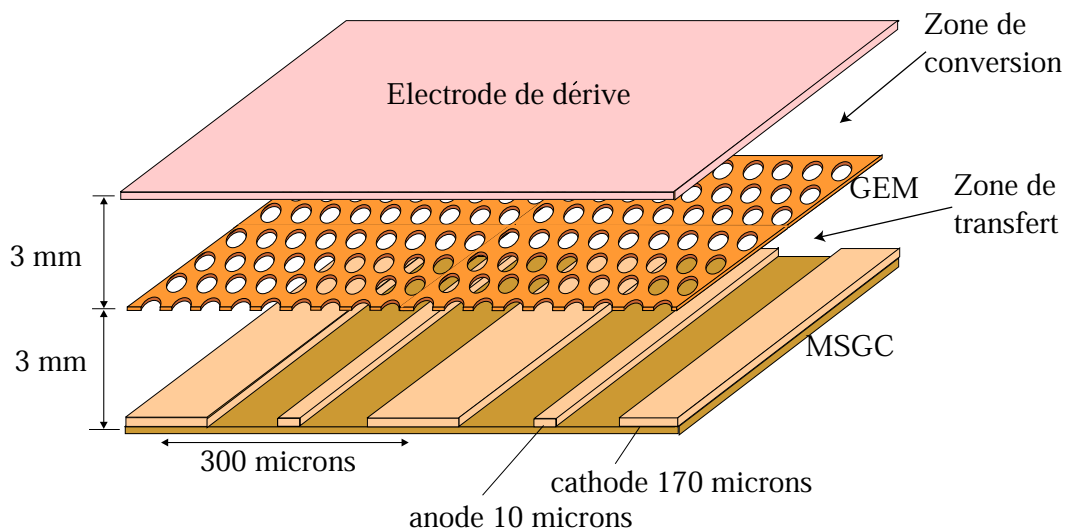


Figure 1.8 Couplage d'une MSGC et d'un GEM.

d'une MSGC (comme figure 1.8), la multiplication est bien réalisée en 2 temps. Ce type de détecteur est en cours de qualification pour être utilisé sur des expériences comme HERA-B ou LHCb [16].

c- Le détecteur Micromégas

Le détecteur Micromégas a vu le jour en 1996 [17]. Il sera largement décrit dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Le détecteur Micromégas

2.1 Principe général de fonctionnement

Micromégas (pour Micromesh Gaseous Structure) est un détecteur gazeux à 2 étages initialement conçu pour la physique des hautes énergies. Toute l'astuce de ce détecteur réside dans la séparation de la zone d'ionisation ou d'interaction des particules d'avec celle d'amplification du signal. Un gaz composé d'un gaz noble et d'un gaz polyatomique circule dans l'enceinte du détecteur. Les particules chargées arrachent des électrons aux atomes du gaz dans le premier étage du détecteur large de quelques centaines de microns à quelques millimètres. Cet étage est soumis à un champ électrique (environ 1 kV/cm) afin que les électrons dérivent vers l'étage d'amplification. Les 2 étages sont séparés par une microgrille qui est une feuille conductrice percée de trous carrés, de $37\ \mu\text{m}$ de côté avec un pas de $50\ \mu\text{m}$, assurant le passage des électrons. L'amplification a ensuite lieu dans une zone de quelques dizaines de microns d'épaisseur soumise à un champ fort de l'ordre de 40 kV/cm. L'avalanche électronique est observée sur des pistes reliées à un amplificateur (voir figure 2.1) puis à un module ADC (Analog to Digital Converter).

Le bon fonctionnement de ce détecteur dépend d'un certain nombre de paramètres qu'il faut adapter à l'utilisation souhaitée. Même si la largeur d'amplification est fixée à 50 ou 100 microns, la largeur de dérive peut prendre différentes tailles. La largeur de cette zone détermine, en fonction du gaz, le nombre d'électrons créés par ionisation. Elle doit de plus être adaptée à la section efficace d'interaction de la particule à détecter ainsi qu'au seuil de détection. Le choix du gaz est primordial, c'est le gaz qui détermine le gain du détecteur ainsi que les diffusions transverse et longitudinale des électrons. La diffusion transverse va influencer sur la résolution spatiale et la diffusion longitudinale sur la résolution temporelle. La largeur des pistes est aussi

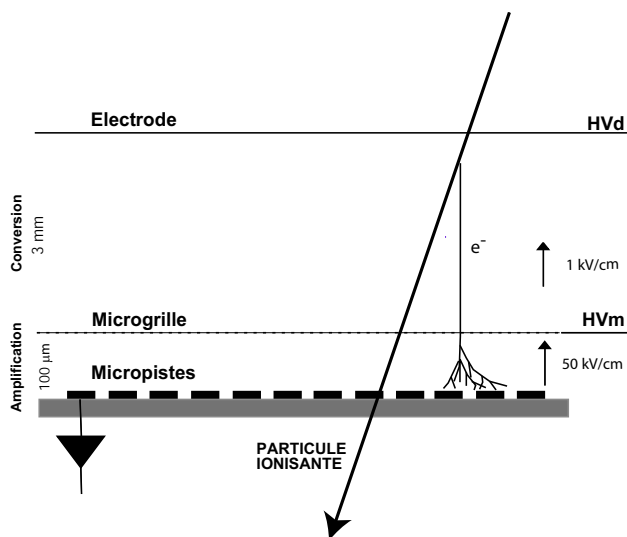


Figure 2.1 Configuration classique d'une chambre Micromégas.

un paramètre de la résolution spatiale. Si les pistes sont très larges, par exemple de l'ordre du millimètre, leur largeur va être prépondérante devant la diffusion et seule la méthode de reconstruction va influencer sur la résolution.

2.2 Interaction des particules chargées lourdes

Seules les particules chargées dont la masse au repos est bien supérieure à celle de l'électron (0.511 MeV) sont considérées ici. Les mécanismes impliqués dans l'interaction d'une telle particule avec la matière sont de différentes natures :

- Collision inélastique avec les électrons atomiques : c'est le mécanisme principal de perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière. Un ou plusieurs électrons subissent alors une transition vers un état excité (excitation) ou sont éjectés du cortège atomique vers un état non lié (ionisation).
- Collision élastique avec le noyau : la particule incidente subit une déviation mais sans excitation du noyau ni émission de radiation. La perte d'énergie associée se fait dans le cadre de la conservation de l'énergie et des moments. La modélisation de cette interaction est réalisée en considérant qu'il s'agit d'une interaction coulombienne classique prenant en compte la charge effective de l'ion incident et une forme appropriée du potentiel nucléaire.

L'interaction électromagnétique avec les électrons atomiques est le processus dominant de perte d'énergie des particules chargées. Les collisions nucléaires sont en effet moins probables, d'une part parce que la surface de l'atome est 10^8 fois plus importante que celle du noyau et d'autre part parce que les noyaux sont écrantés par leur nuage électronique. Le pouvoir d'arrêt nucléaire devient important seulement à basse énergie, c'est à dire à partir de quelques dizaines de keV suivant la particule et le milieu considéré.

2.2.1 Perte d'énergie par collision inélastique avec les électrons atomiques

Le dépôt moyen d'énergie par unité de longueur encore appelé pouvoir d'arrêt en MeV.cm^{-1} peut être exprimé par la formule de Bethe établie dans les années 1930 [5] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 N_a \rho Z}{mc^2 \beta^2 A} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

$$\Leftrightarrow -\frac{dE}{dx} = \frac{K z^2 \rho Z}{\beta^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.2)$$

avec

- z le numéro atomique de la particule incidente
- e la charge de l'électron
- mc^2 la masse de l'électron au repos soit 0.511 MeV
- N_a le nombre d'Avogadro ($6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
- ρ la densité du milieu traversé en g.cm^{-3}
- Z le numéro atomique du milieu traversé
- A la masse molaire du milieu traversé en g.mol^{-1}
- $\beta = v/c$ où v est la vitesse de la particule incidente et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
- $T_{max} = \frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{1 + \frac{2\gamma m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2} \simeq 2mc^2 \gamma^2 \beta^2$ l'énergie maximale transférée à un électron, avec M est la masse de la particule incidente très supérieure à la masse de l'électron

- $K = 4\pi N_a r_e^2 m c^2 = 0.307075 \text{ MeV.cm}^2.\text{mol}^{-1}$ où $r_e = e^2/mc^2$ est le rayon classique de l'électron soit 2.814 fm
- I l'énergie d'excitation moyenne du milieu traversé donnée par $I \simeq I_0 Z$ où $I_0 \simeq 10 \text{ eV}$

L'équation précédente n'est valable que sous certaines conditions. Tout d'abord, la particule incidente doit avoir une énergie suffisante pour avoir perdu tous ses électrons et ne pas en capturer sur son trajet. On ne pourrait plus dans ce cas considérer que la charge incidente est constante et égale à Ze (la limite minimale admise est de 1 MeV/A). La neutralisation de la charge incidente peut être partiellement prise en compte en définissant une charge effective z^* dépendant de la vitesse de l'ion v_1 [18] :

$$\frac{z^*}{z} = 1 - \exp\left(\frac{-v_1}{v_0 z^{2/3}}\right) \quad (2.3)$$

où v_0 est la vitesse de Bohr e^2/\hbar . D'autre part, l'énergie incidente doit être suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas de polarisation du milieu. Enfin, l'énergie doit être assez forte pour négliger la diffusion nucléaire et le rayonnement de freinage (généralement vrai pour des particules lourdes) et pour considérer à la fois que les interactions avec le milieu ne modifient que très peu la vitesse et la direction de la particule incidente et que sa vitesse est toujours très supérieure aux électrons de la couche K du milieu (les plus rapides).

Il existe une expression plus précise du pouvoir d'arrêt prenant en compte les diverses effets limitant la formule classique de Bethe [19, 20, 21] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K z^2 \rho Z}{\beta^2 A} L(\beta) \quad (2.4)$$

$$\text{où } L(\beta) = L_0(\beta) + zL_1(\beta) + z^2L_2(\beta) \quad (2.5)$$

$$\text{avec } L_0(\beta) = \left[\ln\left(\frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{C}{z} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.6)$$

$$zL_1(\beta) \quad \text{la correction de Barkas} \quad (2.7)$$

$$z^2L_2(\beta) \quad \text{la correction de Bloch} \quad (2.8)$$

- $\frac{C}{z}$ est une correction de couche. Elle corrige l'approximation considérant que la vitesse de la particule incidente est très supérieure à la vitesse des électrons atomiques de la cible. Pour avoir des pouvoirs d'arrêt précis, l'influence de chaque orbitale atomique doit être prise en compte.

- $\frac{\delta}{2}$ est une correction de densité. Le passage d'une particule polarise le milieu, la correction prend en compte cette polarisation entraînant une diminution du pouvoir d'arrêt. Cet effet doit être considéré dès lors que la particule a une énergie comparable à sa masse au repos.
- Les corrections de Barkas $zL_1(\beta)$ et de Bloch $z^2L_2(\beta)$ permettent de tenir compte de deux déviations à la formule de Bethe découvertes expérimentalement. Tout d'abord, 2 particules identiques de même vitesse dans le même milieu ne parcourront pas la même distance si elles sont de charge opposée. Ensuite, les pouvoirs d'arrêt observés ne sont pas exactement proportionnels au carré de la charge incidente z , le pouvoir d'arrêt d'une particule α est plus de 4 fois plus élevé que celui d'un proton de même vitesse dans la même milieu. La modification locale de la densité de charge du milieu à l'approche de la particule incidente explique ce type de comportement.

Pourtant, il convient de préciser que la formule de Bethe n'est pas applicable à basse énergie ($E < 100$ keV/nucléon). Plusieurs théories comme celle du gaz d'électrons libres [22] reproduisent correctement les pouvoirs d'arrêt à basse énergie mais ne sont pas aussi précises que la formule de Bethe l'est à haute énergie. Les pouvoirs d'arrêt à basse énergie sont généralement reproduits par des formules semi-empiriques basées sur la théorie et ajustées sur les données expérimentales. De plus, l'utilisation de la formule de Bethe pose certains problèmes dans la cas des milieux composés de différents atomes. Le pouvoir d'arrêt global peut alors être approximé par une combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêt des différents atomes en proportion de leur abondance (règle d'additivité de Bragg). Ce calcul introduit pourtant des erreurs, les liaisons chimiques modifiant la conformation électronique des différents constituants. Enfin, le pouvoir d'arrêt est influencé par la phase du milieu (solide, liquide ou gazeuse), pas seulement à cause de la densité mais aussi à cause de l'influence de la phase sur les cortèges électroniques.

2.2.2 Perte d'énergie par collisions élastiques avec les noyaux

Ce mode de perte d'énergie intervient surtout à basse énergie. Il existe très peu de résultats expérimentaux quantifiant ces pertes d'énergie; la perte d'énergie nucléaire est donc souvent évaluée théoriquement. La section efficace de diffusion coulombienne des particules chargées par les noyaux du milieu est calculée, ainsi que le transfert d'énergie intervenant au cours de ce processus. Le traitement de l'interaction

nécessite de prendre en compte la charge effective de l'ion incident et une forme appropriée du potentiel tenant compte de l'effet d'écran dû aux électrons du noyau. Le potentiel est décrit sous la forme suivante :

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (2.9)$$

où le premier facteur correspond au potentiel coulombien avec une charge ez pour le projectile et eZ pour le noyau composant le milieu traversé. Le facteur Φ représente le terme d'écran et a le paramètre d'écran, longueur caractéristique de l'écran dû aux électrons. Des expressions communes du paramètre d'écran sont :

$$a = \frac{0.8853a_0}{(z^{2/3} + Z^{2/3})^{1/2}} \quad (2.10)$$

$$\text{ou } a = \frac{0.8853a_0}{(z^{1/2} + Z^{1/2})^{2/3}} \quad (2.11)$$

avec a_0 le rayon de Bohr ($a_0 = 0.528\text{\AA}$). Ces formules tiennent compte de l'interpénétration des nuages électroniques de la particule incidente et du noyau. A plus haute énergie, le calcul de la perte d'énergie par collision nucléaire néglige l'effet d'écran dû aux électrons [23, 24].

2.2.3 Le Programme *SRIM* : Stopping and Range of Ions in Matter

La programme SRIM existe depuis 1985 [25]. C'est un groupe de programmes qui calcule le pouvoir d'arrêt et le parcours de particules chargées dans la matière de 10 eV à 2 GeV/nucléon. Les collisions sont traitées en prenant en compte les potentiels coulombiens du projectile et de la cible ainsi que leur modification par les nuages électroniques et leurs interactions (interpénétration, échange d'électrons). L'état de charge du projectile dans la cible utilise le principe de la charge effective, ce qui implique une dépendance de la charge par rapport à la vitesse et une influence de l'ensemble des électrons de la cible. La cible peut contenir jusqu'à 8 couches composées de 12 éléments. Une bibliothèque de matériaux composés tels que le mylar ou le plexiglas est accessible avec notamment les corrections à apporter à l'additivité des pouvoirs d'arrêt. La cible peut être solide ou gazeuse mais seuls certains éléments sont traités différemment suivant qu'ils sont en phase solide ou en phase gazeuse (H, He, N, O, Ne, Ar, Kr et Xe). Par exemple dans un mélange d'hélium/isobutane, l'hélium et l'hydrogène sont en phase gazeuse alors que le carbone est considéré comme solide. Les pouvoirs d'arrêt nucléaire et électronique sont

traités de manière indépendante avec une perte d'énergie continue pour les interactions électroniques et discrète pour les collisions nucléaires. La sortie du programme consiste en une table dont un exemple est donné dans ce paragraphe. Les pouvoirs d'arrêt sont donnés en fonction de l'énergie avec la distance parcourue et les diffusions longitudinale et transverse. Le trajet est précis à quelques pourcents alors que les diffusions sont précises à 20 % [25, 24]. La description détaillée des modèles utilisés et des méthodes de calcul pour l'ionisation et les chocs nucléaires peut être trouvée dans le livre de J.F. Ziegler [26]. SRIM a permis d'établir les pertes d'énergie de différents ions utilisés dans notre étude. La figure 2.2 présente la perte d'énergie électronique et la perte d'énergie d'origine nucléaire pour les atomes d'hydrogène, d'hélium et de carbone dans un mélange d'hélium/isobutane(3.8%). C'est la somme

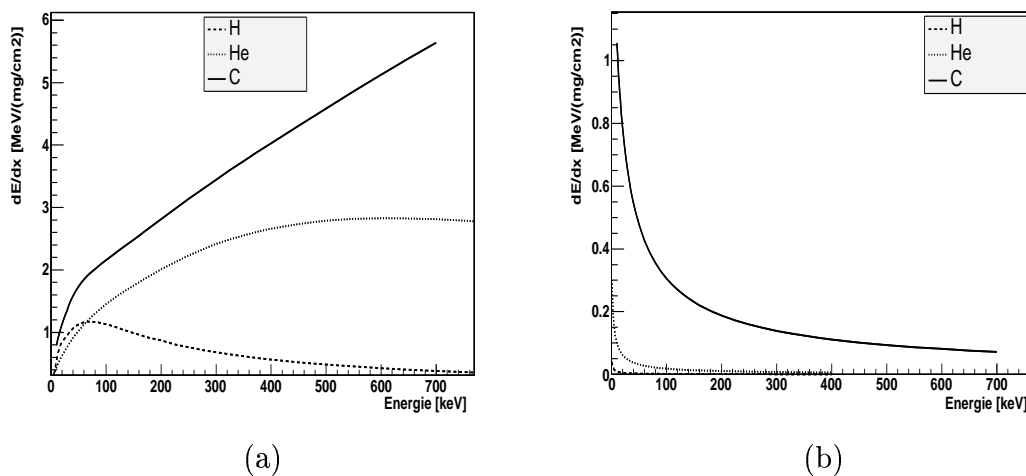


Figure 2.2 Perte d'énergie de différents ions dans l'hélium/isobutane(3.8%)
: (a) électronique (b) nucléaire.

des deux pertes d'énergie, électronique et nucléaire, qui va fixer le parcours de l'ion dans le gaz, mais seule la perte d'énergie électronique va contribuer aux impulsions obtenues dans le détecteur Micromégas.

La page suivante présente un fichier de sortie du code *SRIM* :

```

=====
                Calculation using SRIM-2003
                SRIM version ---> SRIM-2003.10
                Calc. date   ---> November 27, 2002
=====

Disk File Name = SRIM Outputs\Hydrogen in H- C-He (gas)

Ion = Hydrogen [1] , Mass = 1.008 amu

Target Density = 2.5100E-04 g/cm3 = 3.7271E+19 atoms/cm3
Target is a GAS
===== Target Composition =====
  Atom  Atom  Atomic  Mass
  Name  Numb  Percent  Percent
  ----  ----  -
  H      1    025.44   006.32
  C      6    010.17   030.12
  He     2    064.39   063.55
=====

Bragg Correction = -0.94%
Stopping Units = MeV / (mg/cm2)
See bottom of Table for other Stopping units

  Ion          dE/dx      dE/dx      Projected  Longitudinal  Lateral
  Energy       Elec.      Nuclear    Range      Stragglng     Stragglng
  -----
999.999 eV    1.102E-01  4.065E-02  165.00 um   88.10 um      73.77 um
  1.10 keV    1.155E-01  3.866E-02  182.26 um   94.60 um      79.93 um
  1.20 keV    1.207E-01  3.689E-02  199.47 um  100.80 um     85.91 um
  1.30 keV    1.256E-01  3.530E-02  216.60 um  106.73 um     91.70 um
  1.40 keV    1.303E-01  3.387E-02  233.65 um  112.40 um     97.32 um
  1.50 keV    1.349E-01  3.257E-02  250.59 um  117.83 um    102.78 um
  .....
  .....
  6.50 MeV    6.793E-02  3.772E-05   2.12 m     86.72 mm     40.81 mm
  7.00 MeV    6.395E-02  3.528E-05   2.43 m     97.09 mm     46.42 mm
  8.00 MeV    5.734E-02  3.126E-05   3.08 m    135.22 mm     58.59 mm
  9.00 MeV    5.206E-02  2.810E-05   3.81 m    170.85 mm     72.00 mm
  10.00 MeV   4.775E-02  2.553E-05   4.61 m    205.71 mm     86.64 mm
=====

(C) 1984,1989,1992,1998,2003 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

```

2.2.4 Fluctuations de la perte d'énergie

La formule de Bethe ne donne en fait que l'énergie moyenne perdue par la particule chargée lors de l'ionisation. Seul un petit nombre d'interactions avec des transferts d'énergie très variables contribuent à la perte d'énergie à la traversée d'un milieu mince. La distribution de la perte d'énergie a été étudiée théoriquement par Landau en 1944 [27] et complétée notamment par Vavilov en 1957 [28]. La distribution de Landau est représentée par la fonction suivante :

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right] \quad (2.12)$$

où λ représente la déviation par rapport à la valeur la plus probable de la perte d'énergie ΔE_{mp} avec :

$$\lambda = \frac{\delta E - \Delta E_{mp}}{\xi}, \text{ où } \xi = \frac{K}{\beta^2} \frac{\rho Z}{A} x \quad (2.13)$$

ξ est l'énergie moyenne perdue sur l'épaisseur x donnée par le premier terme de la formule de Bethe (voir équation 2.1).

Cette distribution est asymétrique, elle est étirée vers les forts dépôts d'énergie et sa valeur moyenne est supérieure à la valeur la plus probable. Les dépôts d'énergie importants correspondent à des forts transferts d'énergie aux électrons (électrons δ) qui ionisent le milieu à leur tour. Il convient pourtant de préciser que dans les matériaux légers ou encore les gaz, plus des 4/5 des transferts d'énergie sont inférieurs à 100 eV. A la traversée d'un milieu épais (comptant un grand nombre de libres parcours moyens pour la particule incidente), le nombre de collisions devient important et la distribution de la perte d'énergie définie par Landau tend alors vers une Gaussienne [20, 12]. Si la particule est par contre arrêtée, l'énergie déposée ne varie plus mais c'est le parcours total dans le milieu qui fluctue en fonction de la quantité d'énergie perdue à chaque collision. Enfin, si la particule n'interagit que très peu à la traversée d'un milieu (parcours inférieur à quelques dizaines de libres parcours moyens), la distribution de Landau ne s'applique pas. Seul une simulation Monte Carlo permet dans ce cas d'évaluer correctement la perte d'énergie. Ce traitement nécessite la connaissance des probabilités d'interaction par ionisation ou excitation entre la particule et les électrons du milieu [29]. En conclusion, la distribution de Landau est en accord avec l'expérience pour les épaisseurs supérieures à une centaine de libres parcours moyens.

2.2.5 Détail des interactions

L'énergie perdue par les particules chargées est transférée aux électrons par 2 phénomènes : l'excitation et l'ionisation. Dans le cas de l'excitation, un électron du cortège atomique se retrouve sur un niveau plus élevé que son niveau fondamental. L'atome revient à son état fondamental par réarrangement interne en émettant généralement un photon. Dans le cas d'un mélange gazeux, généralement constitué d'un gaz noble (hélium, argon...) et d'un gaz quencheur (gaz polyatomique tel que l'isobutane, le méthane...), le gaz noble excité peut ioniser le quencheur, il suffit pour cela que son énergie d'excitation soit supérieure au potentiel d'ionisation du quencheur. Cet effet est connu sous le nom de l'effet Penning et il a lieu par exemple dans un mélange d'hélium et d'isobutane. Dans le cas de l'ionisation, un ou plusieurs électrons sont arrachés au cortège atomique (ionisation primaire). Si les électrons ainsi libérés ont une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz, ils vont à leur tour ioniser et on parle alors d'ionisation secondaire [30].

Le nombre d'électrons créés lors de l'ionisation primaire est faible et il suit une statistique Poissonienne. C'est à dire que si n_p est le nombre moyen d'électrons primaires dégagés sur une épaisseur de gaz donnée, la probabilité d'en obtenir k s'écrit :

$$P(k|n_p) = e^{-n_p} \frac{n_p^k}{k!} \quad (2.14)$$

donc la probabilité d'en obtenir aucun est e^{-n_p} . Il n'existe pas d'expression simple pour le calcul du nombre d'électrons primaires, ce nombre est le plus souvent évalué expérimentalement.

L'ionisation totale est la somme des ionisations primaires et secondaires. Le nombre total de paires électron-ion s'exprime par :

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (2.15)$$

où ΔE est l'énergie perdue et W_i est l'énergie moyenne de création d'une paire électron-ion. Le tableau 2.1 donne cette énergie pour différents gaz [31]. En première approximation, une simple loi proportionnelle peut être utilisée pour calculer n_T lorsque l'on a affaire à un mélange de gaz. Par exemple, dans un mélange d'argon isobutane (10%), le nombre total d'électrons créés est :

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \Big|_{Ar} \times 0.9 + \frac{\Delta E}{W_i} \Big|_{iC_4H_{10}} \times 0.1 \quad (2.16)$$

Table 2.1 Energie d'excitation E_x , potentiel d'ionisation I et énergie moyenne de création de paires W_i pour différents gaz en [eV].

Gaz	E_x	I	W_i
H ₂	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
Ar	11.6	15.8	26
Xe	8.4	12.1	22
CH ₄	-	13.1	28
C ₄ H ₁₀	-	10.8	23

2.3 Transport des charges

Les paires électron-ion sont principalement créées dans l'espace de dérive de 3 mm d'épaisseur du détecteur Micromégas au passage de la particule chargée. Les électrons et les ions ont des comportements différents sous l'action du champ de dérive. Les vitesses de dérive des électrons et des ions vont déterminer le temps de collection des charges. Les électrons sont cent fois plus rapides que les ions sous l'influence d'un champ électrique, ce sont donc eux qui vont fixer la résolution temporelle du Micromégas. La diffusion transverse des électrons va influencer quant à elle la résolution spatiale de reconstruction du passage de la particule chargée. Ces deux paramètres, vitesse et diffusion, dépendent du champ appliqué, du type de gaz et de la pression.

Deux processus peuvent diminuer l'efficacité du détecteur ou dégrader sa résolution en énergie au cours du transport des électrons : la recombinaison des paires électron-ion et la capture électronique. La recombinaison est un phénomène important à faible champ électrique mais négligeable dans la zone de fonctionnement utilisée par le Micromégas c'est à dire l'ionisation (voir section 1.2.1). La capture électronique peut par contre diminuer l'efficacité du détecteur mais elle nécessite la présence de molécules électronégatives telles que H₂O, O₂ ou CO₂. Ces molécules présentent une grande affinité électronique étant donné qu'il ne manque qu'un électron à l'oxygène pour saturer sa couche L et être stable. Il est donc important que le détecteur ne puisse pas être pollué par l'air ambiant. Les gaz rares (He, Ne et Ar) ne présentent aucune affinité électronique. La figure 2.3 montre la section efficace de collision des électrons dans l'oxygène et dans l'argon, on peut voir la

contribution de l'attachement électronique dans l'oxygène alors qu'il n'existe pas de section efficace d'attachement électronique dans l'argon.

2.3.1 Diffusion des électrons et des ions en l'absence de champ

Les charges produites par le passage d'une particule chargée vont, en l'absence de champ électrique, perdre leur énergie par de multiples collisions avec les atomes du gaz jusqu'à atteindre l'équilibre thermique. La valeur moyenne de l'énergie thermique est $\epsilon_T = (3/2)kT = 0.035$ eV avec k la constante de Boltzmann et T la température en kelvins. La distribution en énergie $F(\epsilon)$ est Maxwellienne :

$$F(\epsilon) = c\sqrt{\epsilon} \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right) \quad (2.17)$$

Une distribution de charge localisée diffuse selon une loi Gaussienne :

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (2.18)$$

avec dN/N la densité de charge se trouvant dans dx à une distance x et à l'instant t . D est le coefficient de diffusion et permet d'exprimer la résolution dans la direction x , $\sigma_x = \sqrt{2Dt}$. Le tableau 2.2 donne quelques valeurs caractéristiques de la diffusion des ions dans leur propre gaz.

Table 2.2 Libre parcours moyen λ , vitesse u , coefficient de diffusion D et mobilité μ^+ de quelques ions.

Gaz	λ [cm]	u [cm/s]	D [cm ² /s]	μ^+ [cm ² /(s.V)]
He	2.8×10^{-5}	1.4×10^5	0.26	10.2
Ar	1.0×10^{-5}	4.4×10^4	0.04	1.7
O ₂	1.0×10^{-5}	5.0×10^4	0.06	2.2

Les électrons sont plus rapides que les ions au moins d'un facteur 100 à cause de leur taille négligeable. Leur libre parcours moyen est généralement cinq fois plus important que celui d'un ion [32].

2.3.2 Dérive des électrons sous champ

Les électrons sont très sensibles au champ électrique appliqué. Etant donné leur faible masse, ils acquièrent une énergie bien supérieure à l'énergie thermique sous l'effet du champ électrique. On peut écrire la vitesse de dérive en fonction du champ électrique E comme suit :

$$v = \frac{e}{2m} E \tau \quad (2.19)$$

avec e la charge, m la masse de l'électron et τ le temps moyen entre deux collisions avec les atomes du gaz. Les sections efficaces de collision dépendent fortement de l'énergie des électrons et donc du champ électrique dans certains gaz. Les longueurs d'ondes des électrons d'ionisation approchent celles des électrons des atomes du gaz, engendrant des effets quantiques complexe (dont l'effet Ramsauer) responsables de minimum et maximum dans les sections efficaces. La figure 2.3 présente les sections efficaces de collisions électroniques de l'oxygène et de l'argon. La section efficace dans l'argon est très influencée par l'effet Ramsauer avec un minimum à 0.25 eV. Les sections efficaces de l'hélium et de l'isobutane sont données figure 2.4. Il est à noter que la molécule d'isobutane possède de nombreux niveaux vibrationnels.

Il est possible à partir de la théorie classique de diffusion des électrons dans les gaz, basée sur l'équation de transport de Maxwell-Boltzmann, d'établir la distribution en énergie des électrons sous l'influence d'un champ électrique [33, 34]. En considérant que seul un faible nombre d'électrons ionise les molécules du gaz, la distribution en énergie s'écrit :

$$F(\epsilon) = c\sqrt{\epsilon} \exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3\epsilon kT\Lambda(\epsilon)}\right) \quad (2.20)$$

avec ϵ l'énergie électronique, $\Lambda(\epsilon)$ la fraction d'énergie perdue à chaque collision et $\lambda(\epsilon)$ le libre parcours moyen. Le libre parcours moyen est donné par $(N\sigma(\epsilon))^{-1}$ où σ est la section efficace de collision et N le nombre de molécules par unité de volume. $F(\epsilon)$ peut être calculée numériquement et la vitesse de dérive ainsi que le coefficient de diffusion sont donnés en fonction du champ par :

$$v(E) = -\frac{2eE}{3m} \int \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\partial[F(\epsilon)u^{-1}]}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (2.21)$$

$$D(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\epsilon) F(\epsilon) d\epsilon \quad (2.22)$$

où u est la vitesse des électrons d'énergie ϵ soit $\sqrt{2\epsilon/m}$. La vitesse (quelques cm/ μ s) et la diffusion ($\sigma = \sqrt{2Dt}$ = quelques centaines de microns/cm) sont très influencées par le mélange gazeux utilisé, même une petite quantité de quencheur peut fortement

modifier leur valeur. De nombreuses mesures sont données dans la compilation de données expérimentale réalisée par F.Sauli et A. Peisert [33]. Il est aussi possible d'utiliser le programme *Garfield* pour calculer les vitesses et coefficients de diffusion [35] (voir aussi chapitre 4).

2.3.3 Comportement des ions sous champ

Dans le cas des ions, leur masse importante et leur section efficace de collision font qu'ils dérivent lentement avec beaucoup de collisions. Ils gagnent à peu près autant d'énergie que les électrons entre 2 collisions mais en perdent beaucoup plus au cours de celles-ci. Leur distribution en énergie reste proche d'une distribution de Maxwell et l'énergie est quasiment inchangée en fonction du champ E . Leur vitesse de dérive est proportionnelle au rapport du champ E sur la pression P . Il est donc pratique de définir la mobilité, μ^+ , comme suit :

$$\mu^+ = u \left(\frac{EP_0}{P} \right)^{-1} \quad (2.23)$$

où P est la pression et P_0 la pression standard. Quelques valeurs de mobilité sont données dans le tableau 2.2. La mobilité reste donc faible et constante en fonction du champ électrique. Les ions soumis à un fort champ ne génèrent pas de nouvelle charge comme le ferait un électron dans un processus d'avalanche. Par contre, du fait de leur faible vitesse de dérive, les ions influencent la formation du signal recueilli sur les pistes. Alors que le signal électronique est très rapide, celui des ions est lent et élargit les impulsions.

2.4 Génération du signal sur les pistes

Les électrons créés par l'ionisation ne sont pas visibles avant d'être dans la zone d'amplification. Les zones de dérive et d'amplification sont séparées par une microgrille.

2.4.1 La microgrille

La microgrille en nickel est fabriquée par un procédé d'électroformage d'une précision inférieure au micron. La transparence optique est de l'ordre de 50% mais c'est surtout la transparence électronique qui est intéressante. En effet, les électrons produits dans la zone de dérive doivent traverser la microgrille sans être arrêtés afin d'optimiser

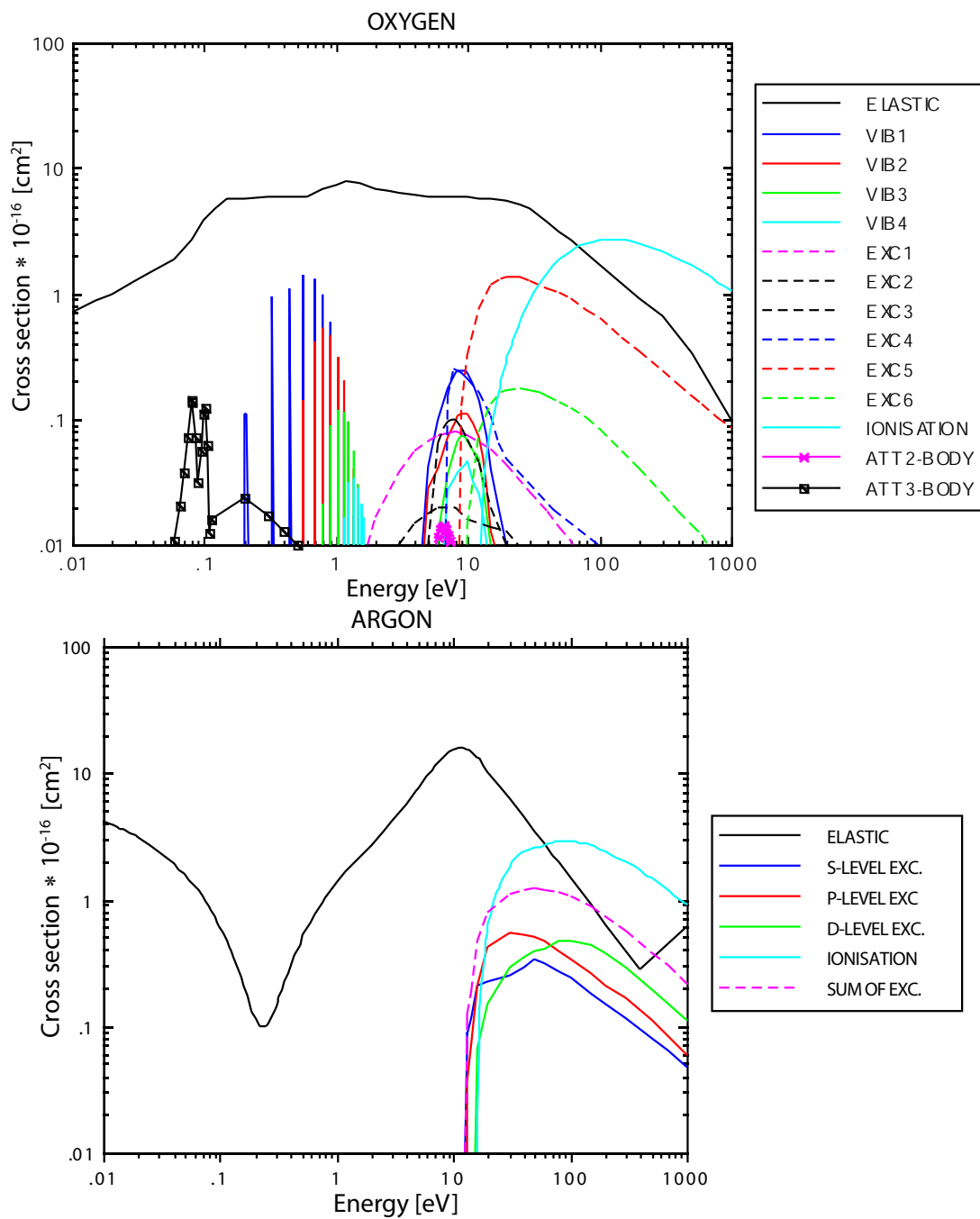


Figure 2.3 Sections efficaces de collision électronique dans l'oxygène (haut) et l'argon (bas).

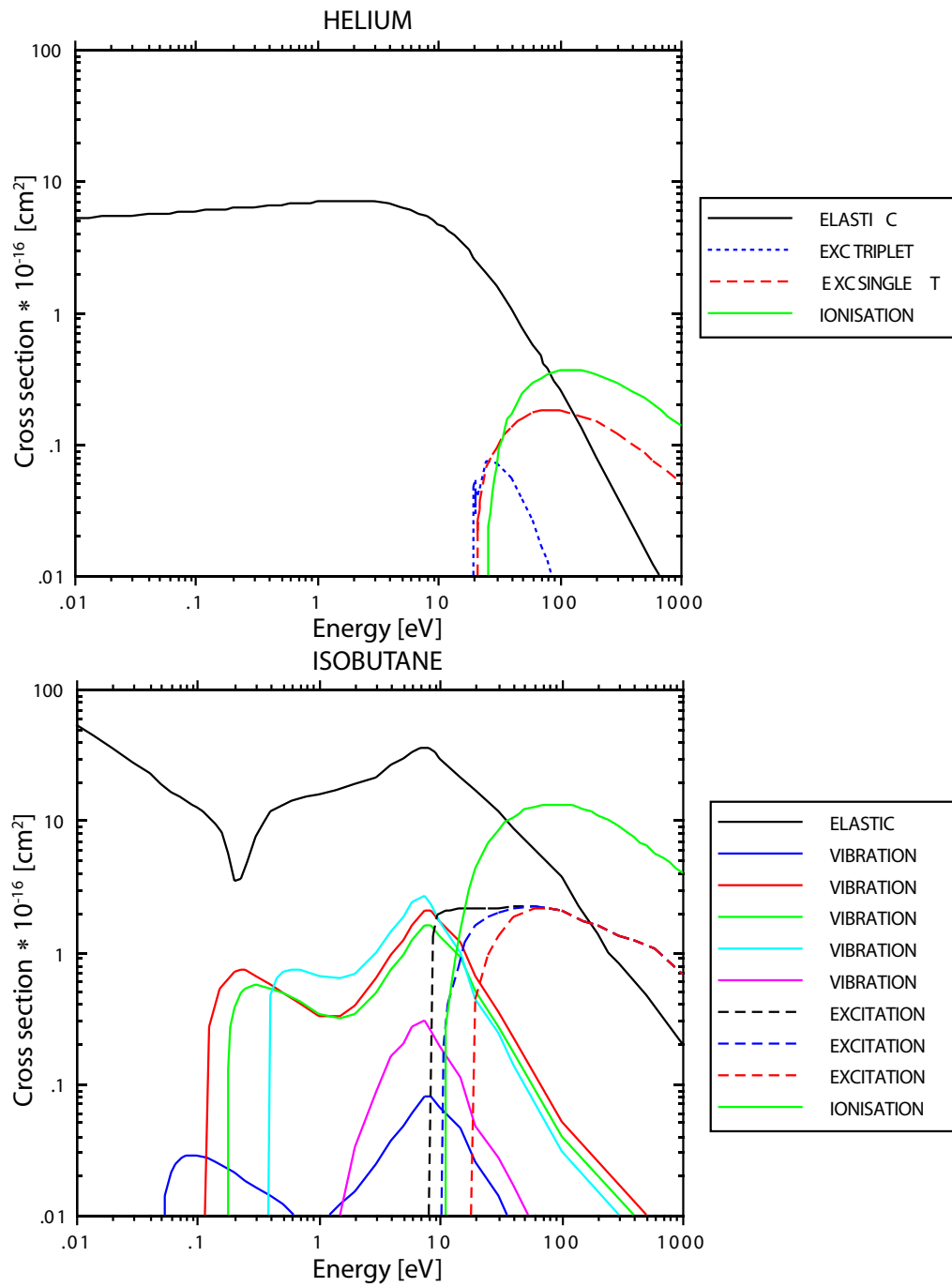


Figure 2.4 Sections efficaces de collision électronique de l'hélium (haut) et de l'isobutane (bas).

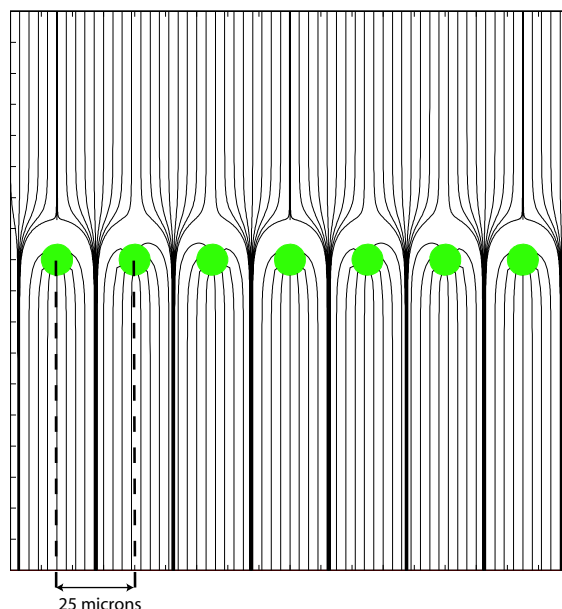


Figure 2.5 Lignes de champ au passage de la microgrille.

l'efficacité. De même, les ions produits par le phénomène d'avalanche ne doivent pas trop remonter dans la zone de dérive et être arrêtés par la microgrille afin d'assurer une collection rapide des ions. La microgrille comme électrode centrale, associée à une grande différence de champ entre les zones de dérive et d'amplification, permet d'obtenir une transmission de quasiment 100% pour les électrons créés dans la zone de dérive alors qu'elle n'est que de quelques pourcents pour les ions créés dans la zone d'amplification. En effet, dès que le champ d'amplification est supérieur à 20 fois le champ de dérive, toutes les lignes de champ issues de l'électrode de dérive passent dans les trous de la microgrille et arrivent sur le plan de piste, et la majorité des lignes de champ issues du plan de piste se termine sur la microgrille [36, 17]. La figure 2.5 montre les lignes de champ obtenues par simulation en utilisant le programme *Garfield* pour un champ de dérive de 1.3 kV/cm et un champ d'amplification de 32.5 kV/cm.

2.4.2 L'amplification

Un champ électrique intense, de l'ordre de quelques dizaines de kilovolts, règne dans la zone d'amplification entre la microgrille et le plan de pistes séparés de $d = 100$ microns. Les électrons sortant de la zone de dérive gagnent alors suffisamment

d'énergie sous l'action du champ électrique pour exciter et surtout ioniser les atomes du gaz. Les électrons créés par cette ionisation sont à leur tour accélérés et produisent de nouvelles paires électron-ion. Ce processus conduit à un phénomène d'avalanche qui permet d'amplifier les signaux de la zone dérive proportionnellement au dépôt d'énergie (fonctionnement en mode proportionnel).

L'inverse du libre parcours moyen des électrons correspond au premier coefficient de Townsend α , c'est en fait le nombre de paires électron-ion créées par unité de longueur. Le nombre d'électrons dn produits sur une longueur dx s'écrit donc :

$$dn = n\alpha dx \quad (2.24)$$

et le nombre total d'électrons au bout de l'épaisseur d est :

$$n = n_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right) \quad (2.25)$$

On définit le gain G du détecteur comme le rapport n/n_0 et si le champ est uniforme, α est constant et le gain s'écrit simplement :

$$G = \exp(\alpha d) \quad (2.26)$$

Le coefficient α peut se paramétrer simplement en fonction du champ par la formule suivante [37] :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(\frac{BP}{E}\right) \quad (2.27)$$

où A et B sont des constantes calculées par l'expérience et P la pression. Cette approximation n'est pas valable pour les champs très intenses.

L'effet Penning, déjà mentionné, permet une augmentation importante du gain même à champ faible. C'est une des raisons pour lesquelles le seuil de détection atteint dans le mélange d'hélium/isobutane est plus faible que dans le mélange d'argon/isobutane pour une valeur de champ équivalente dans la zone d'amplification (voir chapitre 3). Dans le cadre d'un fonctionnement en mode proportionnel, l'utilisation d'un mélange de gaz noble et de gaz polyatomique tel que l'isobutane (on peut citer aussi le DME : diméthyleéther comme gaz quencheur) n'est pas innocent. En effet, les molécules excitées par les collisions électroniques et par le piégeage des ions sur la microgrille produisent des rayons γ . Ces rayons γ sont absorbés par le gaz quencheur qui possède de nombreux niveaux d'excitation non radiatifs (rotation et vibration, voir figure 2.4), ce qui stabilise le fonctionnement du détecteur, limite le développement de l'avalanche et évite ainsi les claquages (développement d'une

étincelle entre le plan de pistes et la microgrille). L'ajout en faible quantité de ce type de gaz permet de travailler avec des gains importants allant jusqu'à 10^6 .

La vitesse de dérive des électrons étant plus importante que celle des ions, l'avalanche se présente comme une goutte d'eau avec tous les électrons devant et une queue ionique plus lente ne générant pas de nouvelle charge. Les ions limitent le fonctionnement du détecteur car ce sont eux qui déterminent le temps d'évacuation d'un événement. L'utilisation de zones d'amplification de 50 ou 100 microns permet donc de collecter rapidement les ions et ainsi de travailler avec un grand nombre d'événements par seconde à haut flux. Enfin, pour un grand nombre de mélanges gazeux, le gain présente un maximum pour des épaisseurs de zone entre 50 et 100 microns [38]. Le détecteur est donc peu sensible aux variations de pression du gaz ou d'épaisseur de la zone d'avalanche ce qui assure une bonne stabilité du gain.

2.4.3 Les impulsions

C'est le déplacement des charges dans la zone d'amplification qui induit un courant sur les pistes. Il est possible par des considérations simples de calculer la forme de ce courant pour un électron passant la microgrille. En supposant le champ uniforme, le temps de collection T_- d'un électron dans la zone d'amplification de largeur d est d/v_- où v_- est la vitesse de dérive. D'après le théorème de Ramo [7], le courant instantané induit par le déplacement d'une charge sur une électrode est :

$$I = q \vec{v} \vec{E}_0 \quad (2.28)$$

où q est la charge, v la vitesse de la charge et E_0 le champ électrique normalisé encore appelé "weighting field". En fait, E_0 est le champ électrique du détecteur quand toutes les électrodes sont mises au potentiel nul sauf celle pour laquelle on calcule le courant qui est mise au potentiel unité. Le courant induit par n_0 électrons est donc :

$$I_- = n_0 e \frac{v_-}{d} = \frac{n_0 e}{T_-} \quad (2.29)$$

L'électron génère une avalanche et le nombre d'électrons engendrés dépend du temps. Le courant induit est :

$$I_-(t) = \frac{n(t)e}{T_-} = \frac{n_0 e}{T_-} \exp(\alpha v_- t) \text{ pour } 0 \leq t \leq T_- \quad (2.30)$$

Pour calculer le courant ionique, on utilise le même principe que précédemment à ceci près qu'il faut retirer au nombre total d'ions ceux qui sont déjà collectés sur la

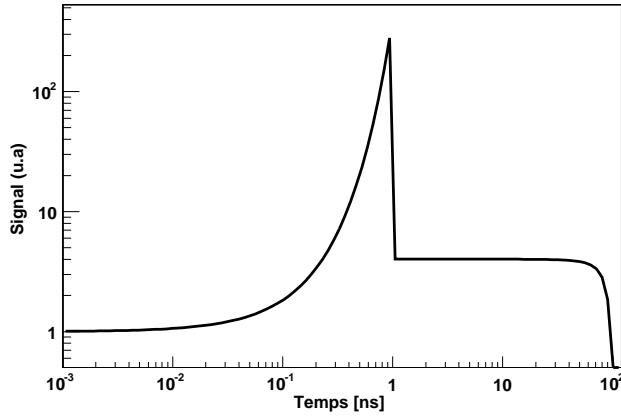


Figure 2.6 Impulsion d'un électron arrivant dans l'espace d'amplification.

microgrille à l'instant t :

$$I_+(t) = \frac{n_0 e}{T_+} (\exp(\alpha v_- t) - \exp(\alpha v_+ t)) \text{ pour } 0 \leq t \leq T_- \quad (2.31)$$

$$I_+(t) = \frac{n_0 e}{T_+} (\exp(\alpha d) - \exp(\alpha v_+ t)) \text{ pour } T_- \leq t \leq T_+ \quad (2.32)$$

où v_+ et T_+ sont respectivement la vitesse et le temps de collection des ions. Le courant total est donc la somme des 2 contributions, électronique et ionique, soit :

$$I(t) = n_0 e \exp(\alpha v_- t) \left(\frac{1}{T_-} + \frac{1}{T_+} \right) - \frac{n_0 e}{T_+} \exp(\alpha v_+ t) \text{ pour } 0 \leq t \leq T_- \quad (2.33)$$

$$I(t) = \frac{n_0 e}{T_+} (\exp(\alpha d) - \exp(\alpha v_+ t)) \text{ pour } T_- \leq t \leq T_+ \quad (2.34)$$

La figure 2.6 montre une impulsion obtenue sur les pistes de Micromégas, calculée avec les équations précédentes, en ne considérant qu'un seul électron arrivant dans l'espace d'amplification. On voit très bien l'impulsion électronique avec un temps de montée très rapide et la queue ionique durant une centaine de ns. Si 300 électrons sont créés dans l'espace de dérive, c'est l'empilement de ces électrons qui va donner des impulsions comme celles obtenues au chapitre 3 (figure 3.10). Si on calcule la charge totale due aux électrons d'une part et aux ions d'autre part, en faisant l'hypothèse que $T_+ \gg T_-$, on obtient le rapport :

$$\frac{Q_-}{Q_+} = \frac{1}{\alpha d - 1} \quad (2.35)$$

En considérant un gain de l'ordre de 1000, on a $\alpha d \simeq 6.9$ et donc une charge due à 85% aux ions. En conclusion, le détecteur Micromégas peut être utilisé de deux manières différentes. Soit on l'utilise pour sa rapidité et on travaille dans ce cas avec des amplificateurs de courant, reliés aux pistes, avec des temps de montée très rapides (jusqu'à la ns), et qui permettent de suivre le courant électronique sur les pistes (comme au chapitre 3). Soit on utilise le détecteur en charge (comme au chapitre 5), les pistes sont alors reliées à des amplificateurs dotés d'une constante de temps suffisamment longue afin de prendre en compte la totalité de la charge ionique. Si tel n'est pas le cas, on ne voit pas l'amplitude réelle du signal et on a une perte appelée le déficit balistique [39].

Chapitre 3

Micromégas à n-TOF

3.1 L'expérience n-TOF

3.1.1 Intérêt

La connaissance des sections efficaces de réactions neutroniques a de multiples applications dans divers domaines liés à la physique nucléaire. Dans la continuité des expériences réalisées au CERN, sur la recherche d'une nouvelle méthode de production d'énergie d'origine nucléaire [40], l'expérience n-TOF (Neutron Time Of Flight) permet l'évaluation de sections efficaces de manière très précise. Ces sections efficaces sont nécessaires à la conception des ADS (Accelerator Driven System) mais elles auront aussi des implications dans des domaines de physique fondamentale tels que l'astrophysique ou la physique du noyau [41, 42].

Dans le cadre des problèmes environnementaux liés à l'effet de serre et aux déchets nucléaires ainsi qu'aux réserves limitées en combustible fossile et en uranium, les ADS (Accelerator Driven System) sont une voie intéressante pour l'énergie de demain. Ils permettraient entre autres l'incinération des actinides mineures et des produits de fission à vie longue. Leur conception nécessite un large spectre de sections efficaces neutroniques de qualité [43] afin de décrire plus finement les résonances et de réduire les incertitudes sur les données déjà existantes. Des mesures précises sont prévues sur les actinides, notamment sur les isotopes de Th, U, Pu, Pa, Am ou Cm, pour les sections efficaces de capture [44, 45] et pour celles de fission [46]. Certains isotopes sont d'autant plus intéressants qu'ils font partie du cycle du thorium. Les réacteurs au thorium ont notamment l'intérêt de produire moins d'actinides mineures. Ils pourraient utiliser un combustible liquide (Réacteurs à sels fondus : mélange de fluorure d'uranium-233 et de thorium-232) qui fait également office de

fluide caloporteur.

D'autre part, l'origine des éléments chimiques dans notre univers est une question centrale en cosmologie. Les modèles décrivant la vie d'une étoile et la nucléosynthèse cadrent bien avec les abondances isotopiques observées en astrophysique jusqu'au ^{56}Fe . La présence d'éléments lourds au delà du fer implique des réactions successives de capture neutronique mais la formation de ces éléments n'est pas totalement élucidée tant sur le plan nucléaire que thermodynamique. Il est crucial pour les simulations de ces processus astrophysiques d'avoir des sections efficaces aussi précises que possible. n_TOF peut, de par son flux important de neutrons et sa bonne résolution en énergie, réaliser ces mesures (notamment mesures de capture sur Zr, Pb, Bi, Os, La...) [47, 48].

3.1.2 La ligne de neutrons n_TOF

a- Généralités

Dans une expérience de temps de vol, l'énergie cinétique des neutrons détectés E (en MeV) est déduite de la mesure du temps t de vol et de la distance l parcourue au moyen de la formule classique :

$$E = \frac{1}{2} \frac{M_n l^2}{c^2 t^2} \quad (3.1)$$

où M_n est la masse du neutron au repos (939.57 MeV), c la vitesse de la lumière en [m/ns] et t le temps mis par le neutron en [ns] pour parcourir la distance l exprimée en [m]. Il existe donc une relation sans ambiguïté entre le temps de parcours et l'énergie du neutron, pourvu que la distribution temporelle des neutrons de même énergie E (résolution) soit négligeable devant le temps de vol. Il est aussi impératif de bien évaluer l'incertitude liée à la distance parcourue l par les neutrons [49, 50].

b- Caractéristiques techniques de n_TOF

Les neutrons de n_TOF sont produits par des réactions de spallation de protons de 20 GeV du PS (Proton Synchrotron) au CERN sur une cible de plomb solide. C'est la raison pour laquelle n_TOF se trouve dans le prolongement d'une ligne d'extraction du faisceau du PS (figure 3.1). Le processus de spallation est une source intense de neutrons. Un seul proton de 20 GeV sur du plomb crée en moyenne 600 neutrons. Le PS fournit jusqu'à 5 paquets de 7×10^{12} protons par supercycle d'environ 16.8 s, chaque paquet de protons étant concentré sur un temps très court de 7 ns. Le choix de la cible et de sa géométrie est un compromis entre plusieurs paramètres :

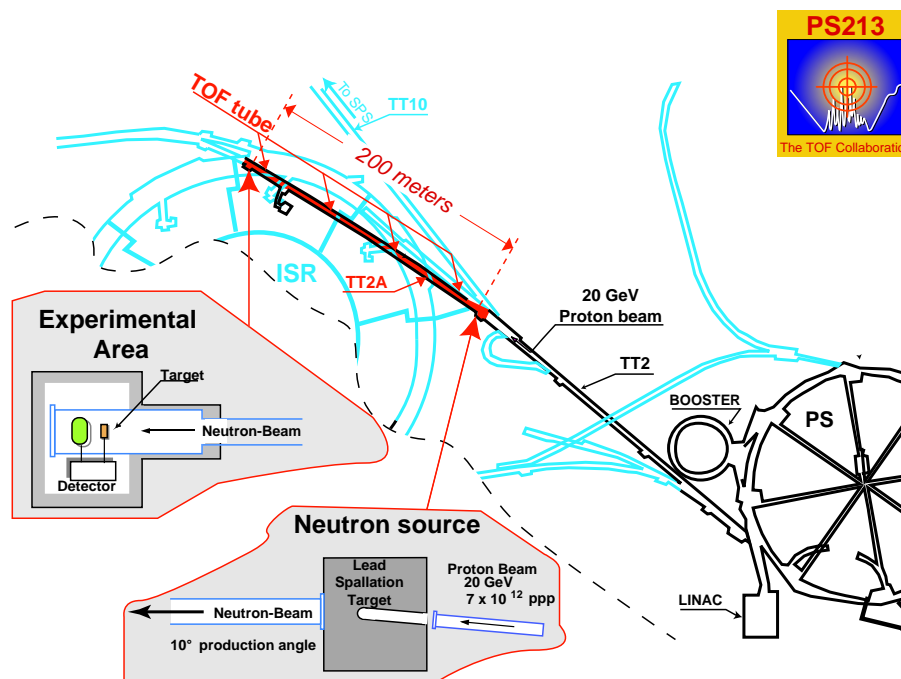


Figure 3.1 Situation de n_TOF.

le flux de neutrons, sa résolution et sa dépendance en énergie et la taille du faisceau dans la zone expérimentale. L'influence de ces paramètres a été étudiée en détail par des simulations monte-carlo utilisant notamment les codes EAMC et FLUKA [51, 52]. Ces simulations concernaient également le modérateur entourant la cible de plomb (de l'eau) ainsi que toutes les parties mécaniques et le coffre de la cible. Cette épaisseur d'eau thermalise les neutrons sortant du plomb tout en refroidissant la cible, mais elle permet aussi d'améliorer la résolution en énergie, facteur primordial d'une expérience de temps de vol. La cible de spallation est donc un bloc de plomb de $80 \times 80 \times 40 \text{ cm}^3$ avec 5 cm d'eau. Le faisceau de proton forme un angle $\theta = 10^\circ$ avec l'axe z dans le plan XZ afin d'éviter la contamination du faisceau de neutrons par les particules chargées de hautes énergies et les particules γ créés lors de la spallation (figure 3.2). Une fenêtre en aluminium sépare l'eau du tube à vide (10^{-4} bar).

Les neutrons parcourent ce tube à vide télescopique de 182.2 m de long avant d'arriver dans la zone expérimentale (voir figure 3.3). Ce tube est séparé en trois parties, une première de 70 m de long avec un diamètre 80 cm, une seconde de 68.4 m de long avec un diamètre 60 cm et enfin une troisième de 61.4 m de long

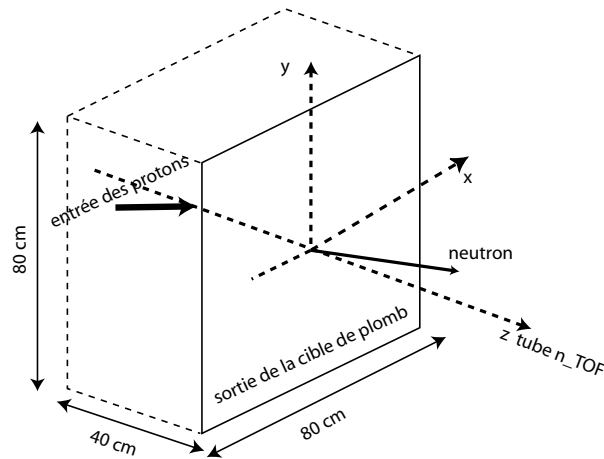


Figure 3.2 Référentiel choisi pour toute la suite de l'étude.

avec un diamètre 40 cm. Le faisceau est de plus réduit par 2 collimateurs permettant d'obtenir un faisceau de 4 cm de diamètre à 185 m de la cible. Le premier collimateur, de 2 m de long et de 5.5 cm de rayon, est à 135.54 m de la cible, tandis que le second est à 175.35 m avec une longueur de 2.5 m et un rayon de 0.9 cm pour les mesures de capture. Par contre pour les mesures de fission, le second collimateur a un rayon de 4 cm, il permet ainsi de collecter plus de neutrons, l'épaisseur des dépôts de matière fissile étant faible pour permettre la sortie des produits de fission. Le premier a plutôt un rôle d'écran vis à vis de la cible permettant à la fois de réduire l'extension radiale du faisceau et le nombre de neutrons heurtant le second collimateur. Il est constitué pour une moitié de métal et pour l'autre de béton permettant de diffuser efficacement tous les neutrons interceptés. Le second collimateur détermine plus directement la forme du faisceau. Etant plus près de la zone expérimentale, il est une source de bruit potentielle. C'est pourquoi il est fait de trois parties, 0.5 m de polyéthylène boré pour capturer les neutrons au dessous de 20 MeV, 1.25 m de métal pour diffuser et ralentir les neutrons de haute énergie et enfin 0.75 m de polyéthylène boré pour capturer les neutrons précédemment diffusés. Un aimant situé après le premier collimateur permet d'éliminer toutes les particules chargées mélangées au faisceau de neutrons.

D'autres éléments de blindage ont aussi été rajoutés à l'extérieur du faisceau afin de réduire le bruit de fond. Chaque réduction du tube est blindée par du métal tandis que des murs de 3 m de béton sont placés derrière chaque collimateur. Par la suite, 3 m de métal ont été rajoutés après l'aimant, le bruit de fond des muons provenant

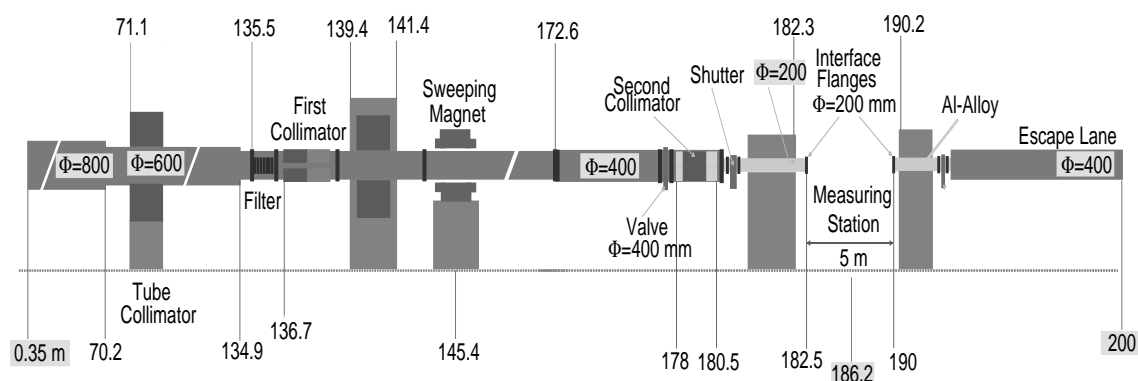


Figure 3.3 Tube à vide de n_TOF après la cible.

de la cible étant trop important pendant la première campagne de mesures [53, 54].

c- Performances de n_TOF

Les principales caractéristiques déterminant les performances d'une expérience de temps de vol sont le flux de neutrons et la fonction de résolution en fonction de l'énergie.

Le flux de neutrons a été simulé à 185 m en utilisant les codes EAMC ($E_n < 19.6$ MeV) et FLUKA ($E_n > 19.6$ MeV), et en prenant en compte tous les éléments influençant le flux : la cible, l'eau, la fenêtre d'aluminium, le tube à vide et ses réductions ainsi que les collimateurs [52, 51]. Des chambres à ionisation ont été utilisées pour mesurer la fluence de n_TOF, des énergies thermiques à quelques dizaines de MeV, en utilisant un dépôt de ^{235}U dont la section efficace de fission est bien connue jusqu'à 20 MeV (figure 3.4). Un dépôt de ^{238}U est aussi utilisé pour les mesures à haute énergie. La chambre fonctionne à pression atmosphérique avec un mélange d'argon/méthane (10%). Ces deux détecteurs ont été fournis par le laboratoire PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt Institut) en Allemagne [55].

Le pic situé à 1 MeV sur la figure 3.4 est le pic d'évaporation. A cause de la thermalisation des neutrons par l'eau en sortie de cible, un pic est observé autour des énergies thermiques. Le flux réel $\Phi(E)$ par unité d'énergie est en fait proportionnel à $1/E$, ce qui donne un flux par léthargie ($dn/d\ln E$) à peu près constant entre 1 eV et 1 keV. Enfin, on observe des résonances autour de 500 keV et 1 MeV dues à la présence de ^{16}O dans le modérateur.

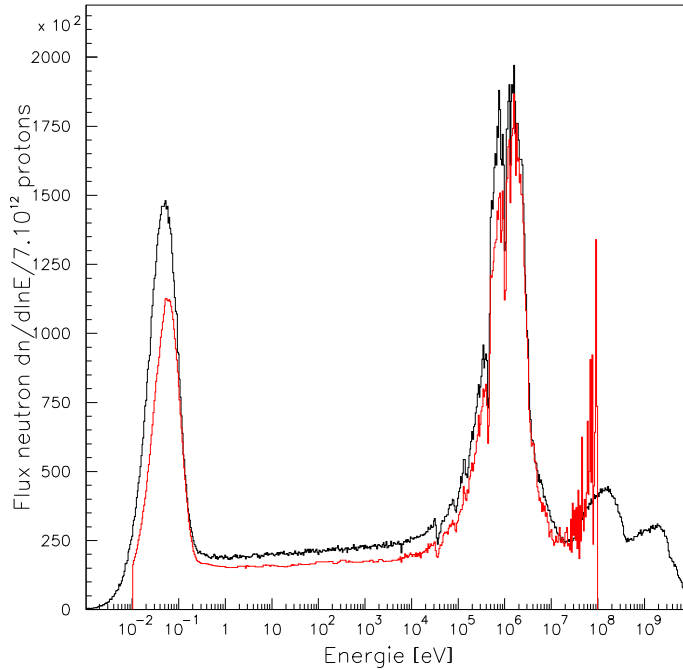


Figure 3.4 Flux neutronique simulé dans la zone expérimentale en noir. Flux neutronique mesuré par une chambre à fission utilisant le ^{235}U en rouge.

Le résolution en énergie dépend principalement de trois paramètres : la largeur temporelle du paquet de protons incidents (6 ns), l'incertitude sur le parcours des neutrons dans la cible de plomb et l'eau, et la précision temporelle des détecteurs utilisés. Le premier paramètre est fixé et indépendant des autres. Le troisième paramètre dépend quant à lui de chaque détecteur. Le second fait intervenir la modération des neutrons dans la cible de plomb, il est lié à la fonction de résolution décrivant la distribution temporelle des neutrons pour une énergie donnée. Les sources de spallation de fort numéro atomique introduisent une très faible dispersion temporelle une fois l'énergie du neutron déterminée [56]. La présence supplémentaire de l'eau réduit l'imprécision sur le parcours de modération dans la cible d'un facteur supérieur à 10. L'erreur sur la distance parcourue se traduit par un $\Delta\lambda$ exprimé en mètre. Ce paramètre permet une estimation de l'incertitude $\Delta E/E$ sur la mesure de l'énergie. La figure 3.5 obtenue grâce aux simulations montre l'évolution de ces incer-

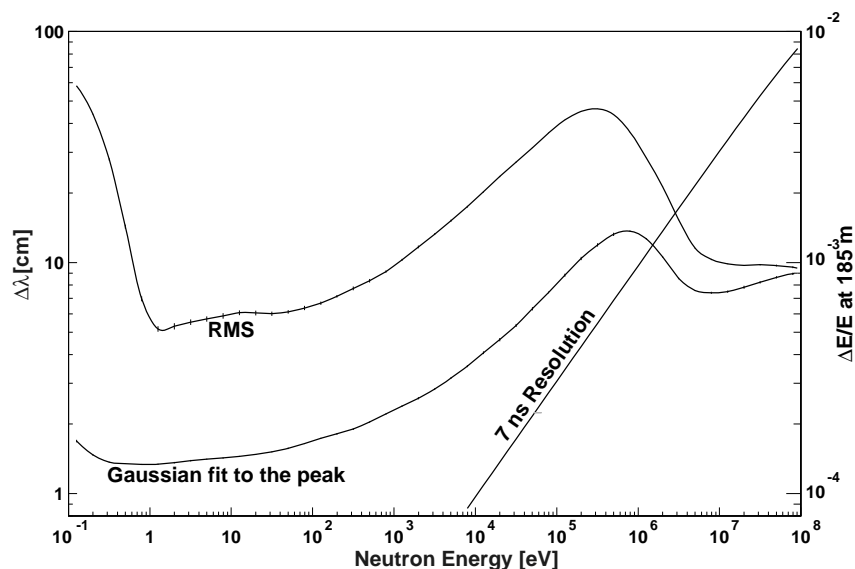


Figure 3.5 $\Delta\lambda$ et $\Delta E/E$ en fonction de l'énergie.

titudes en fonction de l'énergie. La distribution temporelle du paquet de protons est prépondérante pour les énergies dépassant 1 MeV. Au dessous, c'est la modération des neutrons dans la cible qui fixe la résolution.

3.1.3 Les détecteurs

Les détecteurs utilisés de 2001 à 2003 dans la zone expérimentale de l'expérience n_TOF sont reportés sur la figure 3.6.

a- Les PPACs : Parallel Plate Avalanche Chambers

Les PPACs servent à la mesure de sections efficaces de fission de différents isotopes du cycle du thorium : ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U et ^{238}U . La mesure de certaines sections efficaces de référence, comme celle du ^{238}U ou du ^{235}U , sert aussi à la mesure du flux de neutrons en fonction de l'énergie. Les échantillons sont placés perpendiculairement au faisceau de neutrons entre 2 faces parallèles où règne un champ électrique intense. Les fragments de fission sont détectés sur les 2 plaques en coïncidence en temps et en position. La résolution temporelle intrinsèque est de 250 ps, c'est à dire bien en dessous de l'incertitude due à la génération des neutrons. Enfin, l'efficacité des PPACs a été évaluée à 80% pour des échantillons

d'une épaisseur de $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [46].

b- Le détecteur au silicium

Situé à l'entrée de la zone expérimentale, son but est d'établir le flux de neutrons en fonction de l'énergie simultanément avec les mesures de capture. Ce détecteur utilise, dans sa dernière version, un dépôt de fluorure de lithium de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ évaporé sur une feuille de mylar et protégé dans un sandwich de carbone. Les neutrons réagissent avec le ${}^6\text{Li}$ selon la réaction d'absorption $n({}^6\text{Li},t)\alpha$. Les tritons et les particules α sont détectés lors de leur arrêt dans des couches de silicium placées de part et d'autre de la feuille de LiF. La section efficace de $n({}^6\text{Li},t)\alpha$ étant bien connue, il est possible de remonter au flux de neutrons en fonction de l'énergie. Le flux peut être obtenu des neutrons thermiques à environ 1 MeV, énergie à partir de laquelle cette absorption devient négligeable. Des simulations d'efficacité géométrique en fonction de l'énergie ont été réalisées avec GEANT4. Ces estimations permettent d'atteindre une précision de l'ordre de 10% sur la valeur absolue du flux. Il est à noter que d'autres dépôts sont possibles afin de couvrir toute la gamme d'énergie de n-TOF [57].

c- Les détecteurs C_6D_6

Les détecteurs C_6D_6 représentent la première phase des mesures de sections efficaces de capture (n,γ) (avant l'utilisation de détecteurs BaF_2 en formation 4π). Ils sont placés autour du porte-échantillon et mesurent les rayons γ issus de la capture par le couplage d'un scintillateur avec un photomultiplicateur. Ils présentent l'intérêt d'être très peu sensibles aux neutrons diffusés. L'efficacité de détection d'un rayon γ d'une cascade est de l'ordre de 10%, et par le calcul de fonction de poids adéquate, elle est rendue indépendante de la multiplicité (nombre de rayons γ dans la cascade). L'incertitude sur la mesure des sections efficaces est d'environ 3% [58] pour des mesures relatives de sections efficaces.

d- FIC : the Fission Ionisation Chamber

Cette chambre à ionisation n'est pas représentée sur la figure 3.6. Elle se situe à la place du moniteur de flux (détecteur silicium) lors des mesures de fission. Durant ces mesures, le second collimateur est remplacé par un collimateur plus large de 8 cm de diamètre afin d'augmenter la statistique. Le but est de mesurer les sections efficaces de fission du ${}^{234}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$ et ${}^{238}\text{U}$, les 2 derniers servant de référence. Les performances de cette chambre (résolution en énergie de 0.1%, efficacité de quasiment 100%)

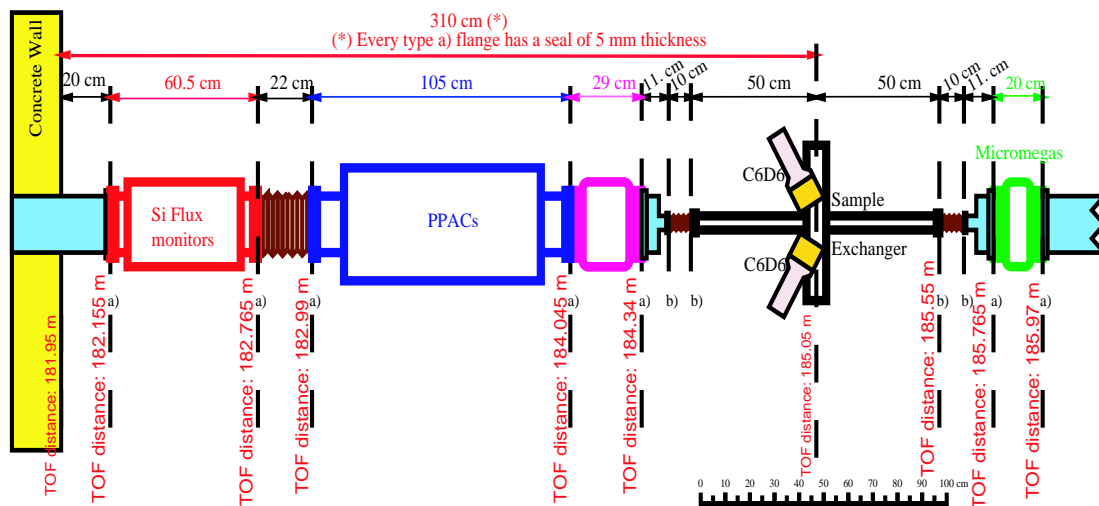


Figure 3.6 Configuration de la zone expérimentale de n_TOF.

permettent également d'étudier avec précision les états hyper-déformés de l'uranium à travers la section efficace de fission du ^{234}U [59].

e- Le détecteur Micromégas

Un des paramètres importants de la détermination des sections efficaces neutroniques est la connaissance de la distribution spatiale du faisceau de neutrons dans la zone expérimentale en fonction de l'énergie. Plusieurs raisons ont poussé la collaboration n_TOF à choisir le détecteur Micromégas pour cette évaluation : sa robustesse, sa quasi-transparence aux rayons γ , la possibilité de le fabriquer exclusivement en matériaux peu sensibles aux neutrons et sa rapidité. Les mesures réalisées avec ce détecteur font l'objet de la section suivante.

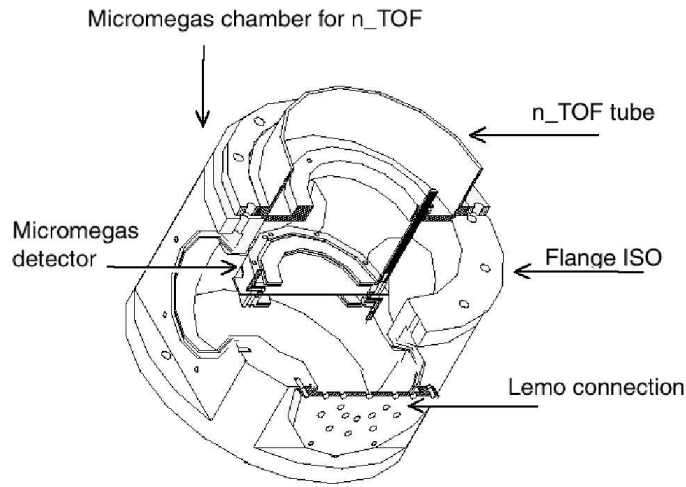


Figure 3.7 Vue schématique du détecteur Micromégas.

3.2 Le Micromégas de n_TOF

Ce détecteur est en charge d'évaluer la forme du faisceau de neutrons. Il était placé à 186 m de la cible juste après le porte-échantillon.

3.2.1 Description technique

Le Micromégas utilisé à n_TOF est composé de 2 chambres. La chambre externe de 40 cm de diamètre est en aluminium et elle permet de fixer le détecteur au tube à vide de n_TOF . Elle est percée de plusieurs trous : 2 de 200 mm de diamètre pour la connection au tube et 4 de 100 mm de diamètre pour les hautes tensions, le pompage, la circulation des gaz et la connectique pour la lecture des signaux de sortie du détecteur (figure 3.7). La chambre interne est constituée de 2 pièces de DELRIN de 150 mm de diamètre. Elle est fermée hermétiquement par 2 feuilles de kapton de $75 \mu\text{m}$ d'épaisseur fixées au DELRIN par 2 brides en aluminium. Cette chambre contient la partie active du détecteur, elle est donc remplie d'un mélange d'argon/isobutane ou d'hélium/isobutane. Les feuilles de kapton isolent le détecteur du vide de n_TOF ($\simeq 10^{-4}$ bar) (figure 3.8).

Le détecteur est maintenu entre les 2 pièces de DELRIN. C'est un Micromégas circulaire classique à 2 étages, un espace de 3 mm d'épaisseur constituant la zone de dérive et un espace de $100 \mu\text{m}$ pour l'amplification [60, 17]. Les 2 étages sont séparés par une microgrille en nickel de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur percée de trous carrés de $50 \mu\text{m}$ de

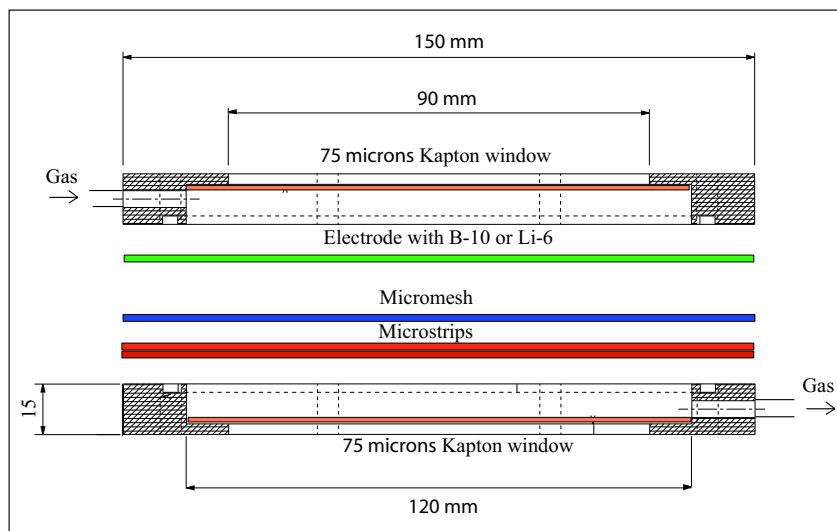


Figure 3.8 Partie active du détecteur.

côté tous les $37 \mu\text{m}$. L'amplification a lieu entre la microgrille et un circuit imprimé composé de 50 pistes de cuivre de 1.5 mm de large tous les $100 \mu\text{m}$. Il est à noter qu'il s'agit d'un détecteur à une dimension comme on le voit sur la figure 3.9. Des plots isolants assurent l'uniformité de l'espace d'amplification. L'électrode de dérive est une feuille d'aluminium de $20 \mu\text{m}$ sur laquelle ont été déposés 595 nm de LiF

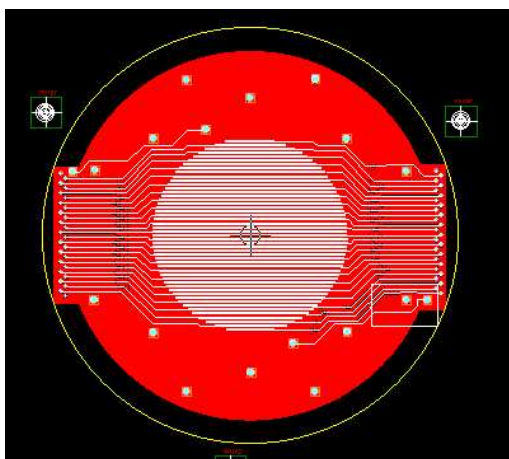


Figure 3.9 Pistes du détecteur.

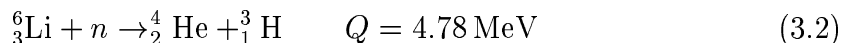
(avec du ${}^6\text{Li}$ pur). Le fluorure de lithium est recouvert de 10 nm d'aluminium afin d'assurer la conductivité électrique et d'éviter l'oxydation.

3.2.2 Principe de fonctionnement

Des électrons sont créés par ionisation au passage de particules chargées au travers du gaz de la zone de dérive. Grâce au champ électrique, ces électrons dérivent directement vers la microgrille, la traversent, et sont multipliés dans la zone d'avalanche. Cette avalanche induit un courant sur les pistes.

Cependant, dans le cas de n-TOF, il s'agit de détecter des neutrons. Il est donc nécessaire de convertir ces neutrons en particules chargées. De plus, l'énergie des neutrons de n-TOF s'étend de 0.1 eV à 250 MeV, imposant différentes méthodes de conversion pour couvrir ce large domaine en énergie [61].

Pour les basses énergies ($E_n < 10$ keV), la conversion est réalisée par absorption des neutrons par le ${}^6\text{Li}$ de l'électrode dérive :



Tant que l'énergie du neutron reste faible par rapport à la chaleur de réaction Q , les 2 produits, l'alpha et le triton, sont émis à 180° avec $E_\alpha = 2.05$ MeV et $E_t = 2.73$ MeV. Cette réaction a une section efficace de 940 barns à l'énergie thermique. La section efficace suit ensuite une décroissance en $1/\sqrt{E}$ jusqu'à 50 keV et présente une résonance à 240 keV (de l'ordre de 4 barns) [7].

A plus haute énergie, les reculs des atomes du gaz acquièrent assez d'énergie lors de la collision avec un neutron pour être détectés. Le détecteur utilisé à n-TOF était rempli d'un mélange d'hélium/isobutane à 3.8% ou d'un mélange d'argon/isobutane à 2%. Dans les 2 cas, les proportions d'isobutane ont été choisies pour que les mélanges restent ininflammable pour des raisons de sécurité puisque l'expérience a lieu dans un tunnel. Après collision élastique du neutron sur un noyau, le noyau est émis vers l'avant avec une énergie distribuée entre 0 et l'énergie maximale $E_r(\theta = 0)$, où :

$$E_r(\theta) = \frac{4A}{(A+1)^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (3.3)$$

avec A est la masse atomique du noyau, θ l'angle entre la direction du recul et celle du neutron incident et E_n l'énergie du neutron incident (toutes les variables sont exprimées dans le référentiel du laboratoire). D'après l'équation 3.3, le neutron transfère d'autant plus d'énergie que le noyau est léger. L'hydrogène est particulièrement intéressant puisqu'il peut prendre la totalité de l'énergie du neutron. L'isobutane n'a donc pas seulement un rôle de quencheur, il fournit aussi l'hydrogène pour les

reculs. Dans le cas du mélange d'hélium, l'hélium étant un noyau léger, il sert aussi de noyau de recul. De plus, la réaction ${}^4\text{He}(n,n){}^4\text{He}$ présente une résonance¹ à 1 MeV augmentant significativement le taux de réaction.

3.2.3 Acquisition des données

L'énergie du neutron est donnée par le temps de vol depuis la cible de spallation au détecteur. Le détecteur commence à prendre des données dès l'impact d'un paquet de protons sur la cible. Une électronique rapide est nécessaire pour pouvoir enregistrer les signaux sur les pistes et obtenir une bonne précision sur l'énergie du neutron. Chacune des 50 pistes est connectée à un préamplificateur de courant rapide² doté un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde. Ces préamplificateurs ont un gain de l'ordre de 23. Les signaux de sortie des préamplificateurs sont ensuite numérisés par des flashes ADC (8 bits) pouvant fonctionner à 1 GHz³. Le signal de chaque piste est enregistré par l'ADC du temps 0 (impact du paquet de protons) au temps de fin d'acquisition sous forme de couple {temps, hauteur du signal}. Grâce à un programme de suppression de zéros, seules les données passant un certain seuil sont enregistrées ensuite en mémoire avec un temps de pré-échantillonnage et un temps de post-échantillonnage (voir figure 3.10). Le programme d'acquisition des

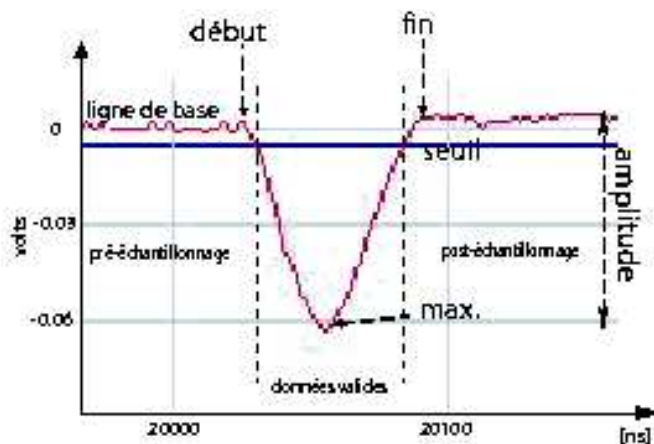


Figure 3.10 Signal sur une piste du Micromégas.

données [62], fonctionnant pour tous les types de détecteurs de l'expérience n_TOF,

¹Nous parlerons toujours de l'isotope 4 de l'hélium dans la suite de ce rapport

²société *Minicircuit* ref. ZFL-500LN

³*Acqiris* DC240/DC270

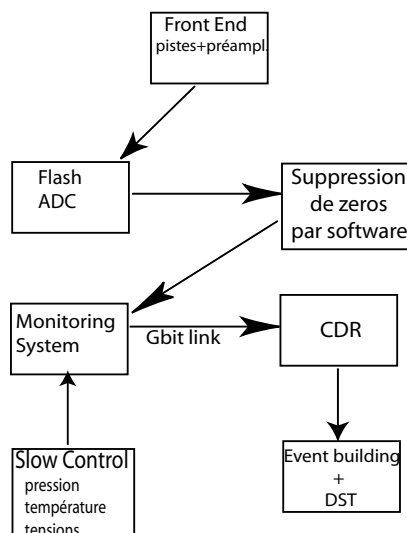


Figure 3.11 Diagramme simplifié de l'acquisition de données de n_TOF au CERN.

permet le réglage des temps de pré-échantillonnage et de post-échantillonnage, de la dynamique des signaux, des seuils de déclenchement et de la fréquence des flashes ADC. Pour Micromégas, nous avons travaillé à 500 MHz avec un seuil de 5 mV (5.5×10^5 électrons) pour le mélange d'argon et 4.5 mV (5×10^5 électrons) pour le mélange d'hélium. Ces seuils correspondent respectivement à 40 keV et 7 keV d'énergie déposée (cf paragraphe 3.4.3). Les données ainsi numérisées sont finalement transférées à haut débit (Gb/s) au CDR (Central Data Recording au CERN) (voir figure 3.11).

3.3 Analyse des données

3.3.1 Prise de données

La prise de données a eu lieu en avril 2001 pendant une semaine. Elle s'est déroulée durant la phase de qualification de la ligne de neutrons n_TOF. Micromégas était le seul détecteur dans le faisceau durant la mesure afin d'éviter toutes perturbations. Les mesures ont été réalisées avec 2 mélanges : un à base d'argon et l'autre à base d'hélium. C'est un détecteur à une dimension alors que la distribution spatiale recherchée est bidimensionnelle. Il a fallu orienter Micromégas dans 3 positions

différentes, pistes horizontales, verticales et à 30° afin de détecter une éventuelle corrélation entre l'axe X et l'axe Y . Ces trois mesures ont été faites pour le mélange d'argon (35 heures en horizontal, 45 heures en vertical et 28 heures avec les pistes à 30°). Par contre, pour l'hélium, seules 2 types de mesures ont été faites (20 heures en horizontal, 40 heures en vertical). La distribution spatiale du faisceau a donc été établie en utilisant les données de l'argon.

3.3.2 Analyse

a- Analyse des impulsions

Cent impulsions sont enregistrées en moyenne par paquet de protons. Le programme d'analyse de ces impulsions fait partie d'un programme général d'analyse chargé de réduire les données en un ensemble de paramètres utiles pour chaque détecteur (fabrication des DST : Data Summary Table). Pour Micromégas, Il s'agit d'un programme écrit en C qui va regarder les signaux digitalisés un à un pour chaque paquet de protons et indépendamment du numéro de piste. Le programme calcule avant tout la ligne de base et ses variations sur une partie du temps de pré-échantillonnage. Si l'impulsion n'est pas saturée, la programme évalue le temps de départ, du maximum et de fin de l'impulsion ainsi que l'amplitude (figure 3.10). Le temps de départ correspond au début de l'impulsion à partir de la ligne de base et le temps de fin au retour de l'impulsion à la ligne de base. L'aire de l'impulsion est ensuite calculée par une méthode d'intégration numérique basique (Simpson ordre 3). Cette aire est proportionnelle à l'énergie déposée dans la zone de dérive. Tous les temps calculés ont une précision inférieure à 10 ns.

b- Regroupement

Une fois toutes les impulsions analysées, il s'agit de les regrouper lorsqu'elles appartiennent à la même interaction neutronique. Quand une particule α , par exemple, sort du LiF et traverse la zone de dérive, elle va ioniser le gaz tout le long de sa trajectoire et créer des impulsions sur chacune des pistes au dessus desquelles elle est passée.

Le programme de regroupement ordonne tout d'abord toutes les impulsions d'un événement par temps du maximum croissant. Cette méthode est plus fiable qu'en utilisant les temps de départ. Il est ensuite considéré que des impulsions avec des temps de départ compris dans une fenêtre de 200 ns de large peuvent appartenir à la même interaction neutronique. Si en plus ces impulsions viennent de pistes exactement adjacentes par ordre croissant ou décroissant du numéro de piste, alors

elles appartiennent à la même interaction neutronique et constituent un amas. Pour chaque amas, la multiplicité (nombre de pistes dans l'amas), l'énergie totale déposée (en fait la somme des aires de chaque impulsion d'un amas), l'amplitude moyenne et le temps de vol sont calculés. L'énergie déposée et la multiplicité sont directement liées au type de la particule et à sa direction. Ainsi, une particule parallèle aux pistes donne une faible multiplicité (figure 3.12.a) avec un fort dépôt d'énergie si elle est parallèle au plan du détecteur et un faible dépôt sinon. A l'inverse, une particule perpendiculaire aux pistes et parallèle au plan du détecteur donne une forte multiplicité (figure 3.12.b) et un faible dépôt d'énergie par piste. A titre indicatif, on observe aussi sur cette figure le courant ionique pour les premières impulsions de l'événement.

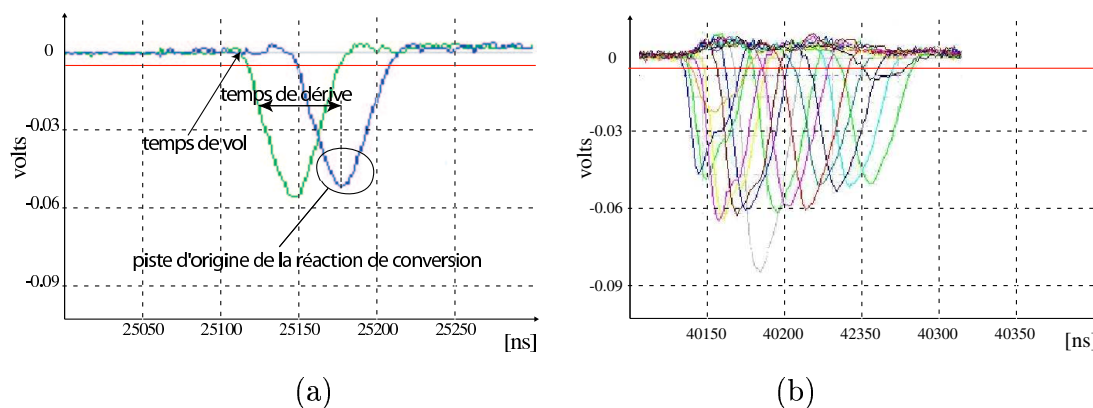


Figure 3.12 Impulsions induites par un alpha sur des pistes adjacentes avec (a) une faible et (b) une forte multiplicité.

Le temps nécessaire à une particule chargée pour traverser le détecteur est négligeable devant le temps de dérive des électrons. La première impulsion d'un amas correspond donc aux électrons créés près de la microgrille tandis que la dernière correspond aux électrons créés près du convertisseur. Ces derniers vont mettre 150 ns dans le mélange d'argon et 200 ns dans celui d'hélium pour parcourir les 3 mm de l'espace de dérive avant d'être amplifiés et vus par les pistes. La piste de la dernière impulsion donne donc le lieu de la réaction tandis que le début de la première impulsion donne le temps de vol. Le lieu de la réaction permet de reconstruire la distribution spatiale du faisceau en fonction de l'énergie donnée par le temps de vol. Le temps séparant le début de la première impulsion et le maximum de la dernière impulsion dans l'amas donne le temps dérive des électrons (cf figure 3.12.a).

3.4 Résultats expérimentaux

3.4.1 Détermination du temps de vol

Un paramètre critique pour l'estimation du temps de vol est le temps zéro, c'est à dire le temps de référence à partir duquel les neutrons sont formés et sortent de la cible de plomb. Le Micromégas se trouve à 186 m de la cible. Le processus de spallation engendre, en plus des neutrons, la formation de particules chargées (protons, pions, muons, électrons). La plupart de ces particules sont nettoyées du faisceau par l'aimant. Des photons sont aussi créés lors de la spallation et traversent le tube à vide jusqu'au Micromégas en 620 ns. Le détecteur qu'il soit rempli d'hélium ou d'argon réagit à ces photons pour la plupart des événements, ce qui permet d'estimer le temps de référence. La figure 3.13 montre la distribution du départ de la première impulsion enregistrées sur Micromégas pour chaque événement dans l'argon. Le résultat est le même dans l'hélium. Elle indique que le flash de photons

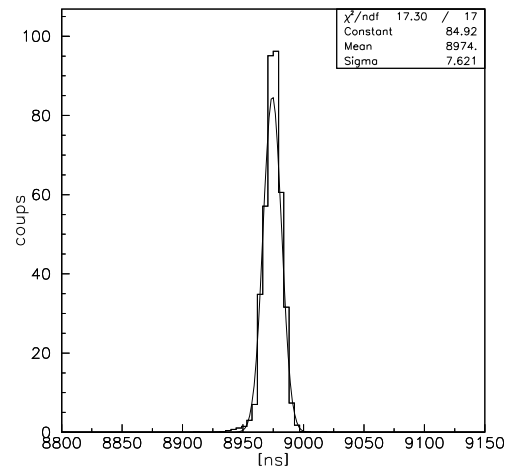


Figure 3.13 Distribution du t_0 approximée par une Gaussienne.

arrive 8975 ns après le déclenchement de l'acquisition par un signal du PS, avec une incertitude de l'ordre de 8 ns. Le temps de référence t_0 est donc 8975 ns moins le temps de trajet des photons soit 8355 ns. C'est le temps que l'on doit retirer au temps de départ de chaque amas pour connaître le temps de vol.

3.4.2 Energie déposée et multiplicité

L'étude de la multiplicité et de l'énergie déposée permettent de comprendre en partie le fonctionnement du détecteur. Pour rappel, le détecteur a 2 modes de fonctionnement : un basé sur la détection des alphas et tritons de la réaction de conversion $n(^6\text{Li},\alpha)t$, et l'autre sur la détection des reculs des noyaux (diffusion élastique des neutrons). Le détecteur a de plus un seuil de détection dépendant du gaz et des tensions appliquées pour l'amplification. Cette énergie seuil E_{th} est aussi l'énergie à partir de laquelle les reculs sont visibles. La figure 3.14 montre la distribution des multiplicités dans l'hélium et l'argon entre 10 eV et 20 MeV (découpée en 7 sous domaines). Dans l'hélium, le changement de régime de fonctionnement se produit clairement entre 10 keV et 100 keV, la distribution des multiplicités étant profondément modifiée par rapport à la décade d'avant. Ceci semble indiquer que pour l'hélium, E_{th} se situe autour d'une dizaine de keV. Ce changement de mode de fonctionnement est confirmé quand on regarde la part respectives des multiplicités un et deux dans le tableau 3.1. Pour l'argon, le changement se voit entre 100 keV et 1 MeV. Pourtant la part des multiplicités un et deux est déjà modifiée entre 10 keV et 100 keV (tableau 3.1). E_{th} se situe donc dans ce domaine d'énergie mais doit être plus élevée que dans l'hélium pour autoriser un mélange des deux modes de fonctionnement entre 10 keV et 100 keV. Cette idée de seuil plus faible dans l'hélium corrobore le fait que les multiplicités soient plus élevées à basse énergie. Les alphas et les tritons ont besoin de déposer moins d'énergie au dessus d'une piste dans l'hélium que dans l'argon pour être vus. Leur trajet est donc mieux reconstruit dans l'hélium. A plus haute énergie, les multiplicités sont plus élevées dans le mélange d'hélium que dans le mélange d'argon pour la même raison mais aussi parce que les reculs de faible énergie parcourent plus de distance dans l'hélium, ce gaz étant plus léger.

L'énergie déposée divisée par la multiplicité donne une estimation de la perte d'énergie des particules chargées par unité de longueur. Cette variable permet dans certains cas de séparer les particules observées. La figure 3.15 montre l'évolution de cette variable en fonction de l'énergie des neutrons incidents dans l'hélium et dans l'argon. Globalement les dépôts d'énergie sont toujours plus élevés dans l'argon que dans l'hélium, l'argon étant plus lourd que l'hélium. Jusqu'à 1 keV, les 2 gaz présentent 2 pics bien séparés correspondant aux tritons et aux alphas. Les tritons déposent moins d'énergie que les alphas et constituent donc le premier pic. Le pic alpha est plus large que le pic triton à cause de l'interaction des alphas dans la cible de ^6Li plus importante que pour les tritons. La largeur du pic correspondant aux tritons est plus importante dans l'argon que dans l'hélium, E_{th} étant très proche du dépôt d'énergie des tritons dans l'argon, la résolution en énergie s'en trouve

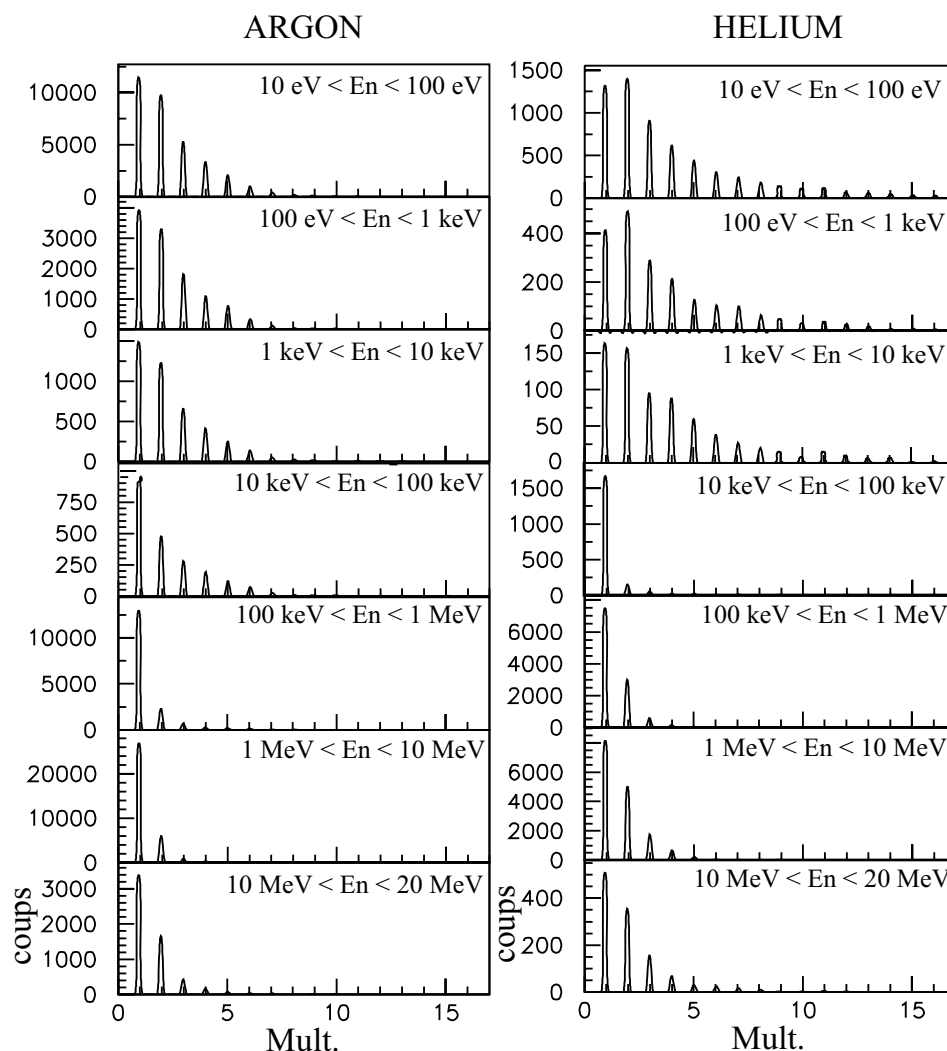


Figure 3.14 Histogrammes des multiplicités dans le mélange d'argon et dans le mélange d'hélium de 10 eV à 20 MeV.

dégradée. Au dessus de 10 keV, la détection des reculs apparaît encore une fois, dans l'hélium par la quasi disparition du double pic et dans l'argon par la modification du rapport des aires des deux pics (figure 3.22). A partir de 100 keV, un seul pic est observable dans les 2 gaz, il correspond au dépôt d'énergie des reculs qui est un continuum de 0 à $E_r(\theta = 0)$ (équation 3.3). Il est plus large dans l'hélium que dans l'argon car la détection des reculs dans l'hélium concerne principalement deux noyaux, l'hydrogène et l'hélium, alors que seul l'hydrogène est concerné dans l'argon

Table 3.1 Evolution du pourcentage des événements de multiplicité $m = 1$ et $m = 2$ de 100 eV à 10 MeV pour le mélange d'argon et le mélange d'hélium.

Energie	Ar m=1 (%)	Ar m=2 (%)	He m=1 (%)	He m=2 (%)
10 eV-100 eV	35	32	24	27
100 eV-1 keV	35	32	24	28
1 keV-10 keV	35	32	25	28
10 keV-100keV	45	27	80	8
100 keV-1 MeV	77	15	70	23
1 MeV-10 MeV	80	16	64	26

au dessous de 1 MeV.

3.4.3 Taux de réaction

Le taux de réaction est le produit entre les différentes sections efficaces, le flux de neutrons et l'efficacité du détecteur (figure 3.16). A basse énergie, la décroissance de la section efficace de la réaction $n(^6\text{Li},\alpha)t$ en $1/\sqrt{E}$ est clairement observée. La résonance de cette réaction à 240 keV est elle aussi visible. Les résonances de l'oxygène 16 à 0.433 MeV et 1 MeV sont dues à l'eau placée autour de la cible de plomb. Le pic d'évaporation du flux de neutrons situé autour de 1 MeV peut être observé dans l'argon. Dans l'hélium, ce pic coïncide avec la résonance de la diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hélium à 1 MeV. Un changement de pente du taux de réaction a lieu à environ 10 keV dans l'hélium et 50 keV dans l'argon. Ces changements de pente correspondent au début de la détection des reculs et permettent d'évaluer les seuils de détection du Micromégas. Ces seuils ont été évalués à 7 keV pour l'hélium et 40 keV pour l'argon. Ils sont en accord avec les limites de changement de mode de fonctionnement mentionnées sur la multiplicité et l'énergie déposée au paragraphe précédent. Le fait que le taux de réaction dans l'hélium à basse énergie soit plus élevé que dans l'argon, peut s'expliquer par une meilleure efficacité dans l'hélium notamment pour la détection des tritons (voir tableaux 3.2 et 3.3). Il est important de mentionner que le seuil de détection trouvé ici n'est pas directement dû au détecteur mais au seuil imposé pour la suppression de zéro dans l'acquisition. Ces seuils dans l'argon et l'hélium sont donc des seuils de dépôt

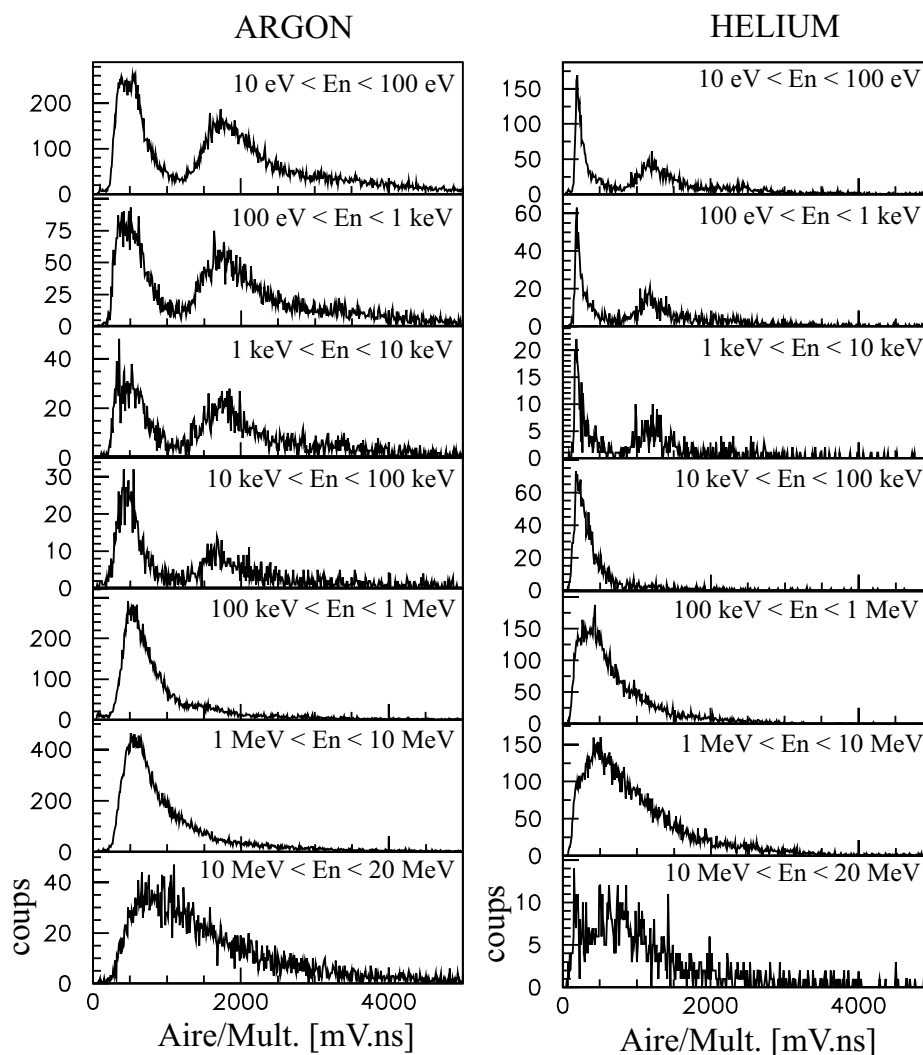


Figure 3.15 Histogrammes de l'intégrale totale des impulsions (proportionnelle à l'énergie déposée) divisée par la multiplicité dans le mélange d'argon et dans le mélange d'hélium de 10 eV à 20 MeV.

d'énergie par piste, énergie à partir de laquelle la piste sera digitalisée.

C'est à partir de ce taux de réaction qu'il est possible d'évaluer l'efficacité de Micromégas en prenant en compte le flux de n_TOF et les sections efficaces de tous les processus mis en jeu.

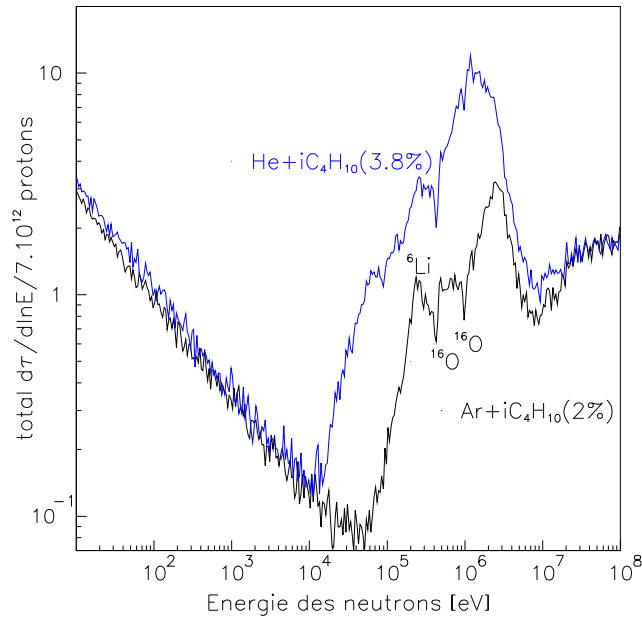


Figure 3.16 Taux de réaction en fonction de l'énergie par paquet de 7×10^{12} protons.

3.4.4 Longueur des impulsions

La longueur des impulsions est une information de première ordre pour la compréhension de ce détecteur (différence entre le temps de fin et le temps de départ). Elle sera largement utilisée dans le cadre de la détection des reculs au chapitre suivant. A l'extrême, si un seul électron est créé par ionisation dans la zone de dérive, cet électron sera visible dès son entrée dans la zone d'amplification. La longueur de l'impulsion obtenue sera le temps de dérive de cet électron et de sa multiplication dans la zone d'avalanche, plus le temps de collecte des ions sur le microgrille. C'est un temps minimal directement dû à la physique du détecteur. Si plusieurs électrons sont créés tout le long de la zone de dérive, l'impulsion aura la longueur du temps minimal, plus le temps de dérive entre le dernier électron créé près de la microgrille et le premier électron créé près de la dérive. La longueur des impulsions est représentée sur la figure 3.17 pour les deux gaz et les multiplicités un et deux entre 10 eV et 10 keV. Dans ce domaine d'énergie, les seules particules chargées sont les alphas et les tritons avec une énergie bien déterminée. Deux pics sont visibles dans

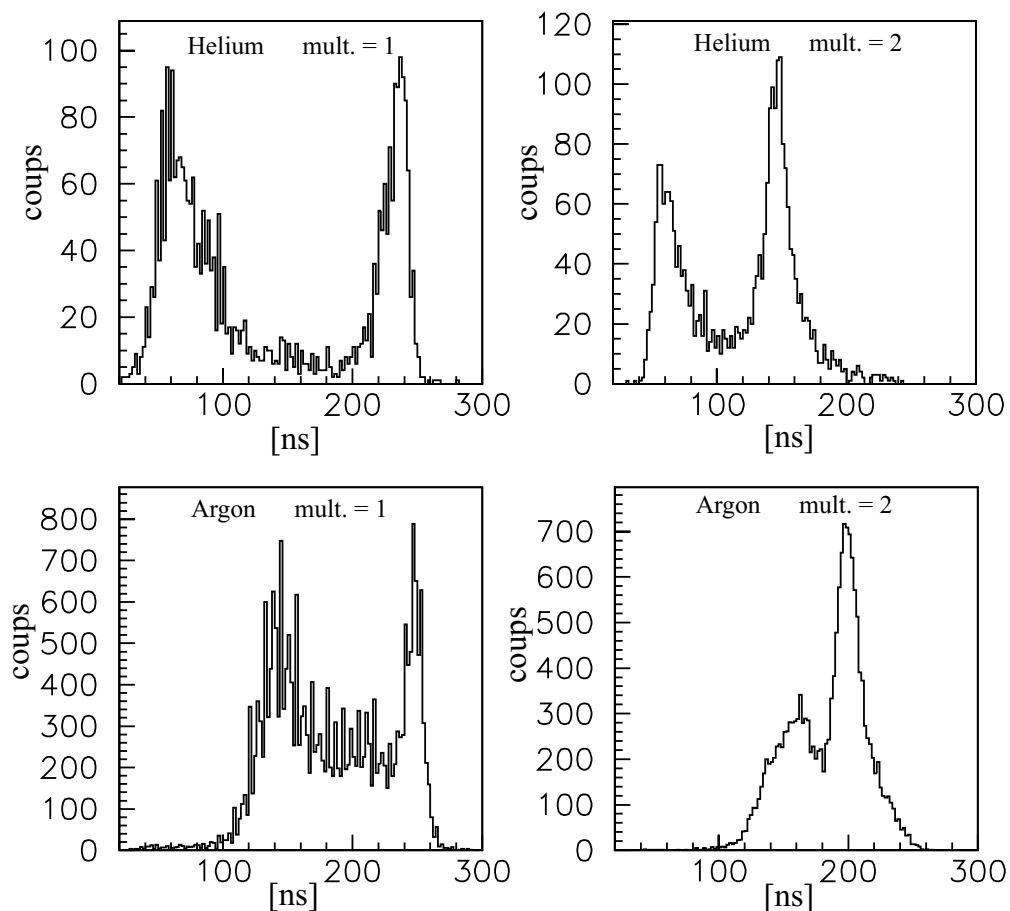


Figure 3.17 Longueur des impulsions entre 10 eV et 10 keV pour différentes multiplicités dans le mélange d'hélium et dans le mélange d'argon.

les 2 gaz. Le pic de temps le plus long concerne les particules ayant ionisé tout le long de leur trajectoire, l'ensemble de la dérive est donc visible dans la longueur de l'impulsion. Le pic de temps le plus court concerne les particules pour lesquelles on ne voit qu'une partie de la dérive. La figure 3.18 permet d'expliquer en partie ce phénomène : ce sont les tritons et donc les particules déposant le moins d'énergie qui font les impulsions les plus courtes. Ce qui signifie que dans le cas de particules ne déposant pas suffisamment d'énergie, on ne voit pas toute la trajectoire dans la zone de dérive. Une explication détaillée est donnée dans la section 3.5.1.

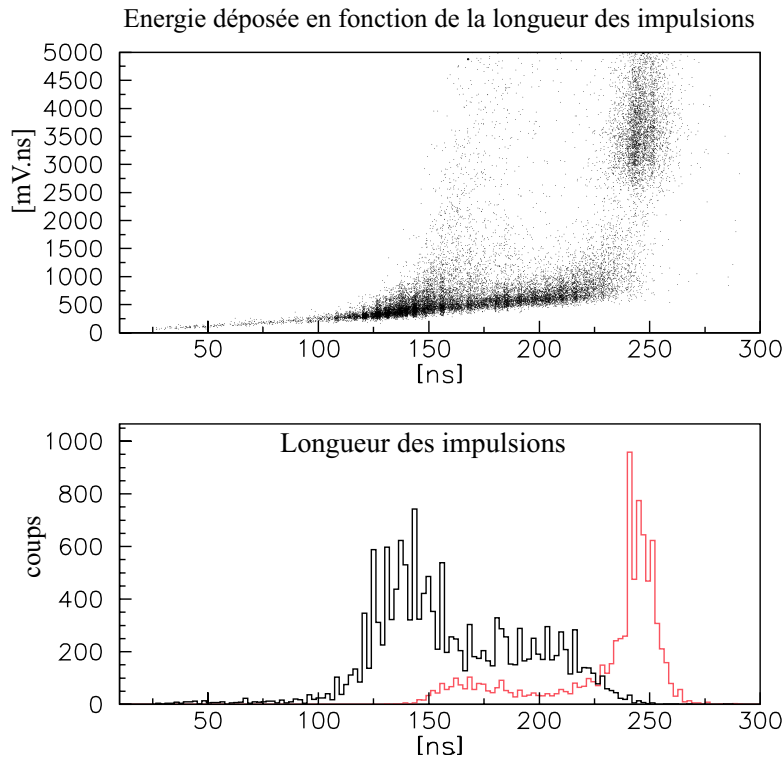


Figure 3.18 En haut : énergie déposée en fonction de la longueur des impulsions entre 10 eV et 10 keV pour les multiplicités de 1 dans le mélange d'argon, en bas : longueur des impulsions entre 10 eV et 10 keV pour les multiplicités de 1 dans le mélange d'argon avec les tritons en noir et les alphas en gris (coupure à 1000 mV.ns sur la perte d'énergie par piste).

3.4.5 Evaluation de l'efficacité de Micromégas

L'efficacité du détecteur n'est pas nécessaire pour l'évaluation de la distribution spatiale du faisceau puisque seule sa forme est recherchée et non sa valeur absolue. Cependant, les différents modes de détection intervenant sont bien identifiés et il a même été possible de reproduire le flux de n -TOF. Les fluences simulée et mesurée de n -TOF sont données sur la figure 3.4 ou la figure 3.21. Le but est donc de diviser le taux de réaction de la figure 3.16 par l'efficacité évaluée et de voir quels sont les écarts obtenus par rapport au flux réel.

Les différents processus de détection pris en compte dans le mélange d'hélium

sont la réaction $n(^6\text{Li},\alpha)t$, les reculs d'atomes d'hydrogène, les reculs d'hélium, les reculs de carbone et enfin les reculs de lithium de la cible. Pour l'argon, les reculs d'hélium sont remplacés par des reculs d'argon. Il s'agit tout d'abord d'établir le taux de réaction Y_r pour chaque processus de détection :

$$Y_r(E) = (1 - \exp(-N_a\sigma_t(E))) \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_t(E)} \quad (3.4)$$

où σ_r est la section efficace de la réaction concernée, σ_t la section efficace totale et N_a est le nombre d'atomes par centimètre carré impliqué dans la réaction considérée. Les taux de réactions obtenus dans les deux gaz sont reportés sur la figure 3.19.

Pour obtenir l'efficacité réelle de détection, le taux de réaction est corrigé par l'efficacité géométrique réelle prenant en compte les seuils de détection. Pour la réaction $n(^6\text{Li},\alpha)t$, les tableaux 3.2 et 3.3 montrent que les tritons et les alphas issus de cette réaction sont détectés à 100% puisque leurs dépôts d'énergie sont au dessus des seuils de détection. Il convient pourtant de faire une légère correction concernant les alphas. Contrairement aux tritons, les alphas ne vont pas tous sortir de la cible de LiF. Une simulation simple, considérant que les alphas sont uniformément et isotropiquement créés dans l'épaisseur de LiF, a montré qu'ils sortent et sont détectés à 95% dans les 2 mélanges. Cette simulation utilise le code *SRIM* [25] permettant d'évaluer le dépôt d'énergie d'atomes dans une grande variété de milieux gazeux ou solides. Le fait que l'angle entre l'alpha et le triton devienne inférieur à 180 degrés quand l'énergie neutronique augmente n'a pas été pris en compte. La correction apportée serait mineure alors que la réaction $n(^6\text{Li},\alpha)t$ n'est pas majoritaire pour les énergies supérieures aux seuils de détection.

Concernant les reculs d'hydrogène, il faut modifier la courbe d'efficacité puisque ceux-ci ne sont détectés qu'à partir des énergies seuils dans chaque gaz. Par exemple dans l'hélium, les reculs de protons ne sont vus qu'à partir de 7 keV d'énergie neutronique et pour $\theta = 0$ (voir équation 3.3). L'angle solide de détection augmente avec l'énergie neutronique. En effet si $E_n = 100$ keV, les reculs de protons sont détectés pour θ compris entre 0 et 74° , angle pour lequel leur énergie vaut 7 keV. A plus haute énergie, le problème est inverse. En effet, les reculs de protons de haute énergie ($\theta = 0$) sont moins détectés car ils déposent moins d'énergie (le dE/dx de l'hydrogène est maximum dans les 2 gaz à 70 keV) alors que les reculs de plus basse énergie, c'est à dire à grand angle déposent suffisamment d'énergie. De plus, les reculs qui ont lieu trop près de la microgrille n'ionisent pas assez dans la zone de dérive pour être détectés. Tous ces paramètres sont pris en compte dans une simulation. Les reculs sont créés uniformément dans les 3 mm de l'espace de dérive et préférentiellement émis vers l'avant ($d\sigma/d\theta = \sin(2\theta)$). Les distributions angulaires

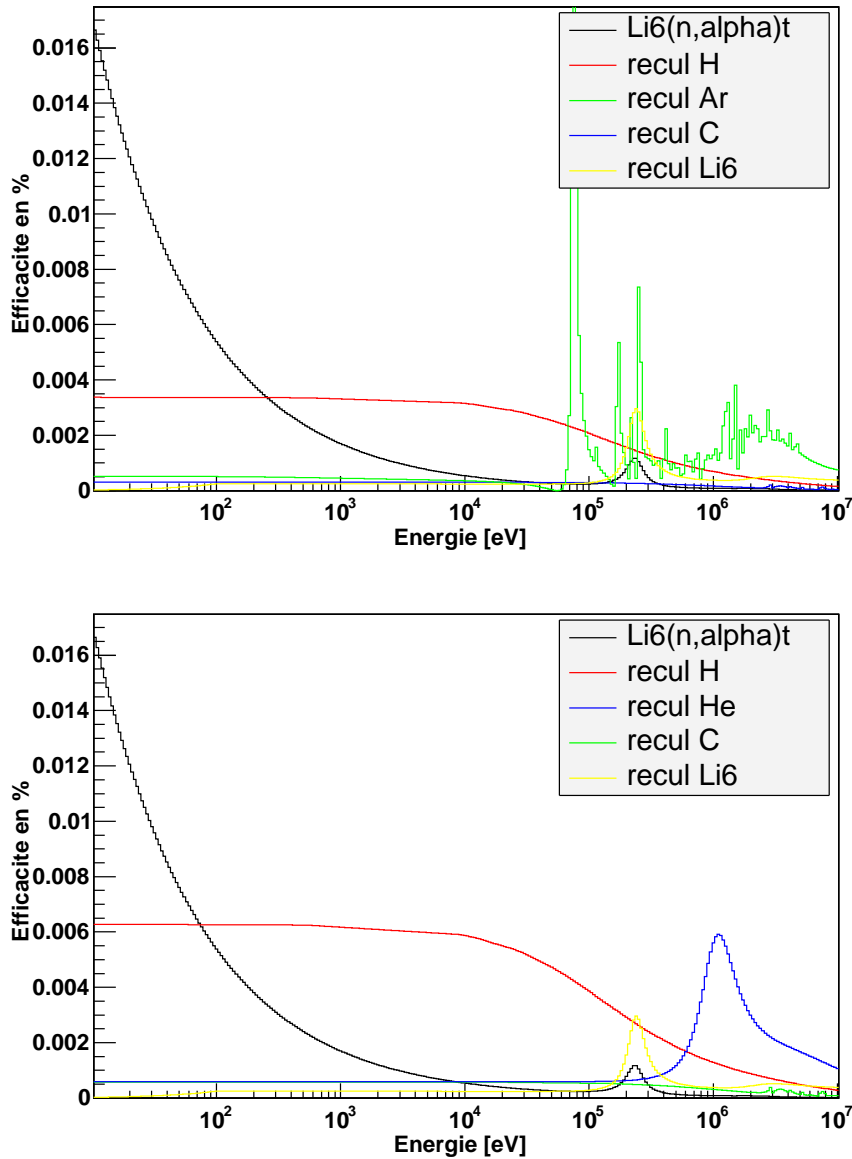


Figure 3.19 Efficacité intrinsèque des différents processus dans le mélange d'argon en haut et le mélange d'hélium en bas.

sont isotropiques dans le référentiel du centre de masse, approximation proche de la réalité aux énergies considérées. Le dépôt d'énergie est estimé à l'aide du code *SRIM* et le recul est conservé s'il dépose plus que l'énergie seuil. Pour les reculs d'hélium,

la même méthode est utilisée pour estimer l'efficacité réelle. Pour les reculs de carbone et d'argon, la simulation est la même à ceci près qu'il faut modifier l'énergie seuil. En effet, à basse énergie (quelques dizaines de keV), le dépôt d'énergie se fait majoritairement par chocs nucléaires et non par ionisation. Un recul de carbone doit avoir une énergie de 40 keV dans l'hélium et 110 keV dans l'argon pour être détecté par ionisation. Quant au recul d'argon dans l'argon, il doit posséder au moins 150 keV. Enfin, pour les reculs de ${}^6\text{Li}$ dans le dépôt de fluorure de lithium, le même type de simulation est utilisé afin d'évaluer si les atomes de ${}^6\text{Li}$ sortent du dépôt et ont suffisamment d'énergie pour être détectés dans la zone de dérive. Les efficacités ainsi modifiées sont visibles figure 3.20.

Le flux est obtenu par normalisation du taux de réaction (cf figure 3.16) avec l'efficacité de chaque gaz. Le flux mesuré par Micromégas est montré sur la figure 3.21. Ces figures comportent également le flux mesuré par la chambre à fission de PTB et le flux simulé.

Les écarts observés par rapport au détecteur du laboratoire PTB sont de différentes natures. Pour le domaine des basses énergies n'impliquant que la réaction $n({}^6\text{Li},\alpha)t$, les résultats sont, dans les 2 gaz, au dessus du flux mesuré par PTB. L'hélium est même un peu au dessus de l'argon comme sur la figure 3.16. En effet, l'hélium avec son seuil plus faible détecte un peu mieux les tritons que l'argon, l'efficacité de détection des tritons dans l'argon doit être un peu en dessous de 100%. De plus, on doit faire intervenir l'erreur sur le regroupement des impulsions appartenant à une même interaction neutronique. Une mauvaise association (2 amas au lieu d'un seul par exemple) entraîne une augmentation factice du taux de réaction, cette erreur a été estimée à 14% pour le mélange d'hélium et 10% pour celui d'argon dans ce domaine d'énergie, les courbes sont donc d'autant trop élevées. Enfin, une incertitude de l'ordre de 2% sur la quantité de LiF déposée doit aussi être prise en compte. Pour les énergies intermédiaires (de 10 keV à 1 MeV), l'hélium semble bien correspondre alors que l'argon est trop bas. Dans les 2 cas le flux est surestimé de 10% à cause de l'erreur sur le regroupement. Les seuils de 7 keV et 40 keV sont des seuils par piste. Les simulations calculant qu'une particule dépose au moins l'énergie seuil dans la zone de dérive surestime donc l'efficacité. En effet, l'orientation de la particule par rapport aux pistes joue également un rôle. Si la particule dépose une énergie de 10 keV répartie sur 2 pistes, l'énergie par piste est inférieure à l'énergie seuil et la particule n'est pas détectée. C'est pourquoi dans l'argon où l'énergie seuil est de 40 keV par piste, le résultat est au dessous du flux réel, alors que dans l'hélium l'effet se fait moins sentir puisque le seuil est plus faible. Par contre, proche des énergies seuils cette perte d'efficacité est bien visible dans les 2 gaz. Enfin, au

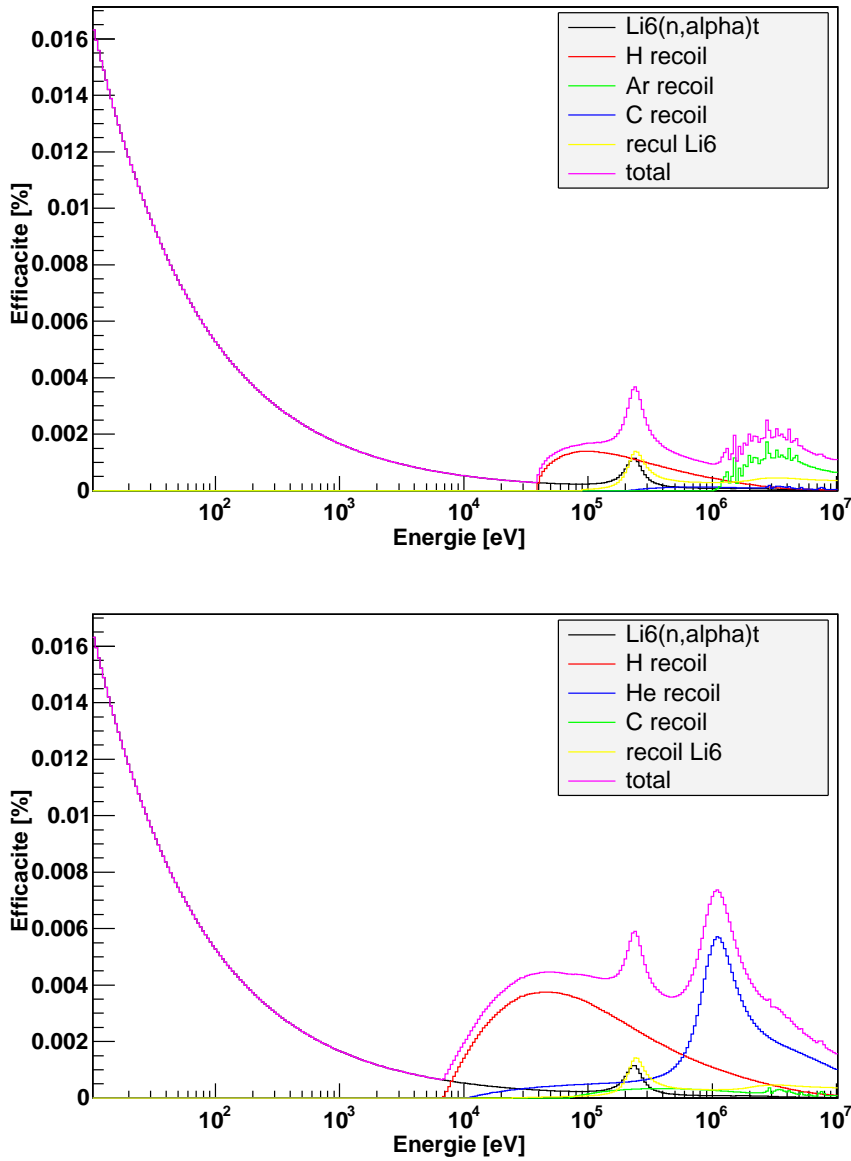


Figure 3.20 Efficacité des différents processus dans le mélange d'argon en haut et dans le mélange d'hélium en bas.

dessus de 1 MeV, le flux mesuré semble trop élevé. De nombreux canaux s'ouvrent à partir de 2 MeV et ils contribuent de manière non négligeable au taux de réaction (absorption dans l'aluminium, dans le carbone et dans le lithium). L'erreur sur le

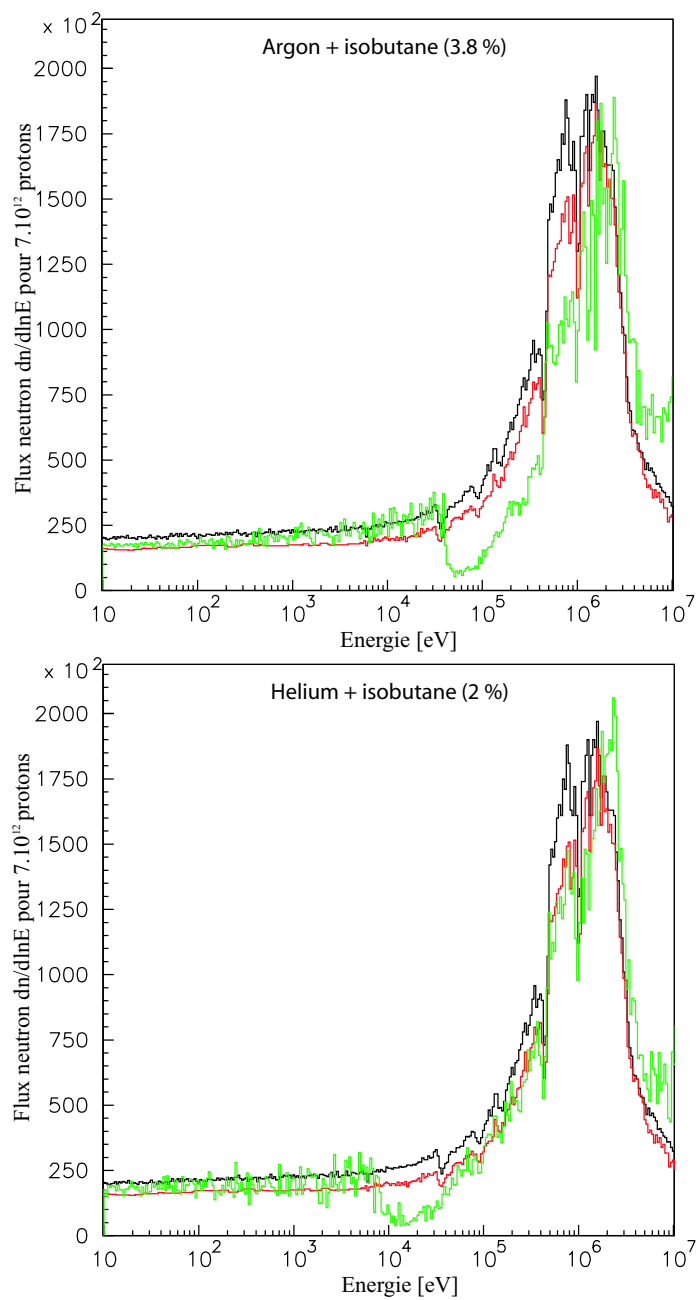


Figure 3.21 Flux simulé en noir, flux mesuré par PTB en rouge, flux mesuré dans l'argon par Micromégas en vert en haut, flux mesuré dans l'hélium par Micromégas en vert en bas.

regroupement reste à 5% dans l'argon mais devient 15% dans l'hélium, raison pour laquelle l'hélium est plus haut.

3.4.6 Résolution temporelle du détecteur

Aucune mesure de résolution spatiale n'a été réalisée avec ce détecteur lors des mesures à n -TOF. La résolution spatiale dépend à la fois du pas des pistes (1.6 mm) et de la méthode de reconstruction utilisée pour reconnaître la piste origine de l'interaction. Si on considère que la reconnaissance de cette piste est correcte, en première approximation, l'interaction a pu avoir lieu n'importe où sur la largeur de la piste. La résolution spatiale est dans ce cas de 0.46 mm (rms). Nous verrons au chapitre suivant comment s'assurer que la piste d'origine est bien reconnue.

La résolution temporelle détermine la précision avec laquelle le temps de vol est mesuré. Pour rappel, le temps de vol est donné par le temps de départ de la première impulsion correspondant aux électrons créés près de la microgrille. La résolution temporelle est au mieux la résolution avec laquelle le temps de départ de cette impulsion est calculé, soit 10 ns (seule la résolution temporelle liée au détecteur est ici considérée), mais elle est dégradée par certains types d'événements. Elle est tout d'abord forcément comprise entre 10 ns et le temps de dérive des électrons sur 3 mm, soit 150 ns dans l'argon et 200 ns dans l'hélium. Deux types d'événements vont éloigner la résolution des 10 ns : les particules traversant le détecteur mais avec une ionisation si faible qu'elles ne déclenchent pas la dernière piste, et celles qui sont stoppées dans le détecteur avant d'atteindre la fin de la zone de dérive. Ces deux cas empêchent l'observation des électrons créés près de la microgrille, on obtient alors un temps de vol auquel il est nécessaire d'ajouter le temps de dérive des derniers électrons créés. On peut s'assurer de choisir des particules suffisamment ionisantes pour déclencher toutes les pistes mais on ne peut rien faire pour celles qui sont arrêtées dans le détecteur. Une simulation utilisée dans le chapitre 4 sur les reculs permet d'estimer la distribution des temps de dérive séparant les derniers électrons de leur entrée dans la zone d'amplification. Pour les 2 gaz, la résolution temporelle la plus défavorable de 10 eV à 20 MeV est de 60 ns dans l'hélium et de 45 ns dans l'argon. Elle correspond à des domaines d'énergie où beaucoup de reculs sont arrêtés dans le détecteur. La résolution temporelle est par contre de 30 ns dans l'hélium à 1 MeV, domaine où une majorité de particules sortent du détecteur. A titre indicatif, 60 ns d'erreur sur le temps représente 4% d'erreur sur l'énergie à 20 MeV et $9 \times 10^{-2}\%$ à 100 keV. La résolution temporelle du détecteur est donc suffisante pour définir des domaines d'énergie neutronique, notre but n'étant pas

bien sûr d'étudier des résonances. Pour finir, avec 60 ns de 10 eV à 20 MeV, la résolution du détecteur est moins bonne que celle liée à n_TOF (voir figure 3.5), c'est donc lui qui fixe l'erreur commise sur l'énergie.

3.5 Calcul de la distribution spatiale du faisceau de neutrons

La connaissance du faisceau de neutrons est importante pour la qualification de la ligne de neutrons n_TOF et pour les mesures de sections efficaces. Le calcul de la distribution spatiale a été réalisé en utilisant les mesures faites avec le mélange d'argon/isobutane (2%).

3.5.1 Les distributions projetées

Les distributions projetées correspondent aux trois mesures réalisées avec des angles différents, une mesure de la distribution horizontale (pistes verticales), une mesure de la distribution verticale (pistes horizontales) et une mesure de la distribution avec un angle de 30° par rapport à l'horizontale. La distribution projetée est en fait l'histogramme de la densité neutronique observée par piste. Le nombre de réactions (proportionnel à la densité neutronique dans un domaine d'énergie donné) par piste est donné par l'origine de l'interaction neutronique de chaque amas. La mesure du temps de vol permet en plus de réaliser ces projections pour différents domaines d'énergie.

a- Les coupures

La confiance dans la reconnaissance de l'origine spatiale de la réaction est ici primordiale. Il s'agit donc maintenant de comprendre pourquoi la trajectoire des tritons n'est pas vue dans sa totalité. L'énergie seuil par piste est de 40 keV dans l'argon. Le tableau 3.2 montre quelques dépôts d'énergie pour les particules qui nous intéressent [19]. Les mêmes dépôts sont montrés dans l'hélium à titre comparatif dans le tableau 3.3. Le dépôt d'énergie des alphas est bien au dessus du seuil tandis que celui des tritons l'est tout juste. Il est donc possible qu'un triton perpendiculaire au plan du détecteur, et donc ne parcourant que 3 mm dans le gaz, ne soit pas pris en compte par l'acquisition. D'autre part, la figure 3.22 confirme que la détection des tritons est à la fois moins efficace que celle des alphas mais aussi qu'elle déforme les distributions de multiplicités. L'émission des alphas et tritons est isotropique dans

Table 3.2 Distance parcourue et dépôt d'énergie dans l'argon/isobutane(2%).

particule	énergie [keV]	distance [mm]	dépôt d'énergie sur 3 mm [keV]
α	2050	11	510
^3H	2730	126	42
recoil de proton	100	1.5	-
recoil de proton	500	9	125
recoil de proton	1000	25	80

Table 3.3 Distance parcourue et dépôt d'énergie dans l'hélium/isobutane(3.8%).

particule	énergie [keV]	distance [mm]	dépôt d'énergie sur 3 mm [keV]
α	2050	37	147
^3H	2730	463	11
p recoil	100	4.6	82
p recoil	500	32	35
p recoil	1000	82	23

le laboratoire, quelle que soit la multiplicité considérée, on devrait avoir la même statistique pour les alphas que pour les tritons (la statistique contenue dans chaque pic est reportée sur la figure 3.22). Cependant, il y a beaucoup plus de tritons de multiplicité 1 et peu de tritons de haute multiplicité par rapport aux alphas. Les tritons de multiplicité 2 ou plus dépose peu d'énergie et ne déclenche qu'une partie des pistes au dessus desquelles ils passent. La statistique est alors beaucoup plus élevée pour les multiplicités 1 puisqu'elle contient aussi des événements provenant des multiplicités supérieures. C'est aussi pour cette raison que la longueur des impulsions tritons semble plus courte (cf section précédente figure 3.18) puisque l'on ne voit qu'une partie de leur trajectoire. Le pic triton pour $m = 1$ sur la figure 3.22 a deux composantes, une pour les tritons ayant réellement une multiplicité de 1 et une autre pour les tritons mal détectés. On ne peut donc pas reconstruire l'origine

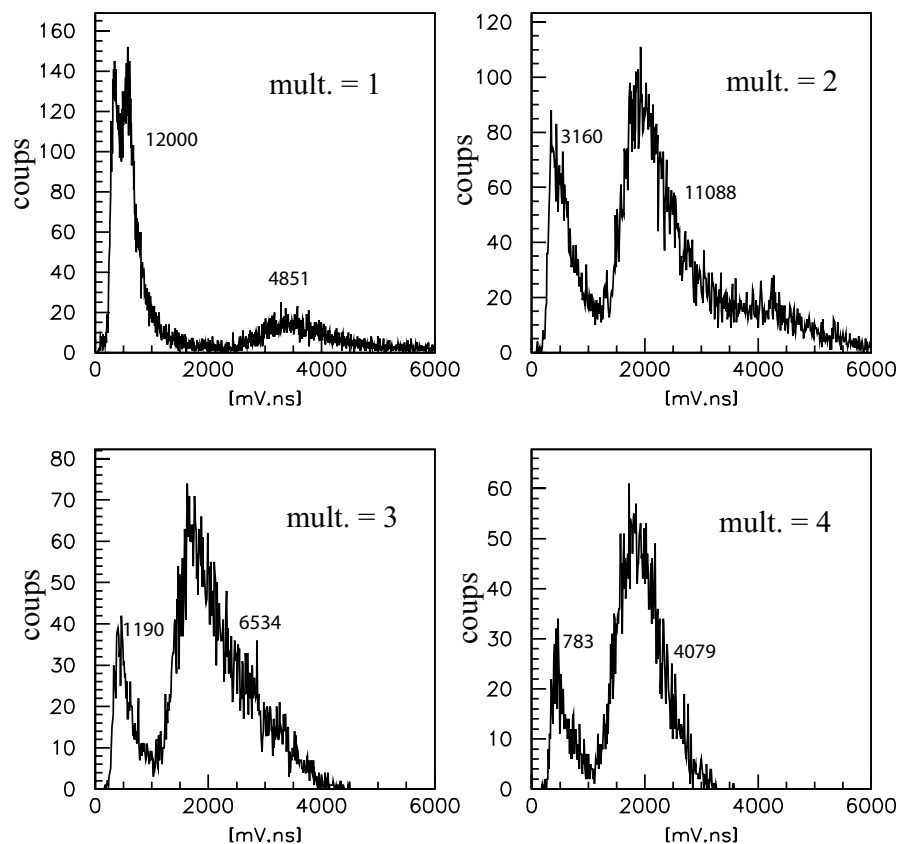


Figure 3.22 Energie déposée/multiplicité dans l'argon de 10 eV à 10 keV pour différentes multiplicités, la statistique est reportée à côté de chaque pic.

spatiale de la réaction de conversion avec les tritons ou de manière général avec les faibles dépôts d'énergie proche du seuil. Il a donc été choisi de ne considérer que les amas dont l'intégrale divisée par la multiplicité est supérieure à 1000 mV.ns afin de garder en majorité les alphas pour les énergies neutroniques comprises entre 10 eV à 10 keV.

Le problème de la coupure est plus compliqué à plus haute énergie. Alors que les tritons et les alphas ont une énergie fixe, les reculs peuvent prendre toutes les énergies de 0 à l'énergie neutronique. De plus, les atomes de reculs sont au nombre de trois avec l'hydrogène, le carbone et l'argon et il n'est pas possible de les séparer. Quelque soit le domaine d'énergie considéré, de 10 keV à 10 MeV, la détection passe toujours par des modes "transitoire". Les reculs ne sont détectés que dans certains

domaines d'énergie : de 40 keV à 2 MeV pour l'hydrogène, au dessus de 110 keV et 150 keV respectivement pour le carbone et pour l'argon. Utiliser la même coupure garantit que, quelque soit la particule, seuls les amas dont l'origine spatiale de la réaction est bien connue sont conservés.

Enfin de 10 MeV à 20 MeV, le problème est beaucoup plus simple. En effet, à cette énergie les reculs d'hydrogène sont invisibles (énergie déposée au dessous du seuil) et les reculs de carbone et d'argon sont bien visibles, ce domaine n'a donc pas besoin de coupure, on garde donc toute la statistique.

La figure 3.23 montre les histogrammes des pistes origines d'interaction avant et après coupure. Elle montre clairement l'amélioration des projections par la coupure, sauf de 10 MeV à 20 MeV où aucune coupure n'est nécessaire.

b- Les projections obtenues

Il est maintenant possible de tracer les distributions projetées normalisées à 7×10^{12} protons (figure 3.24). L'erreur associée à chaque piste est une erreur statistique et les distributions ont été approximées par des gaussiennes. On voit que l'on manque de statistique dans le domaine 10 keV à 100 keV. C'est le domaine où le taux de réaction est le plus faible (cf figure 3.16). Ces profils vont de 10 eV à 20 MeV. Il n'a pas été possible de réaliser des mesures au dessous de 10 eV d'énergie neutronique. En effet, la mémoire de certains flashes ADC était de 2 Mb/piste, ce qui interdit des mesures de temps de vol trop longs. Pour les hautes énergies ($E_n > 20$ MeV), le regroupement en amas devient beaucoup moins précis à cause des événements multiples et de la contraction du temps.

3.5.2 Comparaison aux simulations

La grande longueur de la ligne de neutrons de n -TOF complique la simulation. L'angle solide est si petit que seul 1 neutron sur 10^7 sortant de la cible arrive jusqu'à la zone expérimentale. Le problème a donc été séparé en deux parties :

- Simulation de la cible de spallation et des neutrons sortant de la fenêtre en aluminium et entrant dans le tube à vide
- Transport géométrique des neutrons dans le tube à vide

Pour la première étape, deux programmes ont été utilisés : le programme FLUKA [52] et le programme EAMC (Energy Amplifier Monte Carlo [51]). La géométrie détaillée de la cible et de son entourage a été prise en compte. Le programme FLUKA

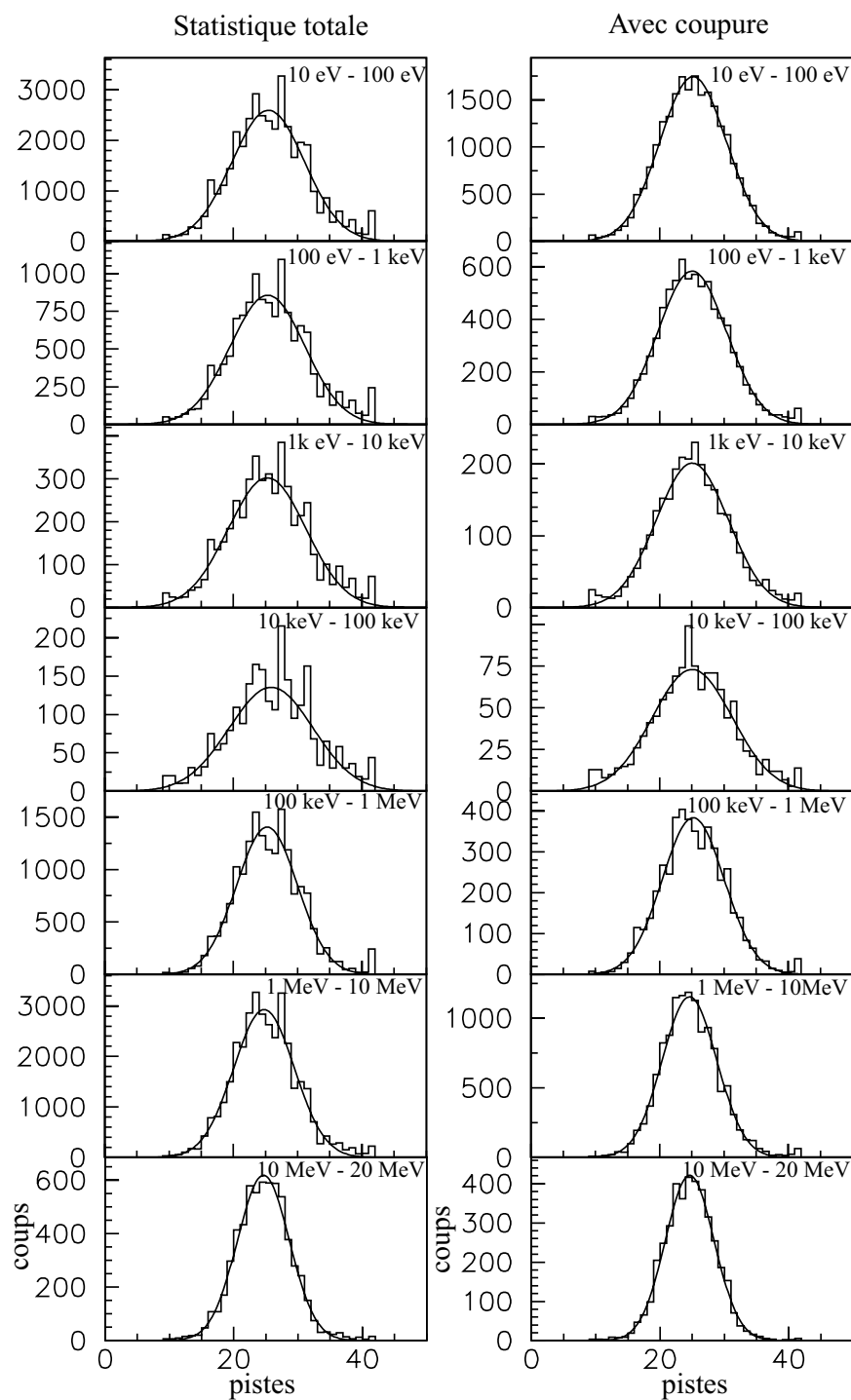


Figure 3.23 Histogrammes des pistes origines d'interaction avec coupure à 1000 mV.ns à droite et sans coupure à gauche de 10 eV à 20 MeV.

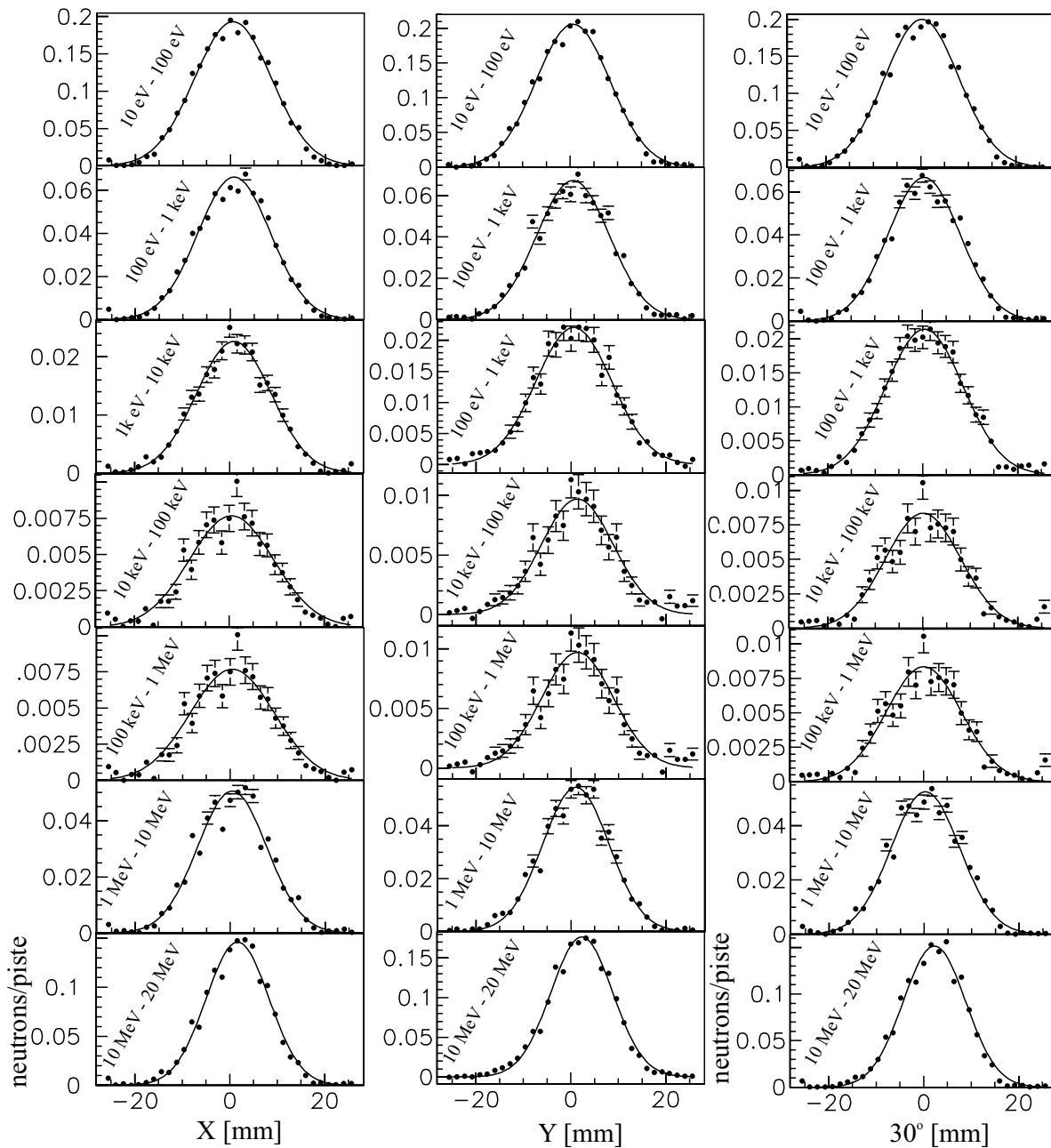


Figure 3.24 Histogrammes des origines d'interaction en [mm] reconstruites pour les projections horizontales, verticales et à 30° approximés par une gaussienne et normalisés pour 7×10^{12} protons de 10 eV à 20 MeV.

était utilisé pour la production des neutrons rapides par la spallation de protons de 20 GeV sur la cible de plomb et pour leur transport jusqu'à l'énergie de 19.6 MeV. Le programme EAMC prend ensuite le relais pour transporter les neutrons d'énergie inférieure à 19.6 MeV, domaine d'énergie où les sections efficaces de réaction sont disponibles. Tous les neutrons sortant de la cible à travers la fenêtre d'aluminium, avec une direction comprise 0 et 10° par rapport à l'axe Z, sont enregistrés dans un fichier. Ce fichier contient pour chaque neutron son énergie, son origine (x,y) sur la cible et sa direction [63].

Dans la deuxième étape, les neutrons ainsi enregistrés sont transportés géométriquement jusqu'au détecteur. Au cours de ce transport, le système de collimation est considéré comme parfait, c'est à dire que chaque neutron touchant un collimateur est supprimé. Afin d'augmenter la statistique, on fait l'hypothèse que la direction des neutrons est isotropique à l'intérieur d'un petit angle solide. Chaque neutron est donc réutilisé plusieurs fois en changeant légèrement sa direction. Son poids est ajusté en fonction du nombre de fois qu'il a été utilisé. Un histogramme en 2 dimensions est obtenu, il donne la distribution spatiale des neutrons arrivant sur le détecteur. Cette distribution est ensuite projetée, comme les données réelles, en prenant en compte la longueur et la largeur des pistes dans les trois directions : horizontale, verticale et 30°. Pour chaque projection, le nombre de coup de chaque piste est normalisé par rapport à la piste ayant le plus grand nombre de coups. Cette normalisation est réalisée pour les données expérimentales et simulées. Il est ainsi possible de comparer la simulation aux données brutes (figure 3.25).

L'écart maximum observé entre la simulation et les données est de 20%. Cet écart est obtenu dans le domaine d'énergie où la statistique est plus faible (10 keV à 100 keV). Il peut être en partie expliqué par des variations de sensibilité et d'énergie collectée d'une piste à l'autre. Certaines pistes ont en effet plus de plots isolants permettant de conserver l'uniformité de la largeur de l'espace d'amplification. Le pas de collage de ces plots n'est pas en accord avec celui des pistes. L'écart entre la simulation et l'expérience est réduit à seulement 10% dans des domaines de bonne statistique (comme sur la figure 3.25). En conclusion, les formes des différentes projections simulées sont en bon accord avec les profils expérimentaux. Ce résultat est confirmé dans les sections suivantes par l'approximation du faisceau par une fonction analytique.

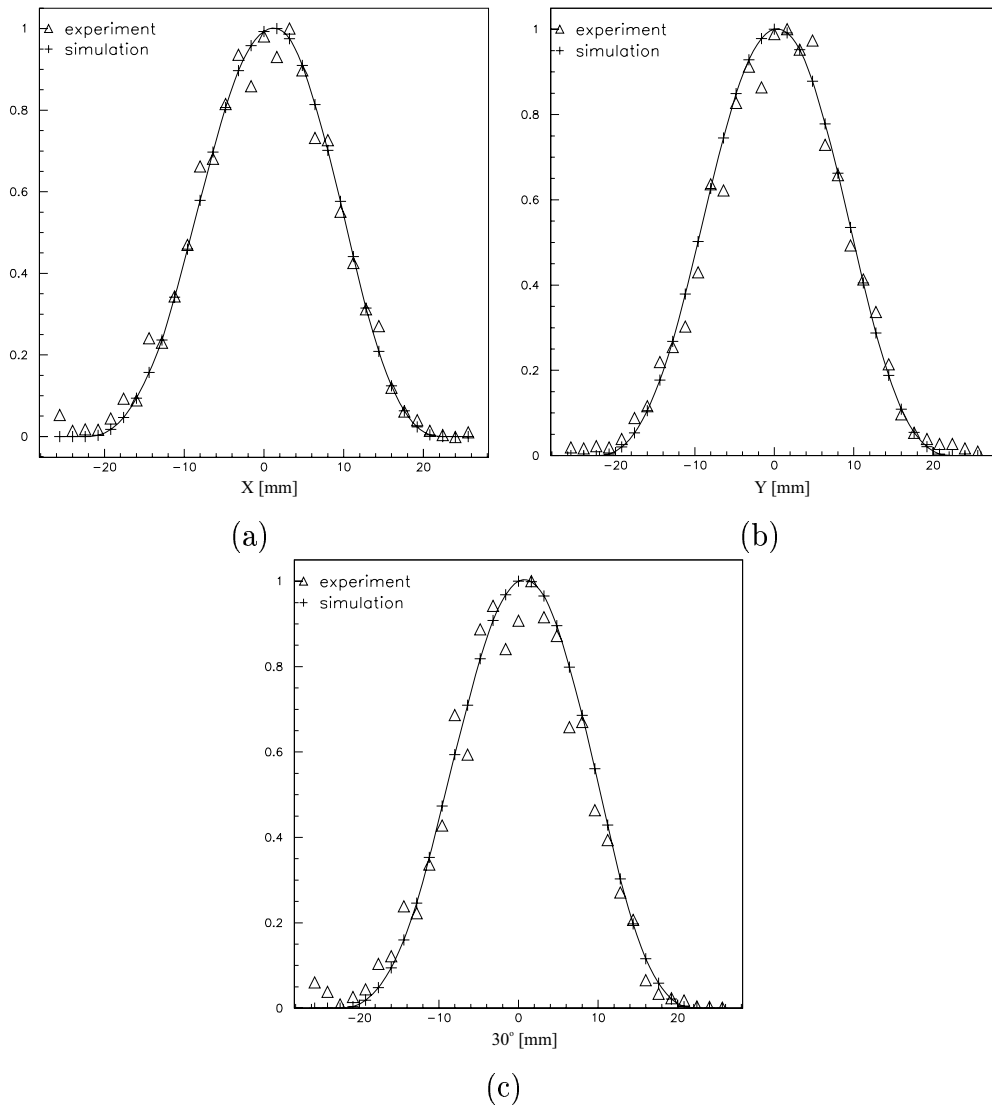


Figure 3.25 Distributions expérimentales et simulées normalisées à leur maximum : (a) horizontale, (b) verticale et (c) 30° , entre 10 eV et 100 eV à 186 m.

3.5.3 Approximation par une fonction analytique

Il est possible en utilisant les 3 orientations du Micromégas de réaliser une approximation analytique de la forme du faisceau. Partant du principe que chaque piste reçoit un nombre de coups proportionnel au flux de neutron, il est possible de comparer ces valeurs à l'intégrale d'une formule analytique dépendant de paramètres.

L'ajustement de ces paramètres pour faire coïncider les données expérimentales et la fonction analytique permet donc de reconstruire le faisceau en 3 dimensions. Il s'agit maintenant de savoir quelle est la forme à donner à cette fonction. L'angle entre la ligne proton et la ligne neutron en sortie de cible est de 10° , de plus les collimateurs peuvent être éventuellement légèrement désalignés. Ceci peut avoir de l'effet sur le centrage et l'orientation du faisceau, il est donc important d'autoriser une éventuelle corrélation entre l'axe X et l'axe Y. Si on considère le système de collimation comme parfait, le faisceau doit être nul à 21.5 mm de son centre (la figure 3.26 donne $R_{max} = 21.33$ mm). La fonction analytique sera donc imposée à 0 en R_{max} . Si, de plus, le faisceau n'est pas trop décentré par rapport au détecteur, il sera entièrement inclus dans la zone active du détecteur de 40 mm de diamètre, il n'y a donc aucune correction d'efficacité à faire entre les pistes. D'après la forme

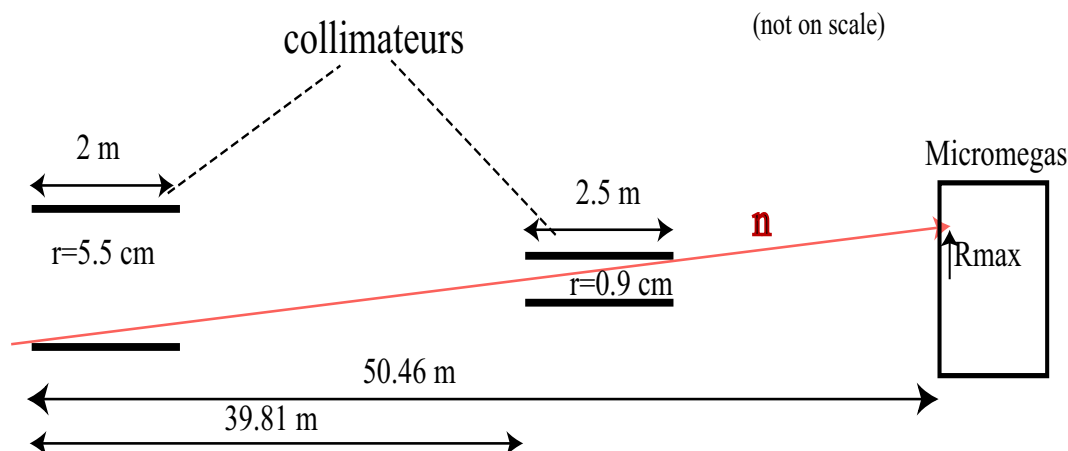


Figure 3.26 Schéma du système de collimation.

des projections mesurées, le faisceau ressemble à une gaussienne à 186 m. Au vu du système de collimation, le faisceau est composé de l'image directe de la source et d'un halo, la part de l'un et de l'autre dépendant de la distance par rapport au second collimateur. Le centre du faisceau est influencé par la forme de la source en sortie de cible alors que ces bords correspondent au halo et ont une forme gaussienne. La source en sortie de cible est la conséquence des nombreux processus de diffusion des neutrons issus de la spallation, elle a donc la forme d'une gaussienne étendue, d'écart type égal environ à 14 cm pour les énergies neutroniques considérées ici [53]. La fonction analytique doit donc être gaussienne avec la possibilité d'être aplanie en son centre, l'influence de la source sera alors réellement prise en compte. Pour

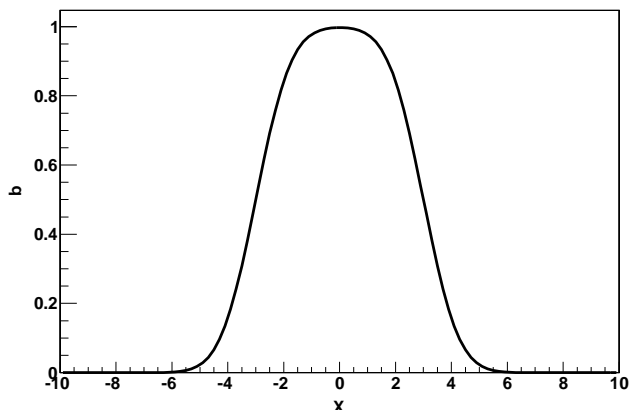


Figure 3.27 $b(x; \sigma, a)$ avec $A = 1$, $\sigma = 1$ et $a = 3$.

simplifier, considérons tout d'abord un cas à 1 dimension. La convolution d'une gaussienne avec une fonction porte de largeur $2a$ donne :

$$\text{Gaussienne:} \quad g(x; \sigma) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.5)$$

$$\text{Porte:} \quad p(x; a) = U(a+x) + U(a-x) - 1 \quad (3.6)$$

$$\text{où} \quad U(x) = 1 \text{ si } x \geq 0 \text{ et } U(x) = 0 \text{ si } x < 0 \quad (3.7)$$

$$\text{Convolution} \quad b(x; \sigma, a) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t)p(t-x)dt \quad (3.8)$$

$$\Leftrightarrow b(x; \sigma, a) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{x-a}^{x+a} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (3.9)$$

$$\Leftrightarrow b(x; \sigma, a) = \frac{A}{2} \left(\text{Erf}\left(\frac{x+a}{\sqrt{2}\sigma}\right) + \text{Erf}\left(\frac{a-x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \right) \quad (3.10)$$

$$\text{où Erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-t^2} dt \quad (3.11)$$

La fonction $b(x; \sigma, a)$ est tracée figure 3.27. Cette fonction ressemble à une gaussienne mais le paramètre a permet de l'aplanir au sommet.

En 2 dimensions, la même convolution est réalisée. On se ramène au cas 1 dimension en travaillant en polaire. La fonction analytique choisie $B(r, \theta)$ est donc la convolution 1 dimension d'une gaussienne corrélée $G(r, \theta)$ et d'une fonction porte à base elliptique $E(\theta)$ sur chaque rayon de l'ellipse :

$$G(r, \theta) = \frac{A\sqrt{2f(\theta)}}{\sqrt{2\pi}} \exp(-r^2 f(\theta)) \quad (3.12)$$

$$E(\theta) = \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}} \quad (3.13)$$

$$\text{où } f(\theta) = \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left(\frac{\cos^2 \theta}{\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma_y^2} - 2\rho \frac{\cos \theta \sin \theta}{\sigma_x \sigma_y} \right) \quad (3.14)$$

Les paramètres de l'ellipse sont les mêmes que ceux de la gaussienne (σ_x , σ_y et ρ le coefficient de corrélation entre X et Y) afin de respecter totalement sa forme. D'autre part, le σ de la gaussienne 2 dimensions est évidemment variable en fonction de θ , on retrouve cette dépendance dans la fonction $f(\theta)$ ($\sigma = 1/(\sqrt{2f(\theta)})$). Le paramètre a n'a pas tout à fait la même signification que dans le cas à 1 dimension. Il est ici normalisé par le σ de la gaussienne, c'est un facteur d'échelle sans dimension modifiant la gaussienne en fixant la taille du plateau à son sommet. On calcule ensuite la convolution, celle-ci est réalisée en 1 dimension sur chaque rayon r quelque soit l'angle θ :

$$B(r, \theta) = \frac{A\sqrt{f(\theta)}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-t^2 f(\theta)) \quad (3.15)$$

$$\times \left(U\left(t - \left(r - \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}}\right)\right) + U\left(r + \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}} - t\right) - 1 \right) dt \quad (3.16)$$

$$\Leftrightarrow B(r, \theta) = \frac{A\sqrt{f(\theta)}}{\sqrt{\pi}} \int_{r - \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}}}^{r + \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}}} \exp(-t^2 f(\theta)) dt \quad (3.17)$$

$$\Leftrightarrow B(r, \theta) = \frac{A\sqrt{f(\theta)}}{\sqrt{\pi}} \int_{r - \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}}}^{r + \frac{a}{\sqrt{f(\theta)}}} \exp(-t^2 f(\theta)) dt \quad (3.18)$$

$$\text{en posant } v = t\sqrt{f(\theta)} \quad (3.19)$$

$$\Leftrightarrow B(r, \theta) = \frac{A}{\sqrt{\pi}} \int_{a-r\sqrt{f(\theta)}}^{a+r\sqrt{f(\theta)}} \exp(-v^2) dv \quad (3.20)$$

$$\Leftrightarrow B(r, \theta) = \frac{A}{2} (\text{Erf}(a + r\sqrt{f(\theta)}) + \text{Erf}(a - r\sqrt{f(\theta)})) \quad (3.21)$$

La même fonction exprimée en coordonnées cartésiennes mais décentrée, avec la

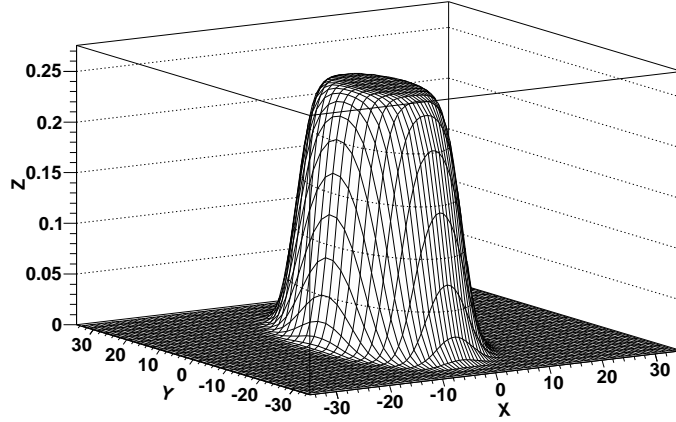


Figure 3.28 Représentation de la fonction $B(x, y)$ définie équation 3.22 avec $A = 1$, $\mu_x = \mu_y = 0$, $\sigma_x = 2$, $\sigma_y = 4$, $\rho = 0.1$ et $a = 4$.

coupure en R_{max} , s'écrit :

$$B(x, y) = \frac{A}{2a} (\text{Erf}(a + g(x, y)) - \text{Erf}(g(x, y) - a)) \quad (3.22)$$

$$\text{où } g(x, y) = \sqrt{\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left(\frac{(x-\mu_x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\mu_y)^2}{\sigma_y^2} - 2 * \rho \frac{(x-\mu_x)(y-\mu_y)}{\sigma_x \sigma_y} \right)} \quad (3.23)$$

$$B(x, y) = 0 \text{ pour } r = \sqrt{(x-\mu_x)^2 + (y-\mu_y)^2} > R_{max} \quad (3.24)$$

A , μ_x , μ_y , σ_x , σ_y , ρ et a sont donc les paramètres libres de la fonction analytique à ajuster aux données expérimentales. A est une constante multiplicative, μ_x et μ_y sont les centres du faisceau dans le référentiel du laboratoire, ρ est le coefficient de corrélation entre l'axe X et l'axe Y, $\sigma_x \sqrt{1-\rho^2}$ et $\sigma_y \sqrt{1-\rho^2}$ sont les déviations standard dans le référentiel lié aux axes principaux de la gaussienne et enfin a fixe la taille du plateau au centre. Il est possible de montrer que la fonction analytique tend vers la gaussienne d'origine quand a tend vers 0 (le facteur $1/a$ a été rajouter pour tendre exactement vers la gaussienne). La figure 3.28 montre un exemple de la fonction analytique obtenue.

Un programme est chargé d'intégrer la fonction analytique sur chacune des pistes du détecteur pour chacune des trois orientations. Ce programme est appelé lors de l'ajustement des paramètres aux données expérimentales. Il prend en compte la taille exacte de chaque piste (longueur L et largeur l) et sa situation par rapport au repère

lié au centre du faisceau (figure 3.29). L'intégration fonctionne pour n'importe quelle orientation θ .

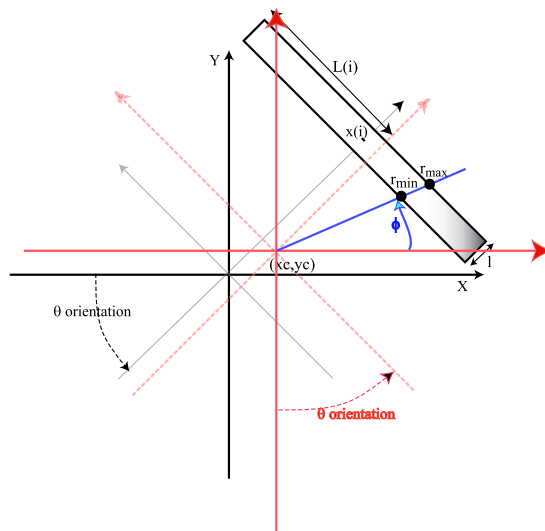


Figure 3.29 Piste replacée dans les différents référentiels, celui du laboratoire en noir et celui du faisceau centré en x_c et y_c en rouge.

3.5.4 Résultats à 186 m et à 185.2 m

L'intégrale de la fonction analytique est calculée sur toutes les pistes pour les 3 orientations et donne un vecteur $Q_{i,j}$ avec $i \in \{1, 2, \dots, N = \text{numéro de piste}\}$ et $j \in \{x, y, 30^\circ\}$. L'ensemble des points $Q_{i,j}$ est comparé aux données expérimentales $P_{i,j}$ en utilisant un χ^2 [64, 65] :

$$\chi^2 = \sum_{j \in \{x, y, 30^\circ\}} \sum_{i=1}^N \frac{(P_{i,j} - Q_{i,j})^2}{\epsilon_{i,j}^2} \quad (3.25)$$

où $\epsilon_{i,j}$ est l'erreur associée aux données expérimentales. Elle prend en compte l'erreur statistique mais aussi l'incertitude liée à la détection et au nombre de protons incidents sur la cible. Le nombre total de neutrons détectés est calculé pour 7×10^{12} protons et pour les 3 orientations. Ce nombre devrait être constant or il montre des variations de l'ordre de 5% contenant à la fois l'incertitude liée à la détection et au nombre de protons. Le programme MINUIT [66] est utilisé à travers PAW [67] pour

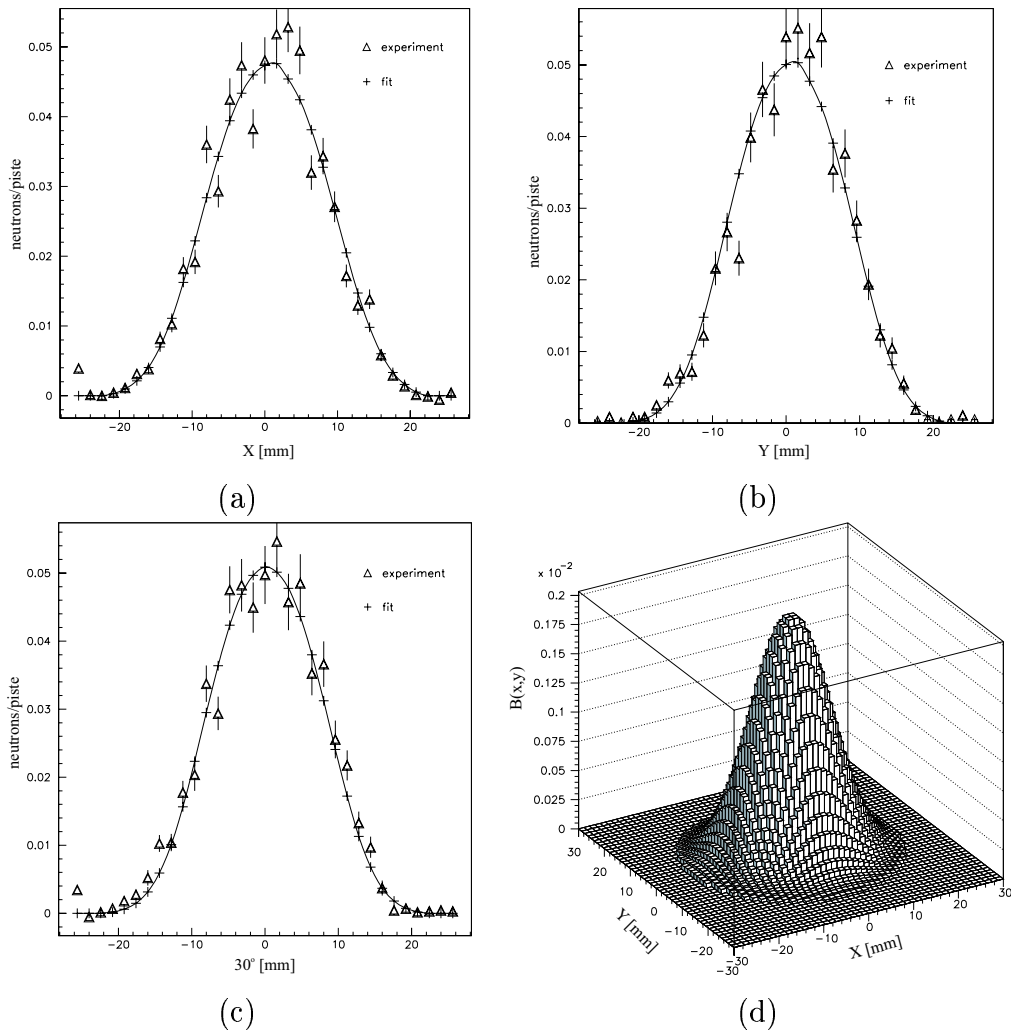


Figure 3.30 (a) Horizontal, (b) vertical, (c) 30° Profils expérimentaux et analytiques obtenus entre 100 keV et 1 MeV à 186 m et (d) faisceau correspondant, pour un paquet de 7×10^{12} protons.

ajuster les paramètres en minimisant le χ^2 . Le résultat obtenu est montré figure 3.30 pour un domaine d'énergie.

Les valeurs obtenues dans les différents domaines d'énergie à 186 m sont reportées dans le tableau 3.4. La valeur du paramètre A n'est pas donnée, le but étant seulement d'obtenir la forme du faisceau. Le tableau 3.5 donne les résultats de la même approximation mais sur les données simulées. Les incertitudes obtenues sont sous estimées puisque les valeurs des χ^2 réduits après ajustement étaient toujours

comprises entre 1 et 10.

Table 3.4 Paramètres μ_x , μ_y , σ_x , σ_y , ρ et a à 186 m calculés sur les données expérimentales.

Energie	σ_x [mm]	σ_y [mm]	μ_x [mm]	μ_y [mm]	ρ	a
10 eV-100 eV	5.6±0.1	5.4±0.1	0.41±0.01	0.21±0.01	0.01±0.02	1.33 ±0.01
100 eV-1 keV	5.5±0.1	5.5±0.1	0.60±0.01	0.59±0.01	0.01±0.03	1.32 ±0.04
1 keV-10 keV	5.8±0.1	5.9±0.2	0.8±0.1	0.5±0.1	0.05±0.05	1.25±0.03
10 keV-100keV	6.3±0.2	5.8±0.2	0.2±0.1	0.8±0.1	-0.05±0.08	1.25±0.08
100 keV-1 MeV	5.2±0.2	4.8±0.2	0.6±0.3	0.6±0.1	0.08±0.03	1.4±0.1
1 MeV-10 MeV	4.6±0.1	4.3±0.1	1.2±0.1	2.3±0.1	-0.03±0.02	1.40±0.04
10 MeV-20 MeV	3.6±0.1	3.5±0.1	1.2±0.1	3.0±0.1	0.02±0.04	1.8±0.01

Les désaccords les plus importants entre les tableaux 3.4 et 3.5 se situent entre 10 keV et 1 MeV, ce qui peut être mis sur le compte de la statistique étant donné le faible taux de réaction dans ce domaine d'énergie. C'est aussi pour cette raison que les écarts type σ_x et σ_y ont une valeur plus importante dans cette région. La simulation est en bon accord sur le déplacement du centre du faisceau observé en X. Ce déplacement trouve certainement son origine dans l'angle de 10° d'incidence des protons sur la cible de plomb. Par contre, le décalage du centre en Y n'est pas prévu par la simulation. Il peut impliquer un léger décentrage du faisceau de protons sur la cible. Cependant, les 2 tableaux 3.4 et 3.5 sont globalement équivalents, ce qui valide encore une fois la simulation.

En utilisant les simulations, il est maintenant possible de calculer la valeur de tous les paramètres à la position du porte-échantillon (tableau 3.6) puisque c'est là que la connaissance du faisceau peut être importante pour les mesures de sections efficaces par les détecteurs C_6D_6 . L'évolution des paramètres σ_x , σ_y et a en fonction de l'énergie a été reportée sur la figure 3.31. Les neutrons les plus énergétiques ont moins diffusés dans la cible de plomb, le faisceau en sortie de cible est alors moins étendu. Après le système de collimation, l'image du faisceau est donc elle aussi moins large et plus semblable au faisceau en sortie de cible pour les hautes énergies, ce qui explique l'évolution des paramètres σ_x , σ_y et a . Le paramètre A est donné dans le tableau 3.6 afin d'approximer les simulations de manière absolue pour le calcul de la part du faisceau touchant un échantillon (voir section suivante). Le paramètre ρ a été fixé à 0 vu les valeurs observées dans les précédents tableaux. On remarquera

Table 3.5 Paramètres μ_x , μ_y , σ_x , σ_y , ρ et a à 186 m calculés sur les données simulées.

Energie	σ_x [mm]	σ_y [mm]	μ_x [mm]	μ_y [mm]	ρ	a
10 eV-100 eV	5.32±0.05	5.19±0.05	0.71±0.01	0.07±0.01	0.022±0.004	1.40 ±0.02
100 eV-1 keV	5.33±0.05	5.29±0.05	0.61±0.01	0.04±0.01	0.02±0.01	1.35 ±0.01
1 keV-10 keV	5.47±0.05	5.41±0.05	0.97±0.01	0.14±0.01	-0.004±0.004	1.28±0.02
10 keV-100keV	5.31±0.04	5.25±0.04	0.82±0.01	0.18±0.01	-0.005±0.003	1.31±0.01
100 keV-1 MeV	5.20±0.01	5.13±0.01	0.90±0.01	0.10±0.01	0.003±0.001	1.34±0.05
1 MeV-10 MeV	4.40±0.01	4.40±0.01	1.23±0.01	0.14±0.01	0.004±0.001	1.47±0.002
10 MeV-20 MeV	3.38±0.05	3.37±0.04	1.29±0.01	0.22±0.01	0.018±0.008	1.88±0.04

Table 3.6 Paramètres A , μ_x , μ_y , σ_x , σ_y et a à 185.2 m calculés sur les données simulées.

Energie	A	σ_x [mm]	σ_y [mm]	μ_x [mm]	μ_y [mm]	a
10 eV-100 eV	8590±65	4.97±0.04	4.83±0.04	0.63±0.01	0.05±0.01	1.40 ±0.02
100 eV-1 keV	9630±71	4.95±0.04	4.92±0.04	0.54±0.01	0.04±0.01	1.40 ±0.02
1 keV-10 keV	10510±40	5.09±0.04	5.05±0.04	0.86±0.01	0.13±0.01	1.32±0.02
10 keV-100keV	18750±98	4.99±0.03	4.93±0.03	0.80±0.01	0.17±0.01	1.35±0.01
100 keV-1 MeV	182900±292	4.87±0.01	4.83±0.01	0.79±0.01	0.07±0.01	1.37±0.01
1 MeV-10 MeV	222000 ±258	4.06±0.01	4.05±0.01	1.10±0.01	0.13±0.01	1.58±0.001
10 MeV-20 MeV	1930±21	3.14±0.04	3.13±0.04	1.27±0.02	0.20±0.02	2.02±0.04

figure 3.32 la très bonne reproduction des simulations par la fonction analytique.

3.5.5 Fraction du faisceau vue par un échantillon

Les échantillons placés dans le faisceau pour les mesures de sections efficaces de capture des détecteurs C_6D_6 sont souvent plus petits que l'étendue du faisceau. Il est important de connaître la part du faisceau qu'ils reçoivent. Pour calculer la fraction du faisceau touchant la cible, il faut calculer l'intégrale totale du faisceau ($r \in [0, R_{max}]$ et $\theta \in [0, 2\pi]$) et l'intégrale du faisceau sur la cible ($r \in [0, R_{cible}]$ et $\theta \in$

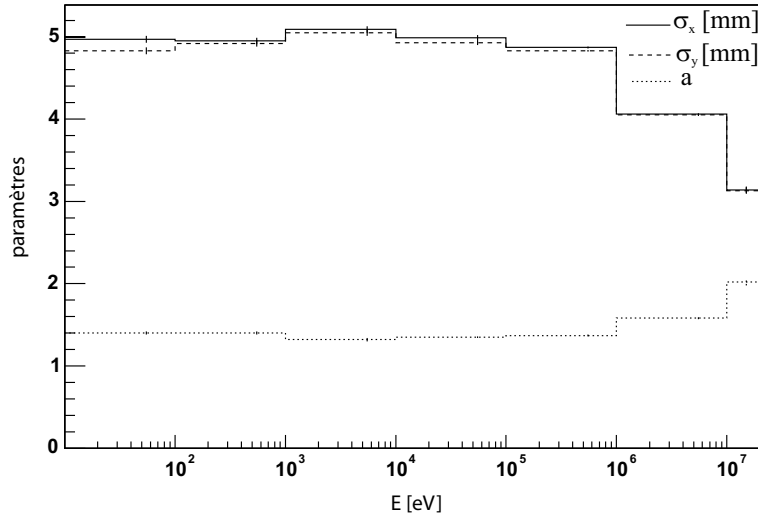


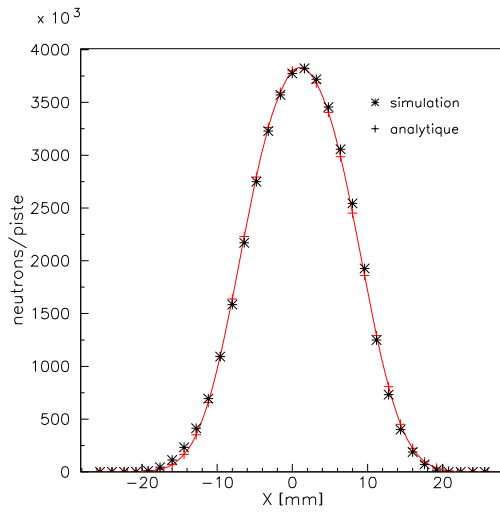
Figure 3.31 σ_x , σ_y et a en fonction de l'énergie à 185.2 m.

$[0, 2\pi]$). L'approximation réalisée avec MINUIT donne les erreurs et la matrice de corrélation, ce qui permet d'obtenir l'erreur sur le calcul de la fraction du faisceau. Les erreurs sont généralement très faibles vu que l'approximation analytique sur les données simulées est quasiment parfaite. Si I est l'intégrale du faisceau sur la cible, sa variance $V(I)$ est :

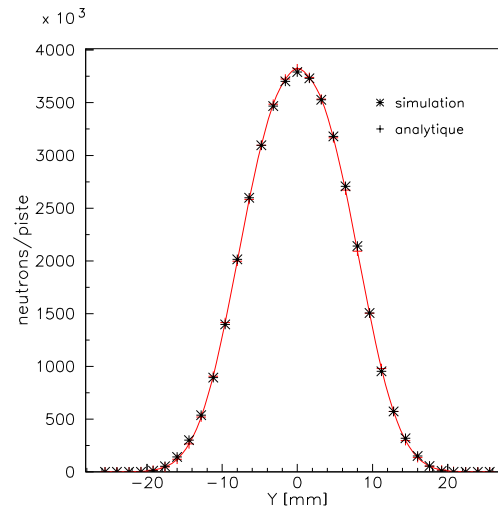
$$V(I) = \sum_j \left(\frac{\partial I}{\partial x_j} \right)^2 V(x_j) + \sum_j \sum_{k \neq j} \frac{\partial I}{\partial x_j} \frac{\partial I}{\partial x_k} cov(x_j, x_k) \quad (3.26)$$

où x_j sont les paramètres, $V(x_j)$ leur variance et $cov(x_j, x_k)$ sont les éléments de la matrice de covariance.

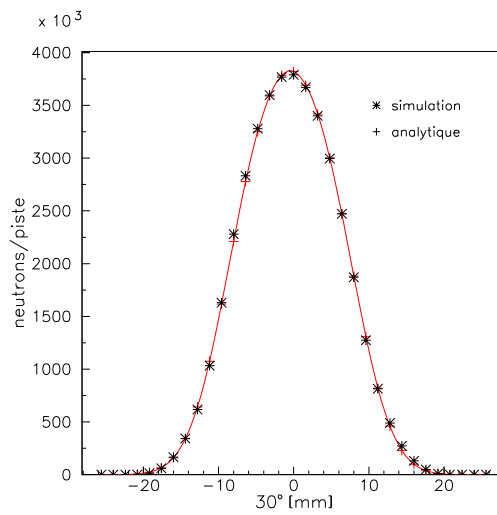
Mathematica [68] est utilisé pour calculer l'intégrale du faisceau ainsi que les différents dérivés. Sept fichiers *Mathematica* ont été écrits, un pour chaque domaine d'énergie considéré. Ces fichiers sont accessibles via le site internet de la collaboration n_TOF [69]. Le rayon de la cible qui doit être donné en millimètre est le seul paramètre à entrer. La fraction du flux est calculée ainsi que la variance de l'intégrale du faisceau sur la cible. Les résultats obtenus pour un échantillon de 10 mm de diamètre sont donnés tableau 3.7.



(a)



(b)



(c)

Figure 3.32 Profils simulés et approximation analytique : (a) horizontale, (b) verticale et (c) 30° entre 1 MeV et 10 MeV à 185.2 m.

Table 3.7 Pourcentage du faisceau vu par une cible de 10 mm.

Energie	Fraction du faisceau (%)	erreur (%)
10 eV-100 eV	19.0	0.3
100 eV-1 keV	18.8	0.3
1 keV-10 keV	19.0	0.3
10 keV-100keV	19.4	0.2
100 keV-1 MeV	19.8	0.1
1 MeV-10 MeV	22.9	0.2
10 MeV-20 MeV	26.1	2.8

3.6 Conclusion

La mesure des caractéristiques spatiales du faisceau de neutrons de n_TOF a été réalisée avec un détecteur Micromégas [70]. L'utilisation de plusieurs modes de détection (absorption dans le ${}^6\text{Li}$ et recul dans le gaz) a permis d'établir avec précision la forme du faisceau sur une large gamme d'énergie. Le faisceau de n_TOF a de plus été approximé par une fonction analytique et comparé aux simulations. La validation des simulations et leur approximation par une fonction analytique permettent d'estimer l'erreur sur la fraction du faisceau reçue par un échantillon, résultat utile pour des mesures absolues de sections efficaces. Cette technique innovante de détection des neutrons peut avoir de multiples applications comme la caractérisation de faisceaux de neutrons pour le médical, ou encore en imagerie neutronique très utilisée pour le contrôle de pièces mécaniques.

Chapitre 4

Etude des reculs avec le Micromégas de n-TOF

Le télescope à recul de protons est une méthode de mesure d'énergie neutronique [7]. Les neutrons, en passant dans une cible à forte concentration d'hydrogène, expulsent des protons par diffusion élastique. Les protons sont ensuite détectés à différents angles de recul θ par exemple par un détecteur gazeux. Dans le cas d'un détecteur Micromégas, la cible hydrogénée est directement fournie par le gaz circulant dans le détecteur. De plus, les pistes du détecteur permettent de détecter les atomes de recul pour une grande variété d'angles sans avoir à déplacer le détecteur. Les données prises au sein de l'expérience n-TOF présentaient donc un double intérêt : le fait de reconstruire le faisceau de neutron jusqu'à 20 MeV grâce aux atomes de recul mais aussi la possibilité de comparer l'énergie neutronique obtenue par temps de vol à l'énergie calculée par l'estimation de l'angle des reculs détectés. Ce chapitre présente donc la méthode utilisée pour évaluer l'angle des reculs et ouvre de nouvelles voies de mesures de l'énergie neutronique.

4.1 Méthodes d'estimation de la vitesse de dérive des électrons

4.1.1 Méthode expérimentale

Les électrons créés lors de l'ionisation d'une particule chargée dans le gaz ne sont vus que lorsqu'ils atteignent l'espace d'amplification. De ce fait, les électrons créés près de l'électrode de dérive arrivent après ceux qui sont créés près de la microgrille et donnent lieu à une avalanche avec un temps de retard correspondant à leur temps

de dérive. C'est sur ce principe qu'est basé la mesure expérimentale de la vitesse de dérive des électrons. Un laser UV d'une longueur d'onde de 330 nm envoie des photons qui traversent l'électrode de dérive et la microgrille toutes deux en nickel (figure 4.1).

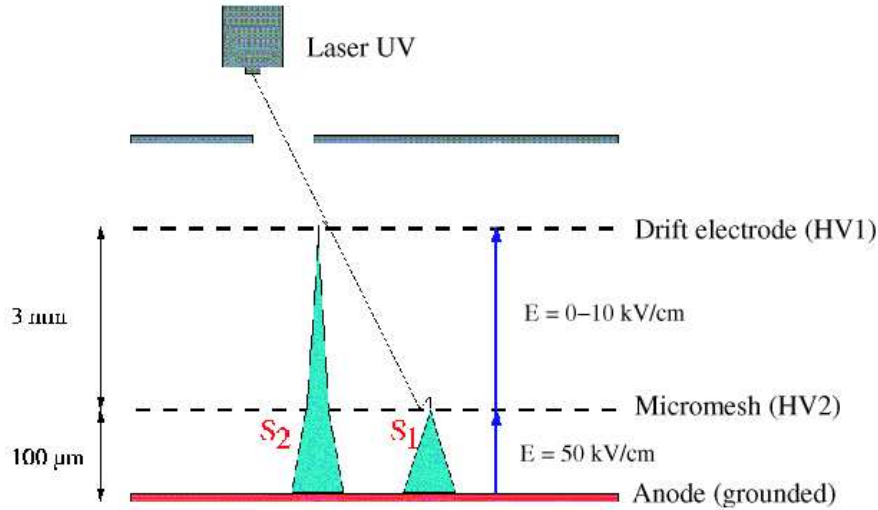


Figure 4.1 Schéma du dispositif expérimental de mesure de la vitesse électronique.

Des photoélectrons sont créés par effet photoélectrique sur ces deux électrodes et on mesure le temps Δt séparant les impulsions électroniques provenant des deux électrodes (figure 4.2). La vitesse électronique v est obtenue à partir de la formule $v = d/\Delta t$ où d est la longueur de la dérive.

Il est à remarquer que la première impulsion est composée d'une partie rapide correspondant au courant électronique et d'une partie lente correspondant au courant ionique. La diffusion longitudinale des électrons sur la longueur de dérive ne permet pas de voir le signal ionique dans la deuxième impulsion. Les mesures expérimentales ont donné une vitesse de dérive de $1.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ dans le mélange d'hélium/isobutane (3.8%) et de $2.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ dans le mélange d'argon/isobutane (2%) [71].

4.1.2 Le programme *Garfield*

Garfield est un programme en accès libre au CERN. Il permet la simulation détaillée de chambres à fils bidimensionnelles et d'optimiser par exemple l'électrostatique de

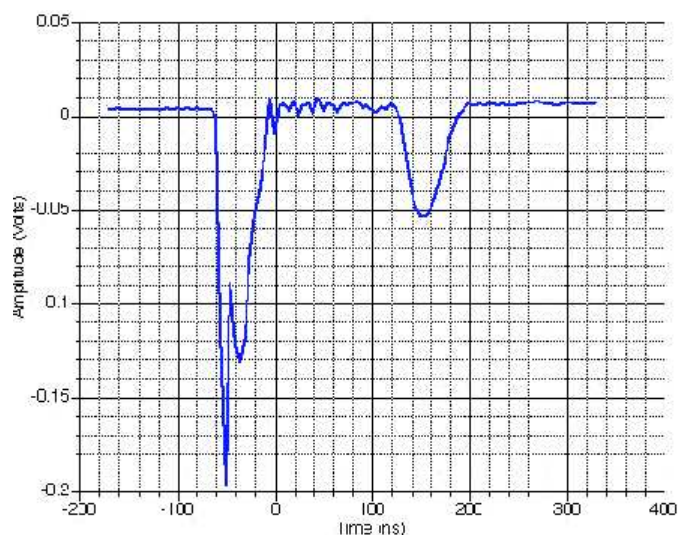


Figure 4.2 Signal électrique observé sur l'anode.

la chambre [35]. Ce programme est interfacé avec le programme *Magboltz* écrit par Steve Biagi [72] calculant les vitesses de dérive et les coefficients de diffusion des électrons pour quasiment tous les gaz. Il réalise un calcul des coefficients de transport des électrons en utilisant leurs sections efficaces de collision élastique et inélastique avec les atomes du gaz. Nous l'avons utilisé pour les mélanges d'hélium/isobutane (3.8%) et d'argon/isobutane (2%) de n_TOF afin d'obtenir les vitesses de dérive en fonction du champ électrique (figure 4.3). Dans le mélange d'argon/isobutane (2%), les mesures ont été effectuées avec un champ de dérive de 0.33 kV/cm ce qui donne une vitesse de dérive de 2.4 cm/ μ s. Pour l'hélium/isobutane (3.8%), avec un champ de dérive de 1.33 kV/cm, la vitesse donnée par *Magboltz* est de 1.8 cm/ μ s.

4.1.3 Analyse des données de n_TOF

La vitesse de passage des particules chargées dans le détecteur est bien supérieure à celle de dérive des électrons. La vitesse de dérive des électrons peut être estimée grâce aux événements perpendiculaires aux pistes ayant une grande multiplicité en utilisant le temps de dérive (figure 4.4). Le temps de dérive est le temps séparant le début de la première impulsion (électrons près de la microgrille) d'un amas du maximum de la dernière impulsion (électrons près de la dérive). C'est finalement la même méthode que la mesure expérimentale de la vitesse décrite précédemment. On divise le temps dérive par la longueur de l'espace de dérive (3 mm) pour obtenir

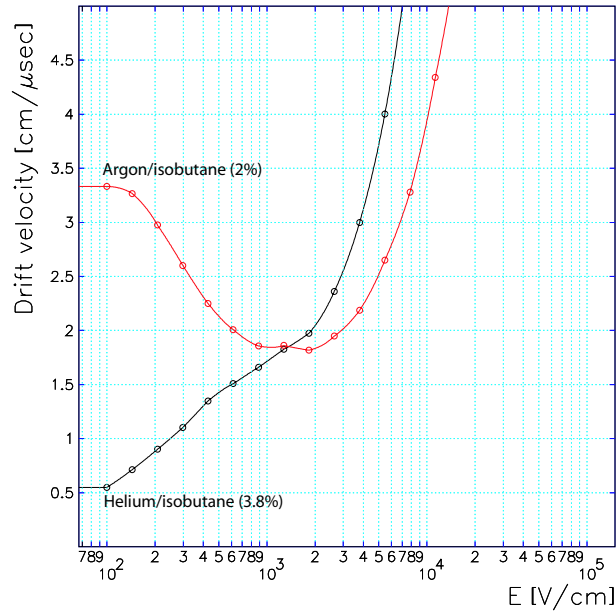


Figure 4.3 Vitesse de dérive dans l'hélium-isobutane (3.8)% et l'argon-isobutane (2%) en fonction du champ électrique calculées avec *Garfield*.

la vitesse. Les temps de dérive observés sur la figure 4.4 ont été obtenus dans les 2 mélanges gazeux en ne conservant que les hautes multiplicités et les forts dépôts d'énergie. Les vitesses trouvées sont 1.4 ± 0.1 cm/ μ s pour l'hélium et 2.1 ± 0.1 cm/ μ s pour l'argon. Elles sont voisines mais différentes de celles trouvées avec *Garfield*. Ce programme est très utile pour travailler en relatif (par exemple pour comparer les vitesses de 2 gaz ou déterminer l'influence de la concentration du gaz quancheur sur la vitesse) mais il faut prendre certaines réserves avec les valeurs absolues. Par contre, les résultats sont concordants avec ceux trouvés par la méthode utilisée en laboratoire (cf paragraphe 4.1.1), ce qui confirme encore une fois la bonne appréhension des phénomènes liés à la physique du détecteur. Chaque impulsion contient aussi le temps de dérive des électrons créés au dessus de la piste concernée, comme cela a déjà été mentionné dans le chapitre précédent. Ainsi, il est possible avec des multiplicités égales à 1 d'obtenir la valeur du temps dérive.

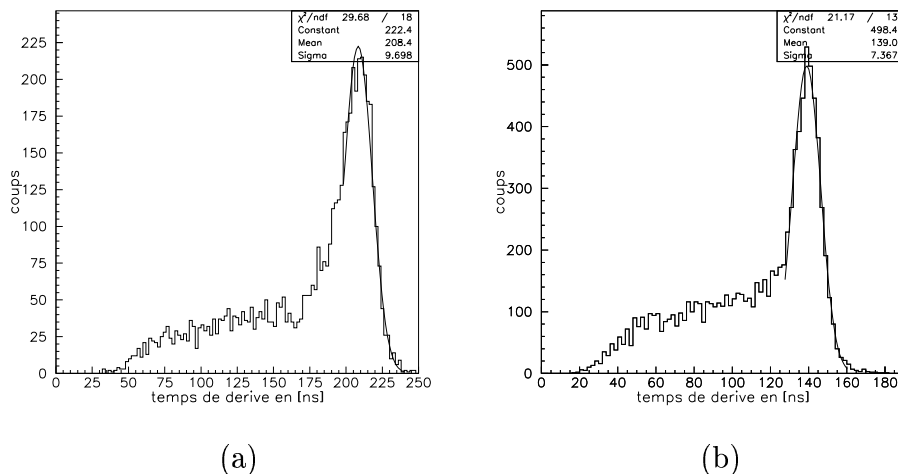


Figure 4.4 Temps de dérive dans (a) l'hélium-isobutane (3.8%) (b) l'argon-isobutane (2%).

4.2 Estimation de l'énergie neutronique sans temps de vol

4.2.1 Géométrie des reculs

Nous avons préférentiellement utilisé les données prises avec l'hélium dans cette analyse. La résonance de la diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hélium améliore de beaucoup la statistique (figure 3.20). Le raisonnement est basé sur l'équation donnant l'énergie des reculs (équation 3.3). Si le noyau de recul ainsi que l'énergie déposée dans le détecteur sont connus, seul l'angle θ_{lab} manque pour estimer l'énergie du neutron incident. Deux cas peuvent alors se présenter (figure 4.5) : soit le recul est parallèle à une seule piste (cas 4.5.a), soit il touche plusieurs pistes (cas 4.5.b). Le cas 4.5.b permet une estimation direct de l'angle θ . En effet, on a :

$$\cos^2(\theta) = \frac{D^2 \times V_{e^-}^2}{D^2 \times V_{e^-}^2 + L_p^2} \quad (4.1)$$

où L_p est le parcours projeté c'est à dire la multiplicité multipliée par le pas des pistes, V_{e^-} la vitesse de dérive électronique et D le temps de dérive proportionnel à l'emplacement où a eu lieu le recul dans l'espace de dérive. Il reste par contre une indétermination sur l'angle φ puisque l'on est en 1D. Par contre, le cas 4.5.a

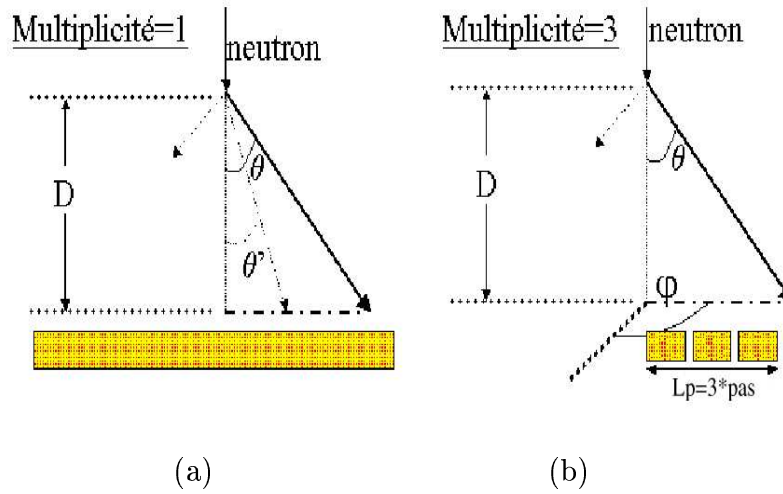


Figure 4.5 Géométrie des reculs : (a) multiplicité = 1 (b) multiplicité > 1.

supprime cette indétermination mais ne nous donne pas d'information direct sur l'angle θ . Dans le cas des événements de multiplicité 1, la longueur de dérive est accessible par la longueur des impulsions alors que pour les multiplicités plus élevées, elle est directement calculable en utilisant la première et la dernière impulsion.

4.2.2 Séparation des reculs

a- Données expérimentales

L'utilisation de la formule 3.3 impose de connaître le facteur $4A/(A+1)^2$, donc l'atome sur lequel a lieu la diffusion élastique du neutron. Le fait que le détecteur utilisé soit à une dimension rend difficile voir impossible la séparation des reculs. La figure 4.6 montre la longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée pour les événements de multiplicité 1 pour deux gammes d'énergie.

De 10 eV à 100 eV, il n'y a pas de recul mais juste les alphas et tritons de la réaction $n(^6\text{Li}, \alpha)t$. Les alphas déposent plus d'énergie et produisent des impulsions de longueur maximale contenant toute la dérive alors que les tritons déposent moins d'énergie (voir paragraphe 3.5.1). De 1 MeV à 1.2 MeV, il n'y a que des reculs et la figure 4.6.b possède plusieurs composantes que nous allons expliquer à l'aide d'une simulation.

Pour les multiplicités supérieures à 1, la figure 4.7 représente la longueur de dérive en fonction de l'énergie déposée divisée par la multiplicité. Dans ce cas,

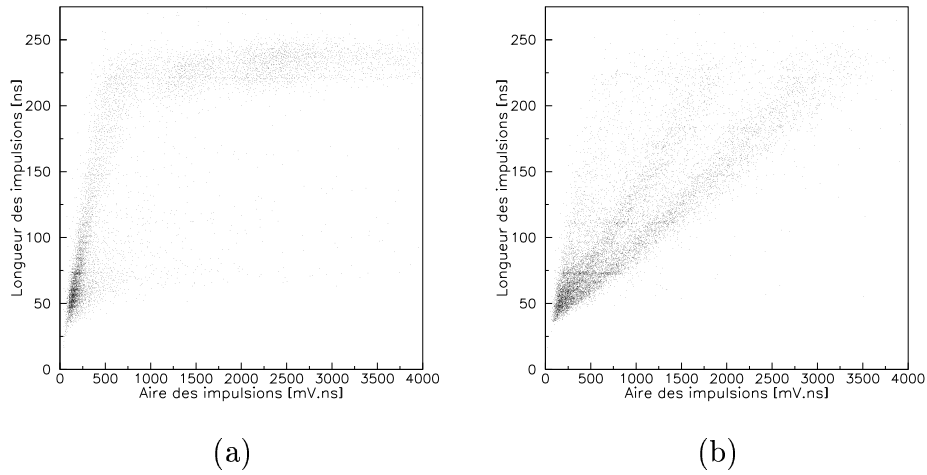


Figure 4.6 Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée (intégrale du pulse), (a) $E_n = [10 \text{ eV}, 100 \text{ eV}]$ (b) $E_n = [1000 \text{ keV}, 1200 \text{ keV}]$.

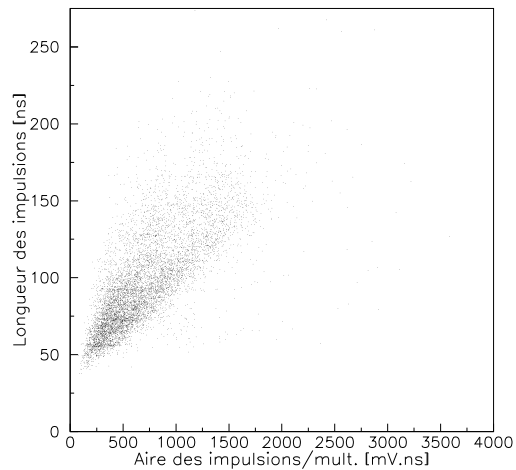


Figure 4.7 Dérive en fonction de l'énergie déposée/multiplicité pour $E_n = [1000 \text{ keV}, 1200 \text{ keV}]$ et les multiplicités supérieures à 1.

l'indétermination sur l'angle φ dilue l'ensemble des noyaux et leur dépôt d'énergie. En conséquence, les différentes composantes de la figure 4.6 disparaissent.

b- Simulation

Le but de cette simulation est de recréer la distribution de la longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée, et ainsi d'expliquer les différentes composantes observées sur la figure 4.6.b. Les neutrons sont générés dans un intervalle d'énergie entré par l'utilisateur. Cet intervalle est découpé en 50 parties et le nombre de neutrons est calculé relativement à l'évolution du flux de n₋TOF sur chaque partie. Les reculs sont ensuite générés uniformément dans l'espace de dérive de 3 mm en proportion du nombre d'atomes et de la section efficace du recul considéré (hydrogène, hélium ou carbone). La distribution angulaire de diffusion élastique des reculs est calculée à partir des distributions angulaires des neutrons au format ENDF [73]. Les distributions angulaires neutroniques sont données sous forme de coefficients de polynômes de Legendre dans le centre de masse. Le passage du centre de masse au laboratoire et du neutron à l'atome de recul se fait par la formule :

$$\cos(\theta) = \sqrt{\frac{1 - \cos(\Theta)}{2}} \quad (4.2)$$

où θ est l'angle de l'atome de recul dans le laboratoire et Θ celui du neutron dans le centre de masse. Les distributions angulaires obtenues pour l'hydrogène et le carbone ne diffèrent pas de celles utilisées pour le calcul de l'efficacité ($d\sigma/d\theta = \sin(2\theta)$). Par contre, pour l'hélium, la section efficace différentielle est modifiée au niveau de la résonance de la réaction $n(\text{He},\text{He})n$ (voir figure 4.8). Une méthode de Monte-Carlo est utilisée pour générer les angles selon les distributions angulaires de chaque atome de recul. Une fois le point d'impact et l'angle déterminés, l'énergie du recul est connue ainsi que la distance le séparant de la sortie de l'espace de dérive. Ces paramètres permettent alors le calcul de l'énergie déposée dans la zone de dérive en utilisant les tables données par le code de calcul *SRIM*. L'énergie déposée est calculée en utilisant seulement la perte d'énergie électronique responsable de l'ionisation et seuls les reculs déposant plus que l'énergie seuil E_{th} (7 keV dans le mélange d'hélium) sont conservés. Même si à haute énergie le pouvoir d'arrêt nucléaire est négligeable, il augmente avec la diminution de l'énergie (figure 4.9) et sa prise en compte devient alors nécessaire.

Les reculs de ${}^6\text{Li}$ sont quant à eux traités en deux étapes. Ils sont d'abord générés uniformément dans l'électrode de 595 nm d'épaisseur en prenant en compte de leur

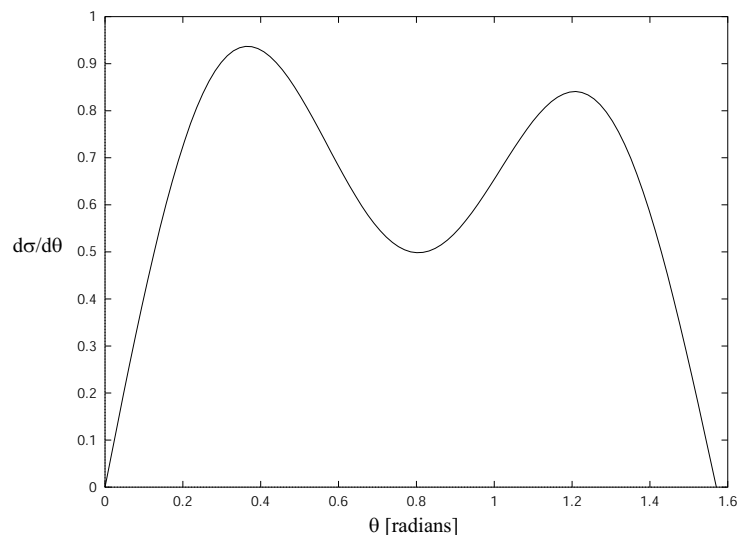


Figure 4.8 Section efficace différentielle $d\sigma/d\theta_{lab}$ de l'hélium à 1 MeV.

distribution angulaire. En utilisant le code *SRIM*, leur énergie de sortie est calculée pour finalement estimer leur dépôt d'énergie électronique dans la zone de dérive.

Pour chaque recul, la profondeur x de création dans la zone de dérive ainsi que l'énergie déposée E_d sont conservées puis transformées respectivement en temps de dérive t_d en ns et intégrale d'impulsion A en mV.ns :

$$t_d = \frac{x}{V_{e^-}} \quad (4.3)$$

$$A = E_d \frac{E_{th}}{A_{min}} \quad (4.4)$$

où A_{min} est l'aire correspondant à l'énergie seuil. On peut ainsi comparer les résultats de la simulation à l'expérience. Il faut considérer que chaque recul dans notre simulation a lieu au dessus d'une seule piste. Il est alors nécessaire de rajouter 40 ns au temps de dérive (longueur minimale d'une impulsion) afin de travailler avec des longueurs d'impulsion, information utilisée dans le cas des amas de multiplicités 1. Les figures 4.10 et 4.11 sont réalisées à partir de la simulation. Nous avons choisi un intervalle de 1 MeV à 1.2 MeV comme pour la figure 4.6.b.

La présence majoritaire des reculs d'hélium est normale à 1 MeV (voir les courbes d'efficacité 3.20). Elle pourrait encore être accentuée en diminuant la proportion d'isobutane. Les ${}^6\text{Li}$ sont toujours créés à l'entrée de la zone de dérive, ceux qui sortent ont donc une longueur d'impulsion maximale. Pour les carbonés, ils sont en

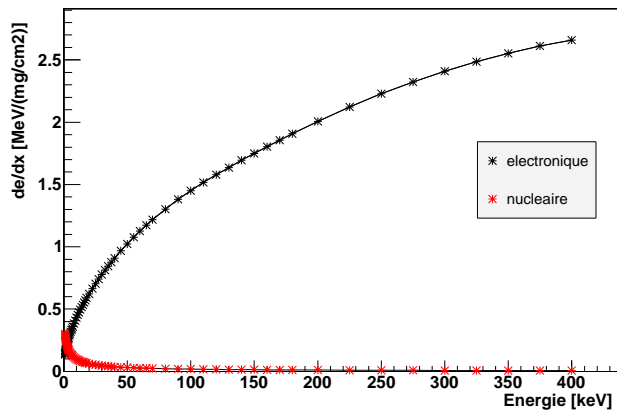


Figure 4.9 Pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire de l'hélium/isobutane (3.8%) sur les atomes d'hélium.

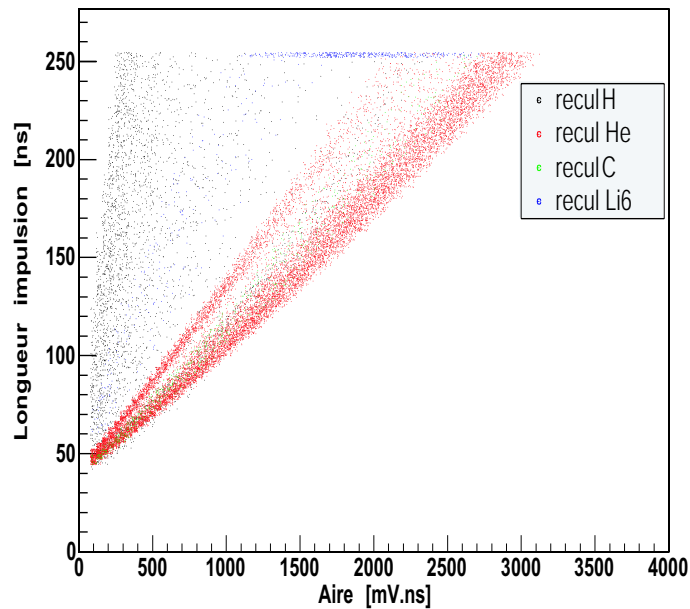


Figure 4.10 Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée (intégrale du pulse) de 1 MeV à 1.2 MeV.

majorité arrêtés puisqu'ils ont une énergie faible à cause du facteur $4A/(A+1)^2$. Pour les héliums et les hydrogènes, on observe toujours deux régimes : un pour les reculs

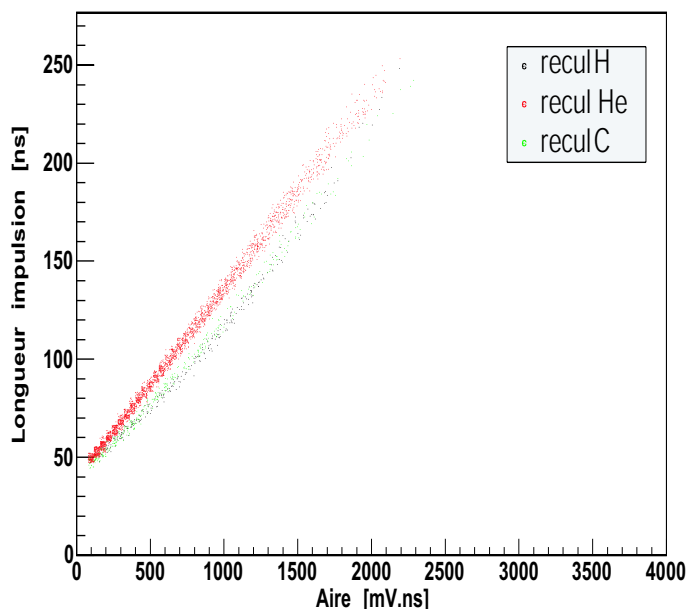


Figure 4.11 Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée (intégrale du pulse) de 1 MeV à 1.2 MeV pour les événements stoppés dans la zone de dérive.

qui sortent du détecteur sans être arrêtés et un autre pour ceux qui sont arrêtés. Les figures 4.12 permettent de bien comprendre le phénomène. Le recul des hydrogènes est fixé à 2 mm de dérive et celui des héliums à 1 mm pour les simulations relatives à cette figure. Tous les événements qui sortent ont un temps de dérive correspondant à leur point de création, ce sont donc tous ceux à longueur d'impulsion constante. Par contre, ceux qui sont stoppés déposent de moins en moins d'énergie au fur et à mesure que l'angle du recul augmente. Ils s'arrêtent avant de parcourir toute la dérive et produisent ainsi des impulsions de longueur de plus en plus faible. Le positionnement des héliums par rapport aux hydrogènes est explicable par leur perte d'énergie respective. En effet, à haute énergie les héliums déposent plus d'énergie que les hydrogènes alors qu'à basse énergie c'est l'inverse (se reporter à la figure 2.2). C'est la raison pour laquelle les héliums arrêtés déposent moins d'énergie que les hydrogènes arrêtés. Le pic de dépôt d'énergie des hydrogènes visible en fonction de l'angle θ sur la figure 4.12.b vient aussi du fait que leur dE/dx passe par un maximum à 70 keV.

L'interprétation des trois composantes observées sur la figure 4.6.b est maintenant possible. Au vue des résultats de la simulation, il apparaît que la première

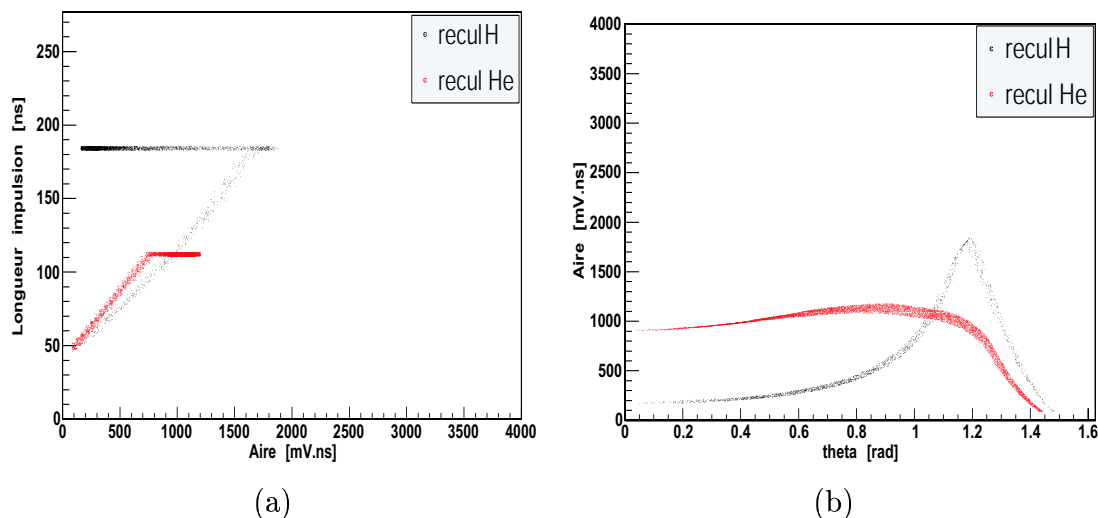


Figure 4.12 (a) Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée (intégrale de l'impulsion) pour des reculs d'hydrogènes créés à 2 mm de dérive et des reculs d'héliums créés à 1 mm de dérive (b) Energie déposée en fonction de l'angle du recul dans les mêmes conditions.

composante ayant la plus forte pente est constituée de reculs d'hydrogène sortant du détecteur alors que la troisième, avec la pente la plus faible, est composée de reculs d'hélium s'échappant eux aussi du détecteur. La composante intermédiaire est en fait un mélange de particules stoppées dans la zone de dérive qui se retrouvent ensemble parce que leur dE/dx sont proches à basse énergie. Dans le cas précis de la figure 4.6.b, il s'agit majoritairement d'atomes d'hélium mélangés à des carbones et des hydrogènes.

Des différences subsistent pourtant entre la simulation et l'expérience. Les pentes des différentes composantes ne sont pas tout à fait les mêmes. De plus, la composante des reculs stoppés paraît plus séparée des reculs d'hélium qui sortent dans les résultats expérimentaux que dans la simulation. Cette différence peut être expliquée par les erreurs commises par *SRIM* pour les pertes d'énergie par ionisation et d'autant plus à basse énergie. En effet la plupart des modèles de calcul de perte d'énergie sont valables à haute énergie mais moins précis à basse énergie. Par exemple si on compare les dE/dx_{elec} pour un atome d'hélium dans l'hélium pur donné par *SRIM* et par le rapport de la ICRU : International Commission on Radiation Units [20], on a un facteur 1.31 d'écart à 1 keV contre un facteur 1.001 à 1 MeV. D'autre

part, la relation utilisée pour relier l'énergie déposée à l'aire des impulsions n'est peut être pas tout à fait linéaire sachant que les électrons subissent une diffusion transverse et longitudinale lors de leur dérive. Enfin, il a déjà été mentionné que des événements de multiplicité 2 pouvaient se cacher dans ceux de multiplicité 1 à cause du seuil de détection par piste, et ainsi diffuser les différents composantes observées pour les multiplicités 1 dans les données expérimentales.

4.2.3 Reconstruction de l'énergie neutronique

Pour reconstruire l'énergie neutronique, nous allons seulement utiliser les événements de multiplicité 1 car nous savons comment ne sélectionner que les reculs arrêtés dans le détecteur, et nous n'avons pas d'indétermination sur l'angle azimutal φ . L'énergie neutronique peut être estimée correctement, si l'angle θ est connu, par la formule suivante :

$$E_n = E_d \frac{E_{th}}{A_{min}} \frac{(A+1)^2}{4A} \frac{1}{\cos^2(\theta)} \quad (4.5)$$

$$\text{où} \quad \frac{1}{\cos^2(\theta)} = \frac{h^2}{x^2} \quad (4.6)$$

où h est la distance parcourue par le recul et x la distance de dérive. x est accessible par la longueur de l'impulsion. h est calculée en utilisant *SRIM* sous forme d'un polynôme d'ordre 5 approximant la distance parcourue en fonction de l'énergie déposée par collision électronique. L'énergie E_n est reconstruite dans le domaine 1 à 1.2 MeV puis comparé à l'énergie réelle donnée par le temps de vol et seuls les reculs d'hélium sont utilisés ($A = 4$) puisqu'ils sont largement majoritaires (voir figure 4.13).

La résolution obtenue sur l'énergie reconstruite est de 140 keV. Elle est de 150 keV si on reconstruit l'énergie neutronique entre 0.8 et 1.2 MeV (figure 4.13.d). Elle n'est donc pas liée à la largeur de l'intervalle considéré. Cette erreur sur l'énergie a plusieurs origines. Tout d'abord, tous les hydrogènes et carbones arrêtés qui sont pris en compte en plus des héliums introduisent des erreurs. De plus en différenciant E_n par rapport à θ , on voit que l'erreur sur l'énergie pour une erreur sur θ fixée est d'autant plus importante que θ est grand. Or les reculs arrêtés ont tous des angles importants vu le faible espace de dérive. La reconstruction en énergie a aussi été tenté avec des hautes multiplicités. Malheureusement, le pas important des pistes et l'imprécision sur l'angle φ rendent impossible la séparation des différents reculs, sortant ou stoppés, hydrogène, hélium ou carbone.

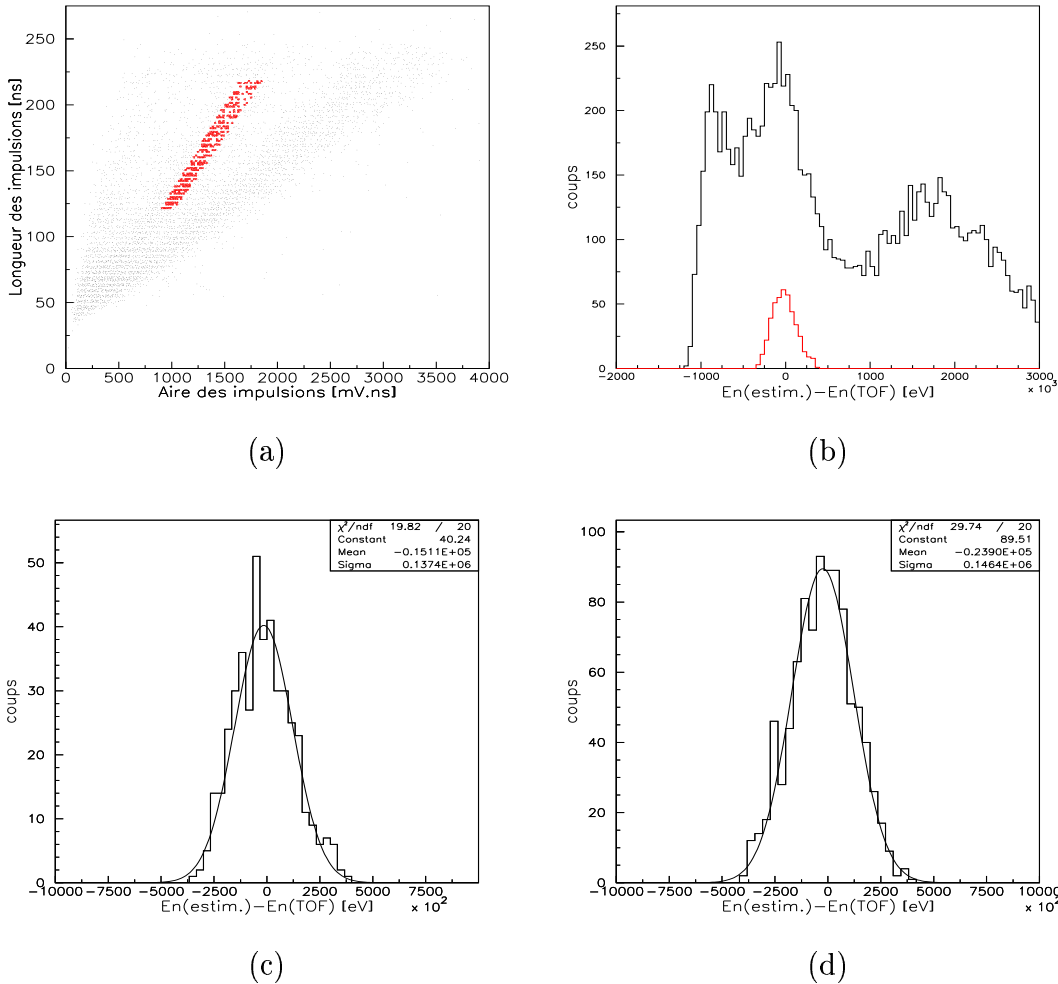


Figure 4.13 (a) Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée (intégrale de l'impulsion) sur l'intervalle [1 MeV,1.2 MeV], la coupure à appliquer est représentée en rouge (b) $E_n - E_n(\text{TOF})$ en MeV sur l'intervalle [1 MeV,1.2 MeV] (c) $E_n - E_n(\text{TOF})$ en MeV après coupure et approximée par une gaussienne sur l'intervalle [1 MeV,1.2 MeV] (d) $E_n - E_n(\text{TOF})$ en MeV après coupure et approximée par une gaussienne sur l'intervalle [0.8 MeV,1.2 MeV].

4.3 Applications possibles

4.3.1 Estimation de l'énergie neutronique sans temps de vol

La méthode la plus précise de mesure d'énergie neutronique est la mesure par temps de vol comme à n_TOF. Cette méthode n'est cependant pas applicable dans n'importe quelle condition puisqu'elle impose de connaître un temps 0, temps de départ des neutrons créés. Elle est par exemple inutilisable dans un réacteur nucléaire où le flux neutronique, qui est continu et non pulsé, est en fait estimé par simulation puis validé par exemple par des mesures d'activation. La mesure de flux en fonction de l'énergie en utilisant la diffusion élastique des neutrons n'est pas une idée récente et a déjà fait l'objet d'études [74, 75, 76]. L'approche est toutefois différente puisque l'énergie des neutrons n'était pas calculée grâce à leur angle de recul mais par la connaissance à priori (par calibration) de la distribution de l'énergie déposée par les reculs pour une énergie neutronique donnée. Il s'agit de plus de mesures globales et non neutron par neutron comme dans l'étude précédente. Enfin, les détecteurs étudiés ne pouvaient fonctionner qu'à bas flux et en réduisant autant que possible le bruit γ . L'intérêt du Micromégas pour ce type de mesure réside dans sa résistance aux radiations, sa tenue à très haut flux, sa bonne résolution temporelle et sa faible sensibilité aux rayons γ . L'étude précédente sur les reculs de n_TOF semble de plus indiquer qu'il serait possible, avec un Micromégas adapté, de déterminer avec suffisamment de précision l'angle des reculs. Il suffirait d'augmenter la taille de la zone dérive afin d'arrêter plus de reculs et de pouvoir séparer les différents types de reculs arrêtés. La figure 4.14 présente les résultats d'une simulation réalisée avec 2 cm de dérive. L'énergie neutronique est découpée en trois domaines, 10 keV à 100 keV, 100 keV à 1 MeV et 1 MeV à 1.5 MeV.

Pour le premier domaine (figure 4.14.a), les reculs d'hydrogène sont prépondérants et ils sont tous arrêtés dans le détecteur. Pour le second domaine (figure 4.14.b et 4.14.c), il y a un mélange entre l'hélium et l'hydrogène. Cependant, il semble possible pour les reculs déposant plus d'énergie de bien séparer ces 2 atomes et les reculs réellement arrêtés. Enfin, le troisième domaine d'énergie est majoritairement composé de reculs d'hélium mais il serait de toutes façons possible de séparer les héliums et des hydrogènes et les reculs stoppés de ceux qui ne le sont pas (figure 4.14.d et 4.14.e). En conclusion, si on réunit ces trois domaines d'énergie en un seul, le domaine de 10 keV à 100 keV se retrouve noyé dans les deux autres, mais la séparation à plus haute énergie entre les différents types de reculs est encore envisageable. On peut donc imaginer reconstruire l'énergie neutronique pour des énergies supérieures à 100 ou 200 keV. Différents paramètres doivent être adaptés à ce type de mesures.

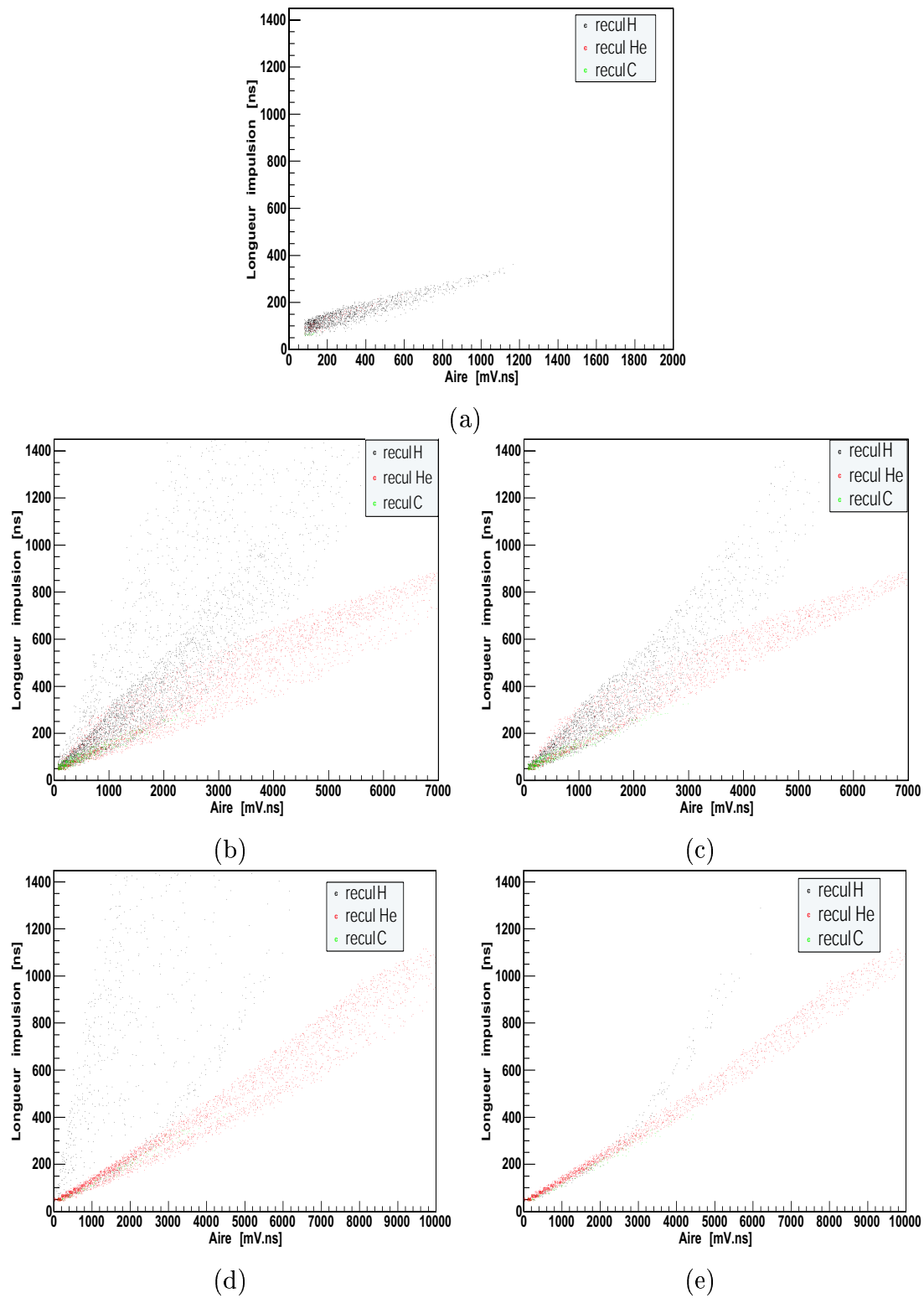


Figure 4.14 Longueur des impulsions en fonction de l'énergie déposée pour une zone dérive de 2 cm : (a) [10 keV,100 keV] (b) [100 keV,1 MeV] (c) [100 keV,1 MeV] stoppés (d) [1 MeV,1.5 MeV] (e) [1 MeV,1.5 MeV] stoppés.

L'utilisation d'un gaz, où les dispersions longitudinale et transverse des électrons sont faibles, est nécessaire afin de réduire l'imprécision sur l'angle. Un détecteur à 2 dimensions avec des pistes fines paraît indispensable. Un Micromégas 2D fonctionne déjà dans le cadre de l'expérience CAST (CERN Axion Solar Telescope [2]). Il faudrait une électronique capable d'enregistrer le temps sur chaque piste et ce pour un grand nombre de pistes. De plus, une évaluation précise de la part d'énergie déposée par ionisation, notamment pour les faibles énergies, et de la réponse exacte du détecteur pourrait améliorer la précision dans la reconstruction. Enfin, un dernier problème se pose, la détermination de l'angle du recul n'est possible que si l'angle d'incidence du neutron est connu, ce qui interdit tout fonctionnement au centre d'un réacteur. On peut donc imaginer des mesures au bout d'un collimateur mais difficilement à l'intérieur même d'un réacteur.

4.3.2 Détection de la matière noire

La présence de matière noire dans notre univers permet aux astrophysiciens de répondre à différentes questions. Certains effets gravitationnels comme la vitesse de rotation des bords de galaxies, ou les champs de vitesse des amas et super amas, ne peuvent pas être expliqués seulement par la présence de matière lumineuse. Les candidats à la matière noire sont de deux types, barioniques (trous noirs...) ou non barioniques (neutrinos, WIMPs...). A l'échelle des galaxies, la matière noire non barionique est prédominante, les étoiles à neutrons, les trous noirs ou autres candidats barioniques ne suffisent donc pas à expliquer la totalité des effets gravitationnels. Partie probable de la masse manquante, les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) sont des particules interagissant très faiblement car sans interaction électromagnétique avec la matière. Elles auraient une masse comprise entre 1 et 100 GeV et une section efficace d'annihilation de l'ordre de 10^{-38} à 10^{-36} cm² [77]. Les WIMPs peuvent être détectés directement par les reculs nucléaires de la même manière que les neutrons. La diffusion élastique impose la relation cinématique suivante dans le référentiel du laboratoire :

$$E_r(\theta) = \frac{4M_w M_r}{(M_w + M_r)^2} (\cos^2 \theta) E_w \quad (4.7)$$

où E_r est l'énergie du recul, M_r est la masse du noyau de recul, θ l'angle entre la direction du recul et celle de la particule incidente et E_w l'énergie de la particule incidente. L'utilisation d'un détecteur gazeux comme Micromégas permet une bonne séparation entre les reculs nucléaires et les autres sources d'événements comme les gammas ou les reculs électroniques. Pour la matière noire il faut détecter des reculs

de 0.1 à 100 keV [78], une bonne partie de ce domaine peut être couverte par un détecteur de type Micromégas. Une signature remarquable de la détection des WIMPs dans le détecteur serait une modulation saisonnière du flux et de l'énergie moyenne des noyaux de recul. En effet, un effet directionnel de la vitesse des reculs est attendu à cause de la révolution du système solaire autour de la voie lactée. Une telle modulation serait probablement nécessaire afin de s'affranchir des autres sources de recul comme les neutrons. On pourrait même imaginer une estimation de l'énergie des WIMPs grâce à l'angle du recul. Cependant, vu la faible section efficace de détection des WIMPs, il faudrait 6 m³ d'hélium/isobutane(3.8%) à 1 bar pour avoir 1 événement par jour. L'idée serait donc de travailler à plus haute pression afin de diminuer la taille du détecteur. D'autre part, les derniers résultats concernant les WIMPs font état d'une section efficace d'interaction inférieure à 4×10^{-6} pb pour une masse de l'ordre de 70 GeV [79]. Il est préférable dans ce cas d'utiliser des gaz composés de noyaux lourds comme l'argon ou le xénon afin d'optimiser le rendement du détecteur, d'une part parce que les énergies de reculs seront plus fortes et d'autre part parce que la section efficace de diffusion élastique sera plus importante. Les reculs de noyaux lourds déposent par contre peu d'énergie donnant lieu à une ionisation, ce qui impose d'avoir un seuil très bas ou de choisir des noyaux intermédiaires. La statistique oblige tout de même à utiliser des chambres de dimensions importante. Il est alors nécessaire de faire attention aux effets de diffusion des charges migrant vers la microgrille qui perturberaient la mesure de la direction du recul. Cet effet peut être minimiser en utilisant des gaz à faible coefficient de diffusion ou encore en augmentant la pression.

4.3.3 Le Piccolo-Micromégas

Le Piccolo-Micromégas est un détecteur en cours de fabrication pour l'expérience TRADE (TRIGA Accelerator Driven Experiment) [80]. Cette expérience consiste à coupler un accélérateur de protons de 140 MeV et un réacteur existant déjà à Casaccia en Italie. Une cible de tungstène placée au centre du réacteur reçoit le faisceau de protons, ce qui alimente le réacteur en neutrons par un processus de spallation. Le but est de démontrer la faisabilité des ADS (Accelerator Driven System) et d'en étudier la stabilité et le contrôle (montée en puissance, fonctionnement à puissance nominale 1 MW, arrêt...). Des mesures de flux neutronique sont entre autres prévues à l'intérieur du réacteur afin de contrôler son fonctionnement et de comparer les résultats aux simulations. Un Micromégas adapté a été conçu pour mener une partie de ces mesures. Il s'agit plus précisément de 4 détecteurs Micromégas placés

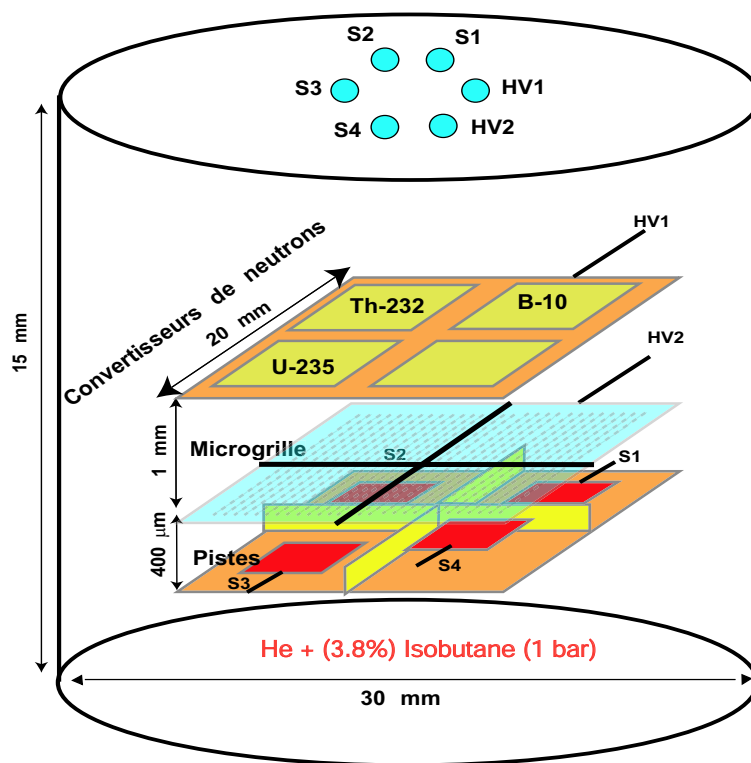


Figure 4.15 Vue schématique du détecteur Piccolo-Micromégas.

dans le même plan (voir figure 4.15). Les 4 détecteurs seront séparés par des parois aussi bien dans la zone de dérive que dans la zone d'amplification afin d'éviter le recouvrement d'événements appartenant à différents dépôts. L'électrode de dérive supporte ici 4 convertisseurs neutroniques pour réaliser des mesures intégrales de flux neutronique dans 4 domaines d'énergie. Les dépôts de ^{235}U et de ^{10}B couvrent toute la gamme d'énergie neutronique attendue (de l'énergie thermique à la centaine de MeV). La section efficace de fission du ^{235}U est très bien connue, la mesure du flux utilisant ce dépôt servira de référence. La fission du ^{232}Th est une réaction à seuil (l'énergie seuil est à 1 MeV). Ce dépôt donnera donc le flux neutronique de 1 MeV à une centaine de MeV. Enfin, le dernier quart de la dérive est sans dépôt afin de ne détecter que les reculs des atomes du gaz et d'obtenir le flux intégré de l'énergie seuil du détecteur (quelques keV) à l'énergie maximale des neutrons. Les pistes recevant le signal sont en fait composées de 4 dépôts de cuivre, un par convertisseur de neutrons. Les pistes ne sont pas toutes à la même distance de la microgrille suivant le dépôt. Les produits de fission issus du ^{232}Th ou du ^{235}U ne nécessitent pas

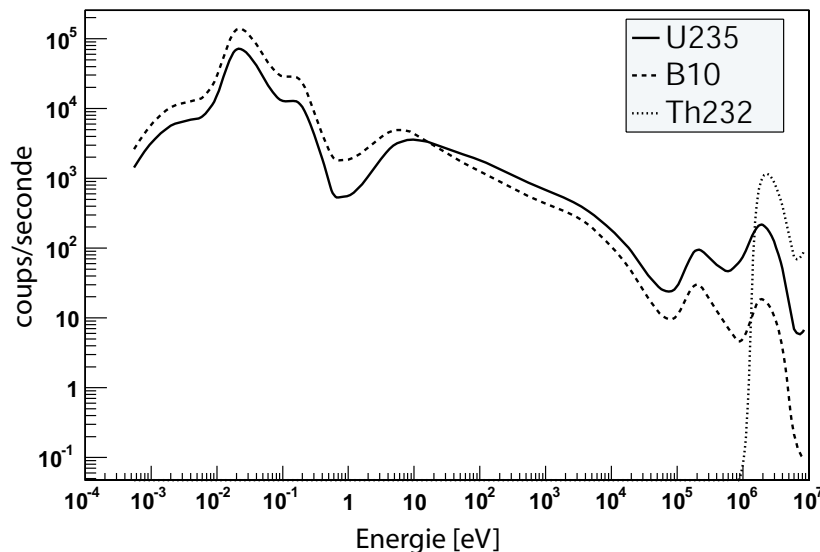


Figure 4.16 Taux de réaction des dépôts de ^{10}B , ^{235}U et ^{232}Th à proximité du centre du réacteur.

ou quasiment pas d'amplification pour être détectés alors que les reculs d'atomes créent peu d'électrons dans l'espace de dérive. Ces électrons doivent être multipliés dans l'espace d'amplification et la piste est donc rapprochée de la microgrille pour travailler à un champ plus intense. Des simulations MCNP [81] ont été réalisées pour estimer les taux de réaction. La figure 4.16 présente les résultats de ces simulations pour les dépôts de ^{10}B , ^{235}U et ^{232}Th à proximité du centre du réacteur. Ces taux de réaction ont été calculés en utilisant les flux simulés de TRADE [82]. Le diamètre de chaque dépôt est de 3 mm pour des épaisseurs de 1 nm pour le ^{10}B , 10 nm pour le ^{235}U et 1 micron pour le ^{232}Th .

Enfin, le détecteur est placé dans une boîte cylindrique en titane de 3 cm de diamètre pouvant rentrer dans les barres recevant normalement le combustible. Des études sur l'usure du gaz sont en cours. Une des possibilités envisagées serait d'alimenter le détecteur par une petite bouteille pré-mélangée en hélium/isobutane (3.8%) et solidaire du détecteur afin de renouveler le gaz. Ce détecteur devrait convenir à des mesures de flux à l'intérieur d'un réacteur avec sa bonne résistance aux radiations, sa faible sensibilité aux photons et la rapidité de son signal lui donnant la possibilité de fonctionner à très haut flux [83].

Chapitre 5

L'imagerie neutronique avec Micromégas

5.1 Introduction

5.1.1 L'imagerie neutronique et ses applications

La radiographie neutronique, encore appelée neutronographie, est une technique d'imagerie directe par transmission. Les modes d'interaction des neutrons avec la matière sont très différents de ceux des rayons X, les images neutronographiques sont donc complémentaires des images X. L'image obtenue est une image de la transparence d'un objet aux neutrons, qui est fonction de la probabilité d'interaction des neutrons avec les noyaux des atomes composant l'objet. Les neutrons stoppés ou diffusés n'arrivent pas aux détecteurs placés derrière l'objet, une image contrastée en fonction du type de matériau rencontré par les neutrons est donc obtenue. Les neutrons donnent la possibilité de visualiser des matériaux légers, contenant par exemple de l'hydrogène, au travers d'enveloppes métalliques. Les détecteurs couramment utilisés sont des plaques photographiques ou des caméras CCD.

La radiographie neutronique est une méthode utilisée pour le contrôle des composants pyrotechniques de l'industrie spatiale (pièces contenant des explosifs permettant de séparer deux étages d'une fusée ou de larguer un satellite). Un exemple de neutronographie est donné figure 5.1. Les neutrons permettent également de vérifier la structure et le collage de matériaux composites, de revêtements de surfaces ou encore le remplissage de capacités en huile. Il est possible par ce procédé de détecter des défauts ou des fissures d'une centaine de microns. Enfin, l'imagerie neutronique peut être utilisée en dynamique, c'est la neutronoscopie. La principale application est

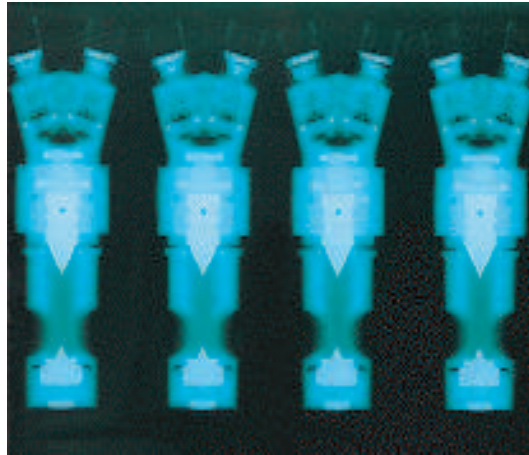


Figure 5.1 Neutronographie de pièces pyrotechniques réalisée au réacteur ORPHEE à Saclay [84].

la visualisation de fluides en écoulement pour vérifier la lubrification d'un moteur, les phénomènes de turbulence ou le transfert de liquides en milieu poreux.

5.1.2 Le cadre du projet

Les différentes expériences réalisées font partie d'un projet en cours au sein du laboratoire LIST/DeTeCS/SSTM appartenant à la Direction de la Recherche Technologique au CEA. Ce projet consiste en une étude de faisabilité d'un système de tomographie neutronique 2D ou 3D. La tomographie est une méthode d'imagerie permettant de reconstruire soit la section d'un objet à partir de plusieurs projections à 1 dimension, soit directement un objet en 3D à partir de plusieurs images bidimensionnelles. La tomographie neutronique est un moyen d'expertise complémentaire à la neutronographie. Elle permet de visualiser un défaut en terme de taille et de position dans un objet une fois celui-ci détecté par neutronographie. Les objectifs de ce projet sont de concevoir un système tomographique ayant une résolution au moins inférieure à ce qui existe déjà ($200 \mu\text{m}$) et pouvant réaliser une image en moins de 12 heures [85]. Les systèmes existant utilisent des caméras CCD détectant les produits de conversion de scintillateurs sensibles aux neutrons (par exemple laboratoires PSI en Suisse, TU à Munich [86]).

La qualité d'une image neutronographique dépend principalement de 2 paramètres : la divergence du faisceau caractérisée par le rapport L/D et la résolution spatiale du

détecteur (L est la distance entre la sortie des neutrons et l'objet, et D le diamètre du guide de neutrons). La tomographie ajoute un paramètre qui est la méthode de reconstruction utilisée (transformée de Fourier ou reconstruction itérative). L'étude présentée dans ce travail de thèse a été réalisée en collaboration avec le SSTM. Elle est centrée sur l'utilisation d'un détecteur Micromégas appliqué à l'imagerie neutronique et à la tomographie.

5.2 Le détecteur Micromégas pour l'imagerie neutronique

5.2.1 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du détecteur a déjà été détaillé dans les chapitres précédents et le prototype utilisé pour l'imagerie n'est pas très différent. Il s'agit d'un détecteur Micromégas classique adapté à la détection neutronique. Les neutrons à détecter ici sont exclusivement thermiques, les reculs ne sont donc pas utilisés. Un convertisseur de neutrons type ^{10}B ou ^6Li est déposé sur l'électrode de dérive comme dans le cas de n_TOF. Les différences par rapport au détecteur utilisé à n_TOF peuvent se résumer en deux points essentiels. Tout d'abord il ne s'agit plus ici de calculer la distribution d'un faisceau mais de réaliser des images. Le pas des pistes est donc réduit à quelques centaines de microns afin d'améliorer la résolution spatiale. L'espace de dérive est lui aussi réduit à quelques centaines de microns afin de diminuer la multiplicité moyenne des événements (nombre de pistes touchées), et d'obtenir une bonne résolution spatiale avec une meilleure efficacité. Ensuite, il n'y a pas ici de mesure de temps de vol pour l'énergie neutronique, les neutrons sont globalement thermiques et il n'est plus nécessaire d'avoir une très bonne résolution temporelle. L'électronique d'acquisition est donc très différente avec une collecte de la charge et non du courant, un multiplexage des pistes et un déclenchement sur la microgrille et non sur les pistes.

5.2.2 Les convertisseurs de neutrons

Plusieurs convertisseurs de neutrons thermiques ont été testés, un convertisseur en ^{10}B de 800 nm d'épaisseur réalisé au CERN, un convertisseur en LiF (^6Li pur) de 24 μm réalisé à l'université Burgos en Espagne et un convertisseur en ^6Li de 100 μm réalisé au laboratoire PTB en Allemagne. La problématique est la même pour chaque convertisseur : il faut optimiser l'épaisseur du convertisseur de manière à obtenir la

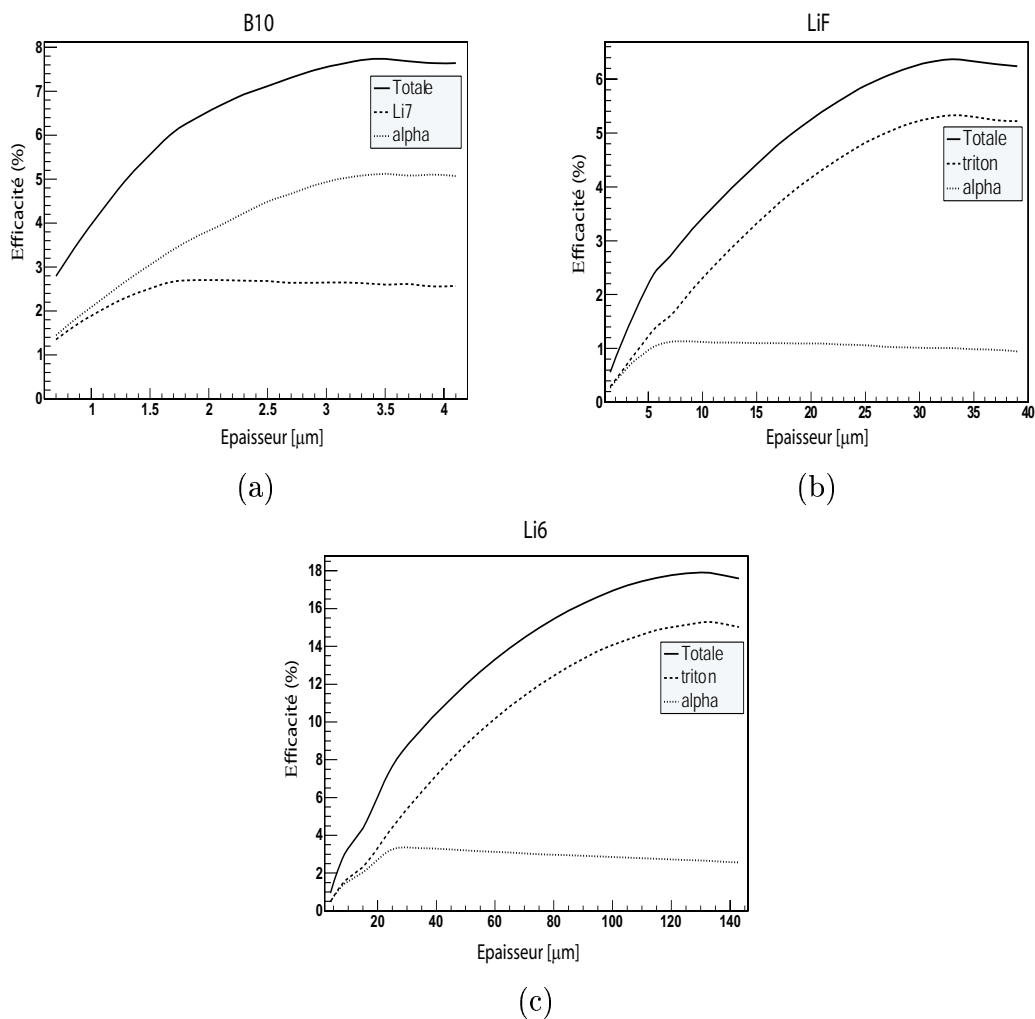


Figure 5.2 Efficacité des convertisseurs en fonction de leur épaisseur : (a) ^{10}B (b) LiF (c) ^6Li .

meilleure efficacité de conversion possible, tout en s'assurant que les produits de conversion (particule α et triton pour le ^6Li , et particule α et ^7Li pour le ^{10}B) puissent sortir du dépôt pour ioniser le gaz dans l'espace de dérive. Des simulations ont été menées afin d'estimer les efficacités des trois convertisseurs utilisés (voir figure 5.2).

Le convertisseur en ^{10}B présente une efficacité de 4%. Il est facile d'utilisation puisque stable chimiquement et ne pose pas de problème de montage ou de stockage. Son épaisseur optimale est d'environ 3.4 μm pour une efficacité de 7.8% mais il est

difficile d'assurer la stabilité mécanique d'un convertisseur de cette épaisseur lors de l'évaporation sous vide. Le convertisseur en LiF présente une efficacité de 5.7%. Il est composé de l'intercalage de couches de 3 μm de LiF avec des couches de 30 nm d'argent. Les couches d'argent renforce la stabilité mécanique et permettent l'accrochage des couches de LiF. Il était impossible sans ce procédé de dépasser les 5 μm de LiF par évaporation sous vide. Enfin, le convertisseur le plus efficace utilisé est celui de ^6Li avec 17% d'efficacité. Il doit par contre être stocké dans l'argon afin d'éviter son oxydation par l'air ambiant. Les différentes caractéristiques des convertisseurs sont résumées dans le tableau 5.1.

Table 5.1 Caractéristiques des convertisseurs utilisés. (e =épaisseur)

Type	e [μm]	efficacité (%)	e_{optimale} [μm]	efficacité max (%)
^{10}B	0.8	4	3.4	7.8
^6Li	100	17	130	18
LiF	24	5.7	33	6.4

5.2.3 L'électronique d'acquisition

Il n'y a plus de suivi du courant sur chaque piste comme à n_TOF. Chaque piste est reliée à un préamplificateur de charge. Lorsqu'une particule passe dans le détecteur et déclenche l'électronique, la distribution spatiale de la charge déposée sur les pistes est obtenue. Les détecteurs Micromégas utilisés comportent 384 pistes, ces pistes sont réparties sur 4 cartes Gassiplex (soit 96 pistes par carte) assurant la préamplification et le multiplexage pour obtenir finalement 4 voies [87]. Ces cartes sont pilotées par une électronique de type VME composée d'un séquenceur¹ et de 2 CRAMs² [88]. Au passage d'une particule, le signal amplifié de la microgrille est envoyé dans un discriminateur qui déclenche l'acquisition VME (voir figure 5.3). Le séquenceur envoie alors un signal de Track and Hold (de 200 μs) aux cartes gassiplex. Les 96 capacités de stockage de chacune des cartes sont lues une à une à chaque front d'horloge de l'horloge générée par le séquenceur (50 MHz). Les charges récoltées sont envoyées dans les mémoires CRAMs. A la fin de la lecture, les cartes gassiplex reçoivent un signal Clear et elles peuvent à nouveau prendre des données. Les mémoires des

¹type V551 de marque CAEN

²type V550 (10 bits) de marque CAEN

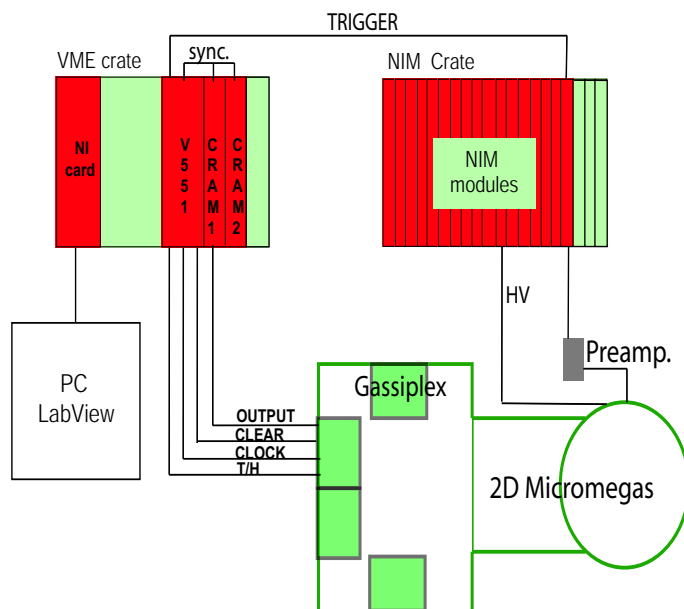


Figure 5.3 Schéma de principe de l'acquisition.

CRAMs ont entre temps été vidées sur le PC d'acquisition relié par une carte assurant l'interface avec le système VME (carte VME-MXI-2³). Le tout est coordonné par un programme fonctionnant sous *LabView* développé pour le Micromégas de l'expérience CAST [2]. Ce programme a été légèrement modifié afin de ne lire que les pistes dépassant un certain seuil pour améliorer la vitesse d'acquisition. Il a été possible de fonctionner à une vitesse d'acquisition de 2.5 kHz grâce à la suppression des zéros et en utilisant un PC récent (CPU à 2 GHz, bus de la carte mère à 800 MHz).

5.2.4 Les caractéristiques des détecteurs

a- Le détecteur 1D

Un détecteur unidimensionnel a été utilisé pour les mesures de test en tomographie. La largeur de l'espace de dérive peut varier de 200 μm à 3 mm à l'aide de cales. La microgrille est en nickel et l'espace d'amplification est de 100 μm . L'uniformité de cet espace est assurée par des plots déposés tous les 600 μm dans les 2 directions. Le plan de pistes est composé de 384 pistes parallèles en cuivre gravées sur une surface

³National Instruments

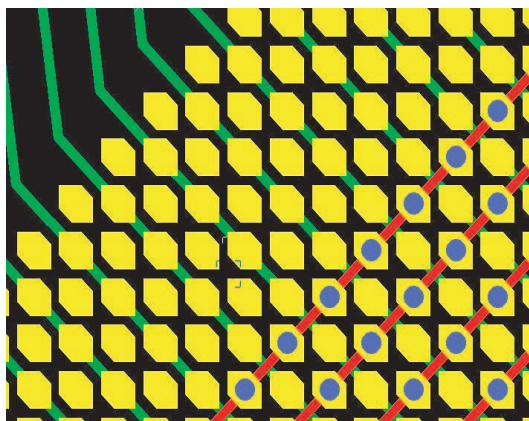


Figure 5.4 Schéma du plan de pistes bidimensionnel.

d'époxyde, avec un pas de $100\ \mu\text{m}$ pour des pistes de $50\ \mu\text{m}$ de large. Un plan de pistes équivalent avait déjà été testé lors de précédentes expériences réalisées par le SSTM en 2001 et sa résolution spatiale avait été évaluée à $60\ \mu\text{m}$ [85].

b- Le détecteur 2D

Un détecteur 2D est utilisé pour les tests sur l'imagerie. Le plan de pistes est le même que celui du détecteur de l'expérience CAST. L'espace de dérive peut ici aussi varier de $200\ \mu\text{m}$ à $3\ \text{mm}$. La grille est en cuivre et les plots, directement déposés sur celle-ci, assurent un espace d'amplification de $50\ \mu\text{m}$. Le plan de pistes est composé de 192 pistes en X et 192 pistes en Y avec un pas de $300\ \mu\text{m}$ dans les 2 directions. La surface active de $6 \times 6\ \text{cm}^2$ est schématisée sur la figure 5.4. Elle est composée d'un ensemble d'hexagones gravés au recto d'une feuille de kapton. Une ligne sur deux, les hexagones sont reliés au recto du plan de pistes par une piste en cuivre constituant ainsi la coordonnée X . Les hexagones restant sont percés de trous métallisés, et reliés en ligne au verso du plan de pistes pour constituer la coordonnée Y .

5.2.5 Les paramètres de fonctionnement

Deux mélanges gazeux ont été testés, un d'hélium/isobutane (5%) et un d'argon/isobutane (5%). Le mélange d'hélium a l'intérêt de donner un meilleur gain mais les produits de la conversion neutronique déposent plus d'énergie dans le mélange d'argon

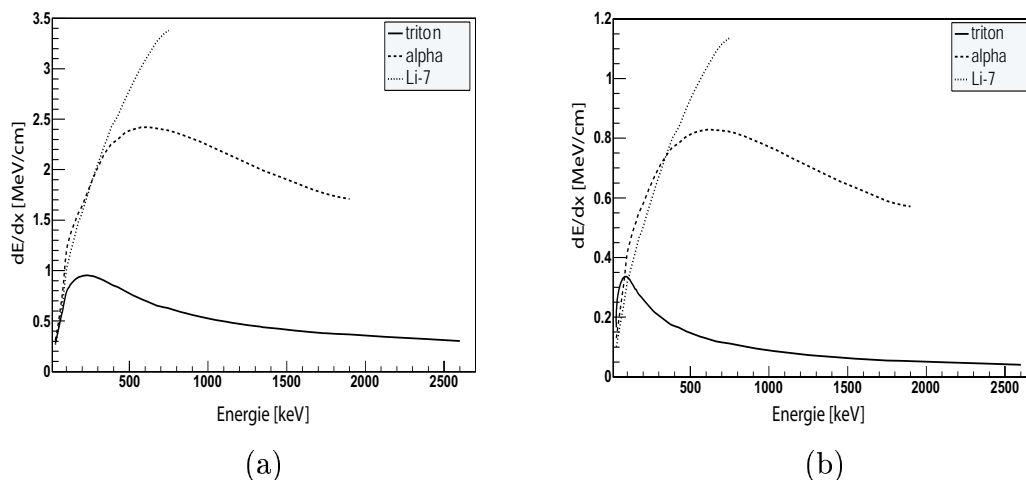


Figure 5.5 Perte d'énergie des produits de conversion des neutrons dans :
 (a) argon/isobutane (5%) (b) hélium/isobutane (5%).

(voir figure 5.5). De plus, cette figure montre qu'il est possible, lorsque l'on utilise un dépôt à base de ${}^6\text{Li}$, de séparer les tritons des alphas vu leur différence de dépôt d'énergie (pourvu que le dépôt ne soit pas trop épais). Par contre, il est difficile de séparer les noyaux de ${}^7\text{Li}$ des alphas sortant d'un dépôt de ${}^{10}\text{B}$, le noyau de ${}^7\text{Li}$ déposant beaucoup d'énergie dans le dépôt.

Deux modes de fonctionnement ont été comparés, un mode de fonctionnement normal avec l'espace de dérive soumis à un champ de quelques centaines de V/cm et l'espace d'amplification à quelques dizaines de kV/cm, et un mode utilisant une préamplification dans la zone de dérive. Le champ régnant dans la zone de dérive est augmenté afin d'atteindre des valeurs habituellement utilisées dans la zone d'amplification. Ce mode de fonctionnement a l'intérêt d'améliorer la résolution spatiale et de répartir l'amplification sur 2 étages, réduisant ainsi les risques de claquage.

5.2.6 La méthode d'analyse

La méthode d'analyse utilisée est à peu près la même pour les plans de piste unidimensionnel et bidimensionnel. Le piédestal de chaque piste est tout d'abord évalué à vide, c'est à dire sans particule incidente. Le niveau de ce piédestal donne le niveau continu présent en sortie de la chaîne d'acquisition (Gassiplex + CRAMs). Il est calculé sur environ 5000 déclenchements de l'acquisition sur du bruit. La distribu-

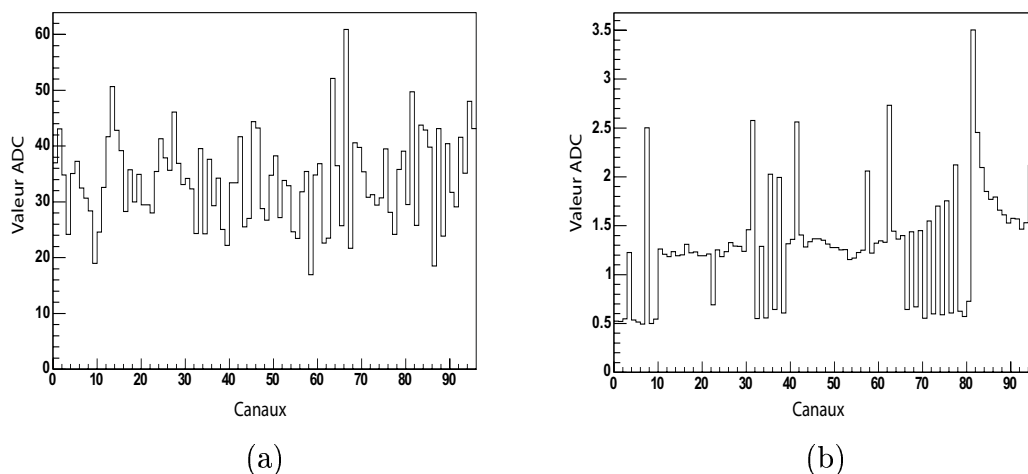


Figure 5.6 Résultats de l'évaluation des piédestaux pour une carte : (a) niveau continu (b) bruit électronique.

tion de la charge collectée sur chaque piste est approximée par une gaussienne, le centre de la gaussienne caractérisant le niveau continu de la piste et l'écart type son bruit électronique. La figure 5.6 montre le résultat de cette évaluation pour une carte Gassiplex de 96 canaux.

Lorsqu'un événement déclenche l'acquisition, le système VME peut, grâce à l'évaluation des piédestaux, sélectionner directement les pistes ayant réellement été touchées. Le système n'enregistre que les pistes dont la charge collectée est supérieure à leur niveau continu plus un certain nombre d'écart types fixé par l'utilisateur (généralement 3 écart types). Cette suppression de zéros permet de réduire la quantité de données transférée au PC et stockée pour analyse, et donc d'augmenter la fréquence d'acquisition.

Une fois les piédestaux évalués et transférés à l'acquisition, le détecteur est mis sous faisceau neutronique. Un fichier contenant le numéro d'événement (détection d'un neutron) et la liste des pistes touchées avec leur valeur ADC est alors enregistré. Ce fichier est traité par un programme en C++. Une correction des pistes mortes est tout d'abord réalisée. Les pistes nulles dont les 2 voisines ont reçu un signal sont recherchées et reçoivent la valeur ADC moyenne de leurs 2 voisines. Pour chaque événement, les pistes contiguës ayant recueilli un signal sont ensuite conservées sous forme d'amas. L'amas contenant la piste maximale est estampillé comme amas primaire et constitue normalement l'amas correspondant au passage

de la particule chargée. L'amas contenant la seconde piste maximale est conservé comme amas secondaire, et les pistes restantes sont regroupées dans un amas tertiaire. Le barycentre des charges de l'amas primaire est calculé et il détermine le lieu de la réaction de conversion du neutron dans le dépôt. Cette détermination est d'autant plus exacte que les particules chargées sont émises perpendiculairement au plan de pistes, le barycentre coïncide dans ce cas avec le point réel de la réaction de conversion. Pour chaque événement et chaque amas, plusieurs paramètres sont enregistrés et stockés sous forme de "ntuple" au format ROOT [89]. Ces paramètres sont :

- le barycentre $B = \sum_{i=1}^n x_i Q_i / \sum_{i=1}^n Q_i$, où x_i est le numéro de piste, Q_i sa charge et n le nombre de pistes touchées dans l'amas.
- x_m le numéro de la piste maximale dans l'amas
- Q_m la charge de la piste maximale dans l'amas
- la charge totale de l'amas $\sum_{i=1}^n Q_i$
- n la multiplicité de l'amas

Ces paramètres permettent de reconstruire les projections du faisceau de neutrons sur le plan de pistes en fonction de différentes coupures sur la multiplicité ou la charge qui améliorent la qualité de l'image. C'est ici qu'intervient la principale différence entre l'analyse unidimensionnelle et l'analyse bidimensionnelle. Alors que dans le cas 1D, la recherche des amas a lieu sur 384 pistes, en 2D, cette recherche a lieu sur 192 pistes dans 2 directions. Les paramètres retenus sont les mêmes mais à la fois pour les pistes X et les pistes Y . La seule condition ajoutée est que l'événement n'est conservé que si un amas est trouvé en X et en Y . Des paires (X, Y) de paramètres sont alors obtenues. Le barycentre d'un amas primaire en X et celui d'un amas primaire Y détermine le point d'interaction du neutron en 2D.

La figure 5.7 montre la forme des amas obtenus respectivement en mode de fonctionnement normal et en mode préamplifié. En fonctionnement normal, les amas ont une forme quasiment gaussienne centrée sur le lieu de conversion du neutron pour les faibles multiplicités. Par contre, en préamplification, les électrons créés par la particule chargée juste en sortie du dépôt, c'est à dire au plus proche du lieu de conversion, sont plus multipliés que ceux créés près de la microgrille. La charge de l'amas est donc piquée vers la piste en regard du point de conversion et le barycentre calculé est donc plus proche de la réalité. Il est alors possible d'obtenir une meilleure résolution spatiale.

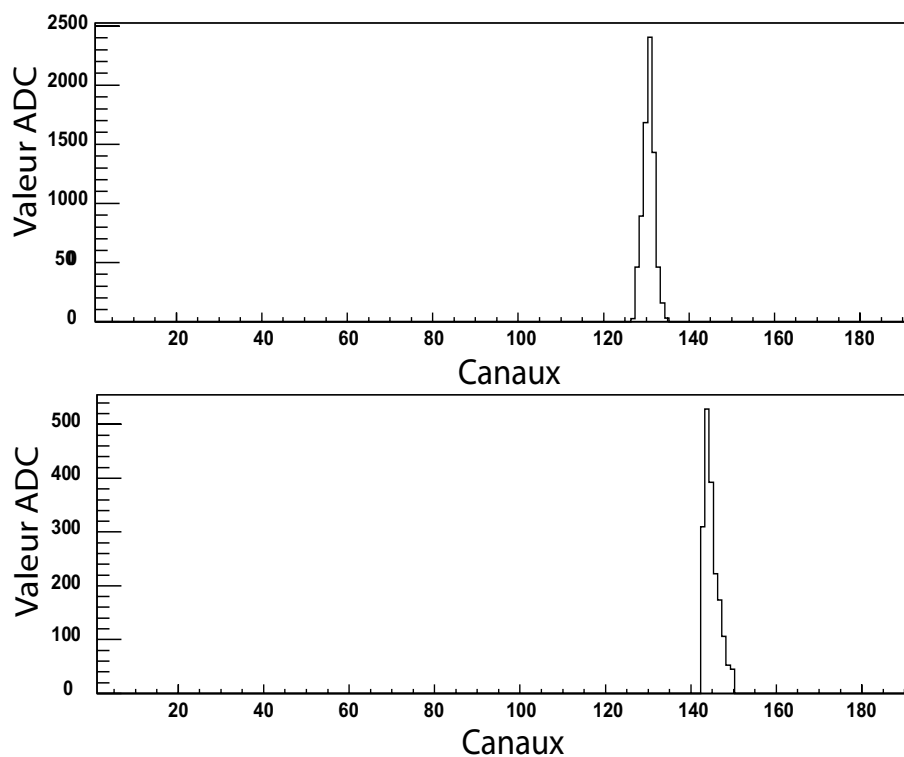


Figure 5.7 Amas primaire obtenus lors du passage d'une particule chargée : (haut) fonctionnement normal, (bas) fonctionnement en préamplification.

5.3 Les campagnes de test

5.3.1 Mesure de la résolution spatiale d'un Micromégas 2D

a- Descriptif de l'expérience

La résolution du détecteur bidimensionnel a été mesurée en juin 2003 au réacteur ORPHEE sur le site du CEA Saclay. Le réacteur ORPHEE fait partie du LLB (Laboratoire Léon Brillouin, unité mixte CEA/CNRS) qui a été créé en 1974 afin de construire et faire fonctionner un ensemble de spectromètres à neutrons [84]. Ce réacteur, d'une puissance de 14 MW, a divergé en 1980. Depuis, le LLB a vocation à entretenir et améliorer pas moins de 24 spectromètres, à accueillir des équipes de toute l'Europe (700 visiteurs/an et plus de 300 expériences/an) et à mener ses propres programmes de recherche. C'est notamment au sein de ce réacteur qu'est

installée une cellule de neutronographie performante, sur laquelle sont testées les pièces pyrotechniques de la fusée Ariane.

Les mesures ont plus précisément été réalisées sur le guide G5.6 du réacteur. Ce guide est équipé de trois monochromateurs permettant d'obtenir trois longueurs d'onde pour les neutrons : 1.49 \AA , 2.73 \AA et 4.7 \AA . Nous avons utilisé préférentiellement la dernière qui correspond à une énergie de $3.7 \times 10^{-3} \text{ eV}$. C'est la longueur d'onde pour laquelle le flux est le plus élevé en sortie du dernier guide de neutrons (guide en gadolinium de 10 cm de haut sur 4 cm de large). Un collimateur en cadmium à ouverture variable est placé en sortie du guide. Un compteur à ^3He placé derrière ce collimateur a permis d'évaluer le flux de neutrons à $7 \times 10^3 \text{ n/cm}^2/\text{s}$. L'acquisition ne comportait pas encore la suppression de zéros et le PC utilisé n'était pas suffisamment rapide à l'époque de ces mesures. La fréquence maximale était alors de 70 Hz et un collimateur en B_4C avait été placé afin de réduire le faisceau à une surface de 1 cm^2 . La figure 5.8 montre la distribution du faisceau sur le plan de pistes. Cette distribution est un histogramme à 2 dimensions de la piste maximale en Y en fonction de la piste maximale en X pour un ensemble d'événement. Ce type d'histogramme permet d'observer l'état du plan de pistes et de détecter la présence de pistes mortes. Une piste morte, même si elle est corrigée, n'est jamais la piste maximale d'un amas. De nombreuses pistes mortes sont visibles sur ce plan de pistes mais le faisceau a été correctement positionné dans un domaine sans piste cassée c'est à dire entre les pistes 100 et 125 en X et 110 et 135 en Y .

Un objet en cadmium, percé de trous circulaires de $600 \mu\text{m}$ de diamètre, est placé à la surface du détecteur, collé sur la dérive. Seuls les neutrons passant dans les trous atteignent le convertisseur et sont détectés. C'est la reconstruction de ces trous qui permet d'évaluer la résolution spatiale.

b- Résultats

La figure 5.9 résume les principaux résultats obtenus à l'intérieur d'un trou. La figure 5.9.a montre l'image de l'objet en cadmium dans lequel trois trous sont visibles. Tous ne contiennent pas la même statistique et l'un des trois est traversé par une piste morte. Seul le second trou (pour $114 < x < 120$ et $114 < y < 120$), qui représente une statistique suffisante, va donc être utilisé pour évaluer la résolution spatiale. La figure 5.9.b montre la multiplicité obtenue en Y en fonction de X . La multiplicité moyenne est autour de trois et elle n'est pas tout à fait symétrique en X et en Y . Le trou ayant un diamètre de l'ordre de deux fois le pas des pistes, sa position au dessus des pistes influe sur la multiplicité. La reconnaissance du lieu d'interaction d'un neutron est d'autant meilleure que la multiplicité est faible, les

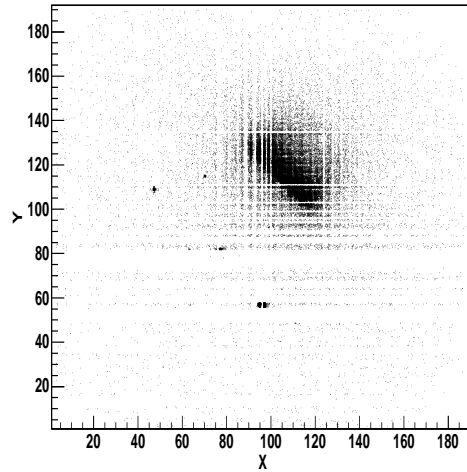


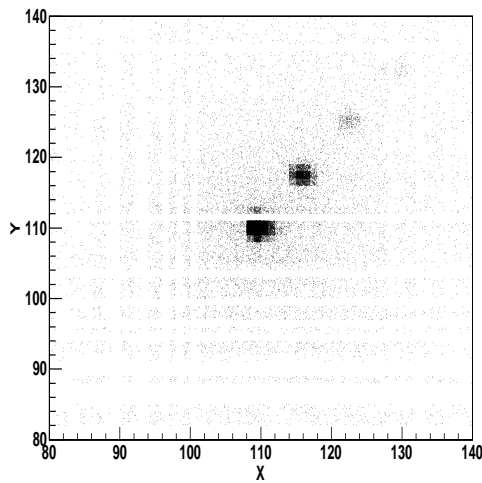
Figure 5.8 Image du faisceau neutronique, les pistes mortes sont visibles comme des traits blancs.

hautes multiplicités ne sont donc pas prises en compte lors du calcul de la résolution spatiale. La réduction de la largeur de l'espace de dérive à $300 \mu\text{m}$ a l'intérêt de réduire la multiplicité moyenne et d'augmenter le nombre d'événements conservés après coupure sur les hautes multiplicités.

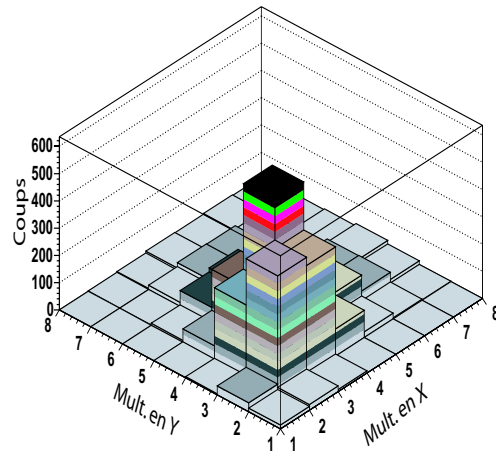
La figure 5.9.c représente la charge des amas divisée par le parcours, en Y en fonction de X . La charge est exprimée en unité ADC, sachant qu'une unité ADC représente 0.44 fC . Elle est distribuée uniformément dans les 2 dimensions mais légèrement plus importante en X . La surface active du plan de pistes est en effet un peu plus importante pour les pistes en X qu'en Y . Le parcours P est évalué à l'aide des multiplicités n_x et n_y , du pas des pistes p et de la largeur de l'espace de dérive d . P s'écrit $\sqrt{d^2 + p^2(n_x^2 + n_y^2)}$.

La figure 5.10.a confirme qu'il est possible de séparer les alphas et les tritons issus de la conversion des neutrons dans le dépôt de ${}^6\text{Li}$ de $24 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le pic de faible énergie représente les tritons et la bosse à plus haute énergie les alphas. Le pic triton est plus fin du fait de la faible dispersion en énergie de ces particules dans le dépôt. La figure 5.10.b montre à l'inverse qu'il n'est pas possible de séparer les noyaux de ${}^7\text{Li}$ et les alphas d'un dépôt de ${}^{10}\text{B}$ de $0.8 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

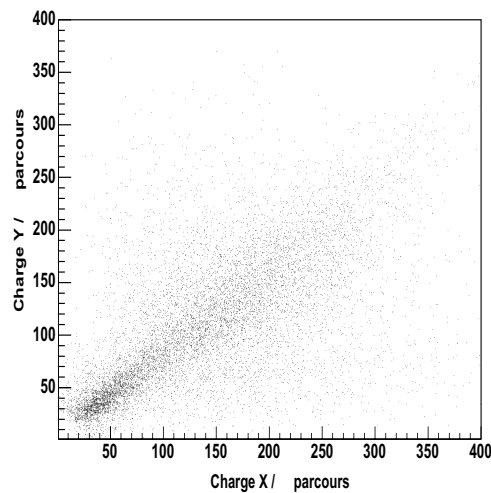
La résolution spatiale est déterminée en approximant l'image d'un trou par une fonction du même type que celle utilisée pour le faisceau de neutrons de n_TOF (voir



(a)



(b)



(c)

Figure 5.9 (a) Image des trous sans coupure, (b) multiplicité en 2 dimensions dans un trou, (c) charge déposée/parcours en Y en fonction de X .

chapitre 3). Il s'agit de la convolution d'une gaussienne et d'une fonction créneau où la largeur du créneau est imposée au diamètre du trou. L'écart type de la gaussienne donne la résolution spatiale. La fonction d'approximation utilisée est la suivante :

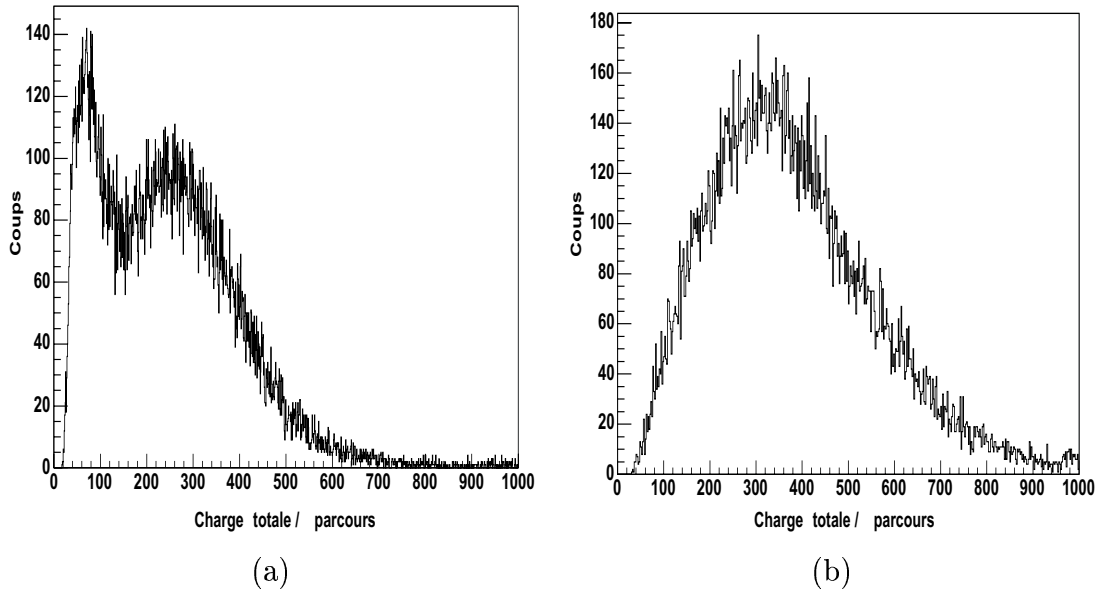


Figure 5.10 Charge totale déposée/parcours : (a) dépôt de ${}^6\text{Li}$ de $24 \mu\text{m}$ (b) dépôt de ${}^{10}\text{B}$.

$$T(x, y) = p + A \left(\text{Erf} \left(\frac{a + \sqrt{(x - \mu_x)^2 + (y - \mu_y)^2}}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \text{Erf} \left(\frac{a - \sqrt{(x - \mu_x)^2 + (y - \mu_y)^2}}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right) \quad (5.1)$$

où :

- p est le niveau de bruit
- A est une constante multiplicative
- a est la demi-largeur du trou
- μ_x et μ_y sont les centres du trou
- σ est l'écart type de la gaussienne et donne la valeur de la résolution spatiale

La figure 5.11 donne les résultats de cette approximation pour différentes coupures. Le barycentre calculé lors d'une conversion est plus proche du point réel d'interaction quand la multiplicité est faible. Le fait de sélectionner les basses multiplicités améliore donc la résolution spatiale. Ces coupures diminuent par contre l'efficacité, c'est à dire le nombre d'événements conservés pour reconstruire le trou. Les résultats de la figure 5.11 ont été établis en mode de préamplification. Ils donnent une résolution de 270

μm pour 80% de la statistique (figure 5.11.a) et $170 \mu\text{m}$ pour 25% (figure 5.11.b). La résolution optimale obtenue en mode de fonctionnement normal (c'est à dire sans préamplification) est de $190 \mu\text{m}$ pour 15% de la statistique. Ce mode donne par contre une résolution très dégradée lorsqu'aucune sélection n'est appliquée sur la multiplicité avec un résultat de $400 \mu\text{m}$ pour 80% de la statistique.

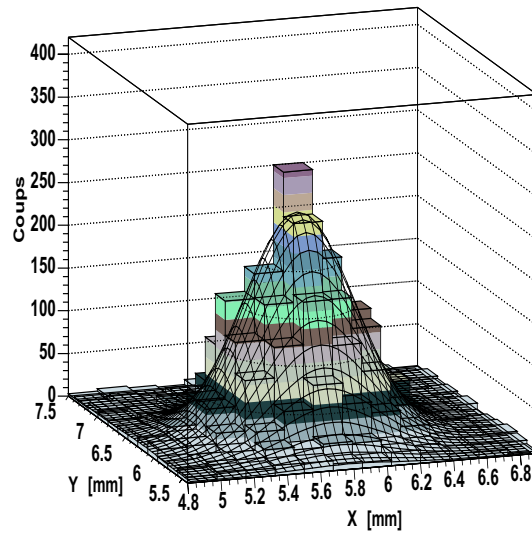
D'autre part, les résultats obtenus avec le mélange d'argon et le mélange d'hélium sont similaires. La diffusion transverse des électrons dégrade la résolution spatiale. Elle est plus faible dans l'hélium que dans l'argon mais elle n'a ici que peu d'influence compte tenu du faible espace de dérive et du pas de $300 \mu\text{m}$ des pistes. Il n'a pas non plus été trouvée de différence dans les résultats en fonction des différents types de dépôts. Il est clair qu'un dépôt épais dégrade la résolution spatiale pour les hautes multiplicités. Le trajet d'une particule chargée dans le dépôt est alors plus important et le point d'interaction du neutron est mal reconstruit (la particule chargée n'est vu par le détecteur qu'à partir de l'endroit où elle sort du dépôt). Toutefois, vu que les faibles multiplicités sont préférentiellement utilisées, l'influence de l'épaisseur du dépôt est faible.

5.3.2 Section tomographique avec un Micromégas 1D

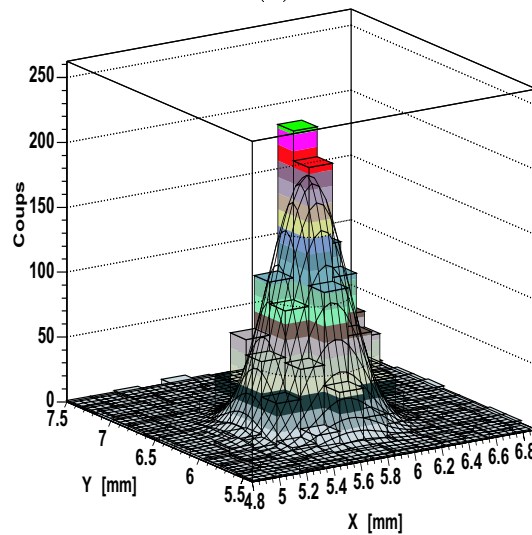
a- Descriptif de l'expérience

Les tests de tomographie neutronique ont été réalisés en mars 2004 au GKSS à Geesthacht en Allemagne dans le réacteur GeNF (Geesthacht Neutron Facility). Ce réacteur possède une puissance de 5 MW pour un flux de neutrons thermiques de $1.4 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2/\text{s}$. Il est dédié à de nombreuses études de spectrométrie neutronique avec 15 zones d'expériences et il accueille pour 2/3 de son temps de fonctionnement des expérimentateurs extérieurs, le reste étant réservé pour les recherches propres au GKSS. C'est sur la ligne de neutrons thermiques POLDI (POLarised DIffractometer) que les tests de tomographie ont été menés. Le flux de neutrons est de $8 \times 10^4 \text{ n/cm}^2/\text{s}$ pour une longueur d'onde neutronique qui s'étend de 0.1 à 0.36 nm. Ce faisceau de neutrons a l'intérêt d'avoir une excellente divergence avec un rapport $L/D \simeq 2000$, il se prêtait donc bien à une tomographie bien que le flux soit un peu faible.

La tomographie de transmission consiste à reconstruire la section d'un objet à partir de ses projections selon différents angles Φ . Chaque projection correspond à l'intégrale du coefficient d'interaction du rayonnement dans l'objet $\mu_\Phi(x, y)$ sur l'axe de la projection. La méthode de reconstruction de ce coefficient utilise la transformée de Fourier. Une transformée de Fourier est appliquée à chacune des projections et donne une ligne d'angle Φ dans l'espace de Fourier à 2 dimensions. Les différents an-



(a)



(b)

Figure 5.11 Approximation du trou par la fonction $T(x, y)$ avec différentes coupures sur les multiplicités n_x et n_y : (a) $n_x > 1$ et $n_y > 1$, (b) $1 < n_x < 4$ et $1 < n_y < 4$.

gles de projection servent à recouvrir l'espace de Fourier afin d'obtenir la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'objet. Les transformées de Fourier des projections sont ensuite filtrées à l'aide d'un filtre rampe et d'un filtre supprimant les hautes

fréquences (le bruit). Il suffit alors d'appliquer une transformée de Fourier inverse pour chaque angle et les coefficients $\mu(x, y)$ sont données par l'intégrale de chaque rétroprojection filtrée sur l'angle Φ . Le programme de reconstruction tomographique utilisé pour cette expérience existait déjà au laboratoire *SSTM*. Pour de plus amples informations, il est possible de se reporter au livre de Chris Guy [90] ou au livre plus technique de Pierre Grangeat [91].

Le détecteur 1D a été utilisé pour réaliser la section tomographique d'un câble multibrins de 6 mm de diamètre ayant une gaine de 500 μm d'épaisseur. Ce câble contient 12 conducteurs de 500 μm de diamètre avec une gaine de 300 μm d'épaisseur. Le détecteur est monté avec le convertisseur le plus efficace (^6Li pur 100 μm) et une largeur de dérive de 700 μm . Le gaz d'ionisation est l'argon/isobutane (5%). Le mode de fonctionnement choisi est la préamplification avec des tensions de 270 V sur la microgrille et 1180 V sur la dérive. Une fente de 1 mm de large est intercalée entre l'objet et le détecteur et le tout est aligné dans le faisceau de neutrons. Un moteur commandé à distance maintient l'objet et permet de le faire tourner entre chaque projection. Les pistes du détecteur sont parallèles à l'axe de l'objet qui est également l'axe de rotation du moteur. La photo 5.12 représente l'objet sur le moteur en face du détecteur. Des plaques de polyéthylène boré ont été rajoutées afin de s'affranchir au mieux des neutrons diffusés.

Le nombre de projections est de 81 sur 360° (soit un pas de 4.5°). Les coupes réalisées après 180° sont décalées de 2.25° afin de ne pas reproduire des coupes symétriques avant et après le demi tour. La taux de comptage est de 200 neutrons/s et le temps d'acquisition de chaque projection est de 1000 s (ce qui représente à peu près 200000 événements/coupe). La réalisation de la section tomographique a nécessité environ 26 heures de prise de données.

b- Résultats

La figure 5.13 présente les caractéristiques des événements de la projection à 180°. La figure 5.13.a est une représentation de la charge déposée divisée par la multiplicité (équivalente en quelque sorte à la perte d'énergie par unité de longueur). Cet histogramme est composé de 2 parties, une due aux tritons et l'autre aux alphas. Le pic de faible énergie est celui des tritons et le décrochement à charge/multiplicité $\simeq 35$ correspond aux alphas. Les 2 particules sont moins bien séparées que sur la figure 5.10 car le dépôt est ici plus épais. La figure 5.13.b est l'histogramme de la multiplicité. La multiplicité moyenne est de 12 et elle est séparée en 2 parties. On peut comprendre la raison de cette séparation grâce à la figure 5.13.c qui représente la charge déposée en fonction de la multiplicité. Les événements de faible multiplicité

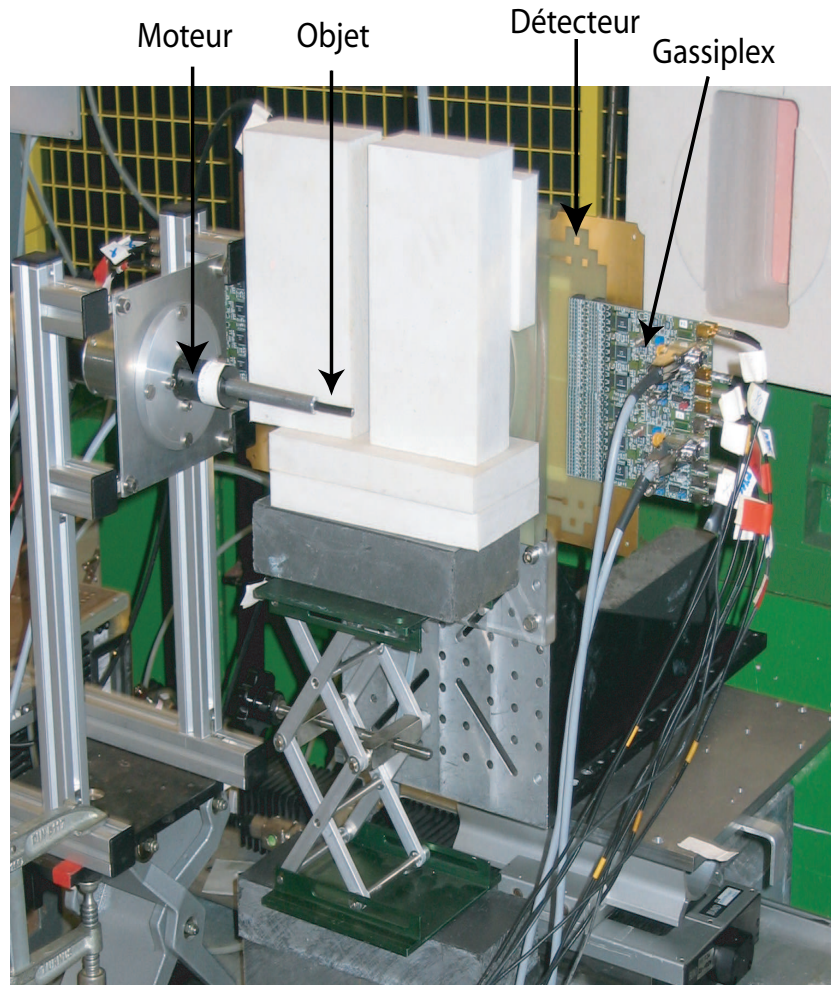


Figure 5.12 Photo du câble en face du détecteur.

déposent plus d'énergie que pour les fortes multiplicités. Les alphas ne sont donc visibles par le détecteur qu'à faible multiplicité, probablement parce qu'ils ne sortent du dépôt que si leur parcours dans celui-ci est faible. Les hautes multiplicités sont composées majoritairement de tritons. Il a déjà été expliqué qu'il faut prendre les faibles multiplicités pour améliorer la résolution spatiale du détecteur. La statistique par projection étant assez faible, les coupures sur les multiplicités ne peuvent pas être très restrictives afin de ne pas perdre trop de statistique. Seules les multiplicités inférieures à 12 sont conservées et le rapport de la charge déposée sur la multiplicité est limité à 150 afin de choisir préférentiellement les événements perpendiculaires aux pistes. Ces coupures assurent une résolution spatiale de $100 \mu\text{m}$ qui a été évaluée

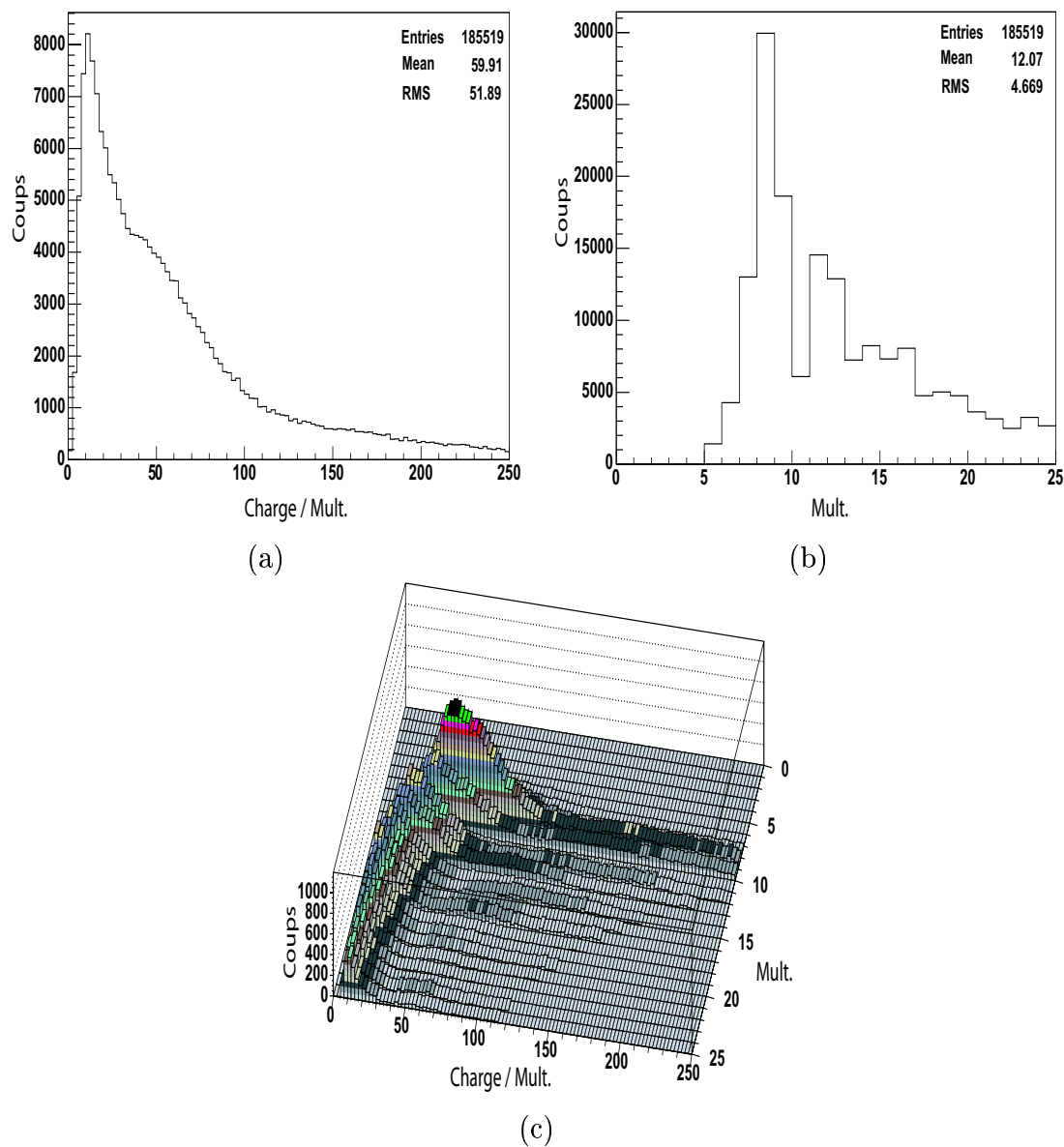


Figure 5.13 Résultats de la 41^{ème} projection (soit à 180°) sans coupure :
 (a) histogramme de la charge divisée par la multiplicité,
 (b) histogramme de la multiplicité, (c) histogramme de la charge/multiplicité en fonction de la multiplicité.

grâce à une fente de 500 μm placée parallèlement aux pistes.

Une image du faisceau à vide $I_0(x)$ est nécessaire pour la reconstruction tomo-

graphique, elle contient à la fois la distribution du faisceau et les imperfections du détecteur. Elle est représentée sur la figure 5.14.a. Chacune des projections $I^i(x)$ est normalisée en temps par rapport à l'image à vide (où $i \in \{0, \dots, 81\}$). La projection correspondant à l'angle 0° est présentée sur la figure 5.14.b. L'objet, situé au milieu, atténue le faisceau au centre de la projection. Le nombre de coups moyen à côté de l'objet doit être le même que celui de l'image à vide. Cette moyenne est calculée sur les 15 premières pistes de la projection et ajustée à celle de l'image à vide, la valeur de chaque piste est également renormalisée par rapport à la nouvelle moyenne. Le logarithme de la division de l'image à vide par chaque projection ($\log(I_0(x)/I^i(x))$) est ensuite calculé, il permet d'obtenir l'intégrale du coefficient d'interaction $\int \mu^i(x)$. La figure 5.14.c représente la projection d'angle 0° une fois normalisée par l'image à vide. C'est sous cette forme que les coupes sont envoyées au programme de reconstruction tomographique. La projection 0 présente des structures dues à la présence des brins à l'intérieur du câble. Toutefois, la normalisation ne suffit pas à faire disparaître l'influence des plots supportant la grille, ce qui dégrade la reconnaissance des brins. Les plots entraînent localement une perte d'efficacité du plan de pistes qu'il est difficile de corriger.

La figure 5.15 expose les résultats de la reconstruction tomographique. Le sinogramme (figure 5.15.a) correspond à l'empilement des projections pour les différents angles. La gaine extérieure est bien visible, ainsi que l'influence des fils à l'intérieur. La figure 5.15.b est l'image reconstruite de la section du câble avec le détecteur Micromégas. Quelques brins et la gaine ont été correctement reconstruits mais le centre de l'image est flou. Le résultat n'est pas d'aussi bonne qualité que l'image obtenue à l'aide de plaques photographiques (voir figure 5.15.c, section tomographique réalisée par le laboratoire SSTM en 2001 [85]). Plusieurs raisons sont à l'origine de la reconstruction seulement partielle de la section. La principale est la présence de trop nombreux plots sur le plan de pistes. Ce plan de pistes n'aurait dû comporter qu'un plot tous les 2 mm mais ce sont 9 fois plus de plots qui ont été déposés à la fabrication. Même si la moitié des plots a pu être retirée à la main (soit environ 2000 plots), leur influence reste importante. Lors de la reconstruction tomographique, ces plots, situés toujours aux mêmes endroits pour chaque projection, sont reconstitués sous forme de cercles concentriques. Cet artefact dégrade la résolution de l'image, notamment au centre où l'influence des plots est plus importante (les cercles décrits par les plots au centre sont plus petits donc l'effet est plus localisé). La seconde raison est le manque de statistique. De ce fait, les coupures réalisées sur la multiplicité et la charge ne sont pas assez restrictives pour avoir la résolution spatiale optimale soit $60 \mu\text{m}$. Enfin, lorsque le détecteur fonctionne en préamplification, il n'est pas

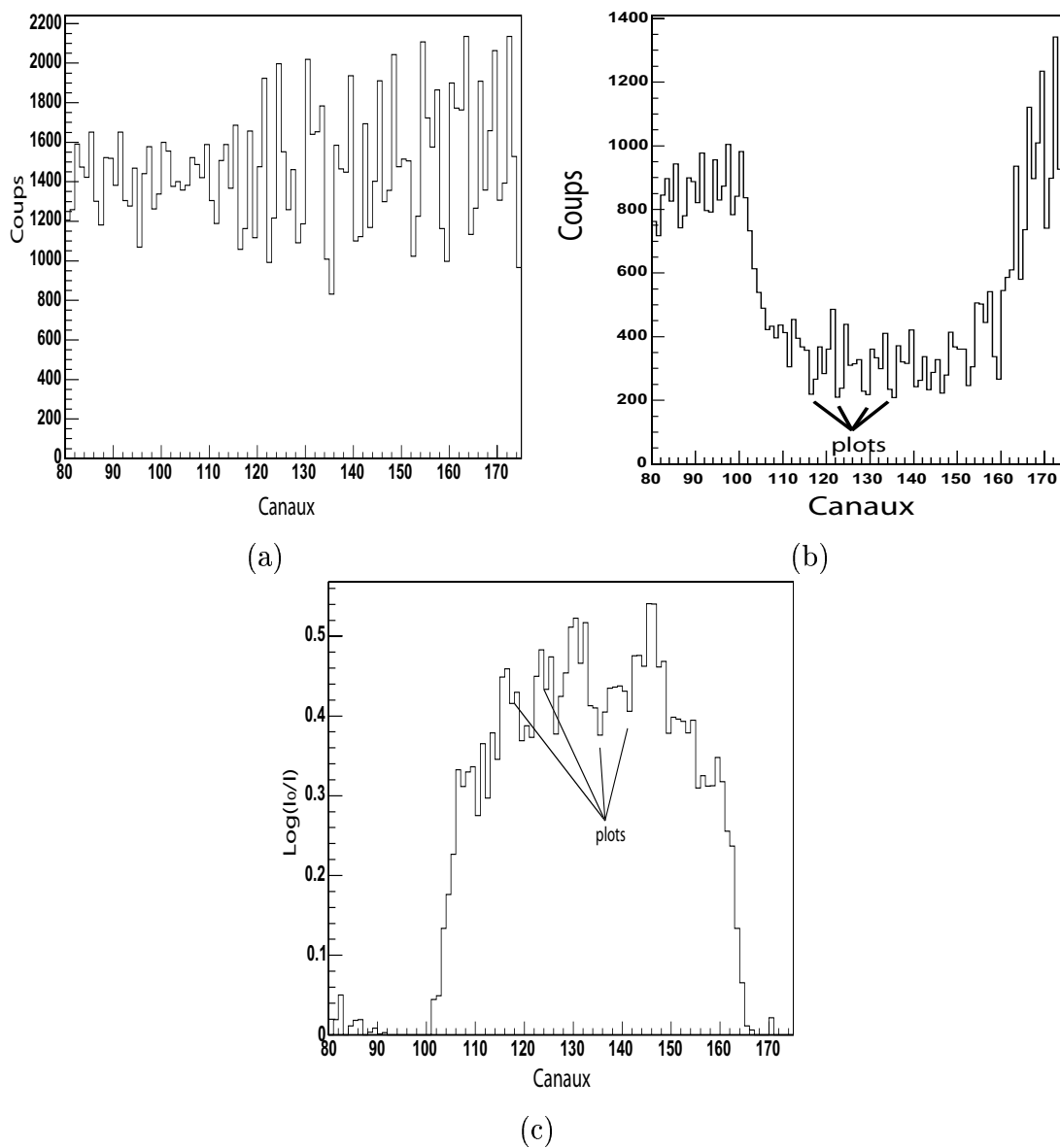


Figure 5.14 (a) Image du faisceau à vide, (b) projection d'angle 0° avant normalisation, (c) projection d'angle 0° après normalisation.

dans une zone stable du gain. Il est alors plus sensible, des variations de pression et de température suffisent à modifier ses performances. Une diminution du gain, du taux de comptage et donc de la statistique ont été observés durant les mesures. Il est possible, étant donné la longue période de mesure (26 heures), que le détecteur

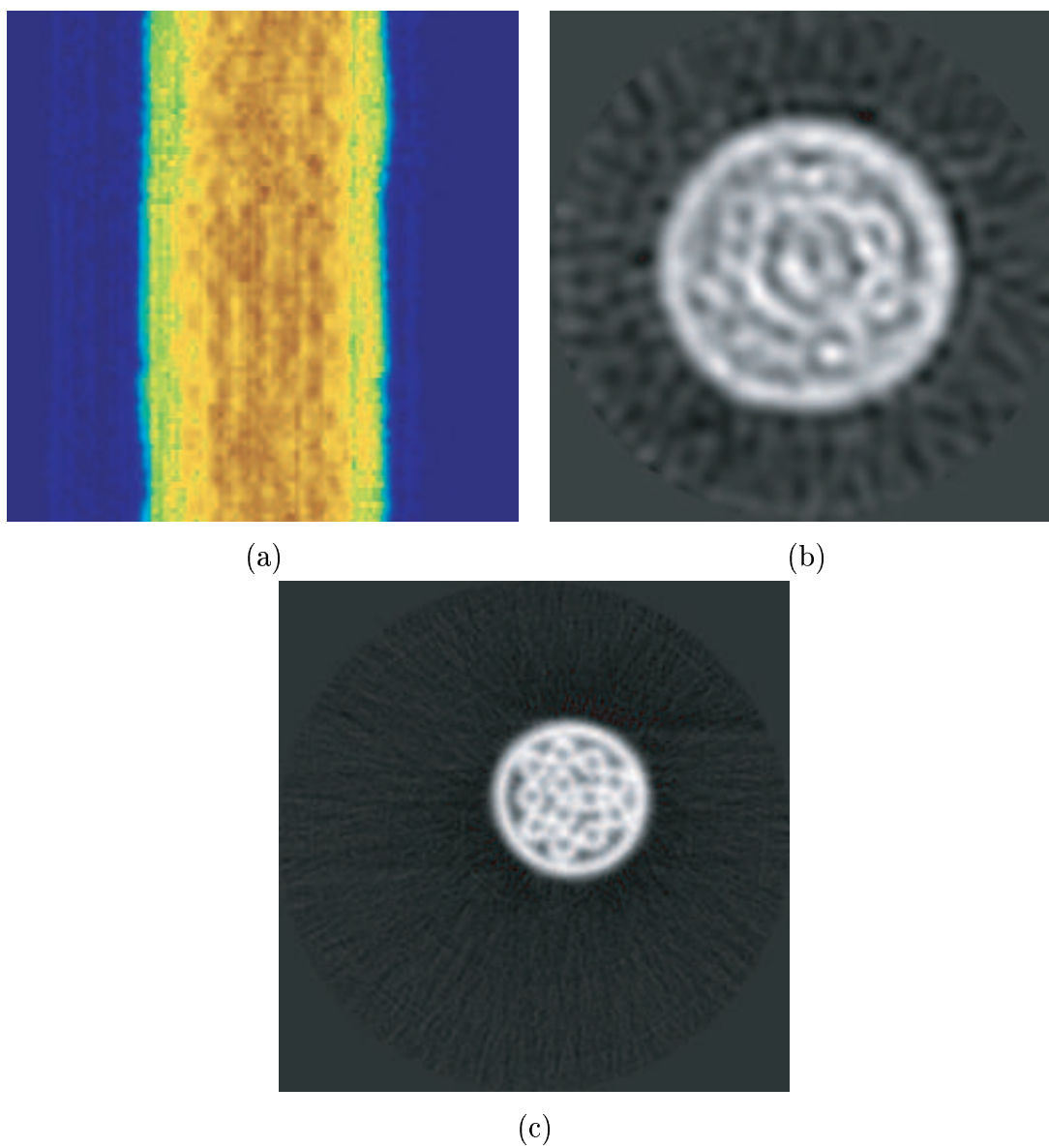


Figure 5.15 (a) Sinogramme de la section, (b) reconstruction tomographique avec Micromégas, (c) reconstruction tomographique avec des plaques photographiques.

ait subi ce type d'influence.

5.3.3 Imagerie neutronique avec un Micromégas 2D

Les tests d'imagerie neutronique avec le Micromégas 2D ont été réalisés en mars 2004, sur le guide G5.6 du réacteur ORPHEE déjà utilisé en juin 2003 pour la résolution. Le détecteur est légèrement modifié par rapport aux tests précédents. Il comporte la dérive la plus efficace de ${}^6\text{Li}$ et la largeur de l'espace de dérive est imposée à $700\ \mu\text{m}$. De plus, le plan de pistes est neuf et sans piste cassée. Le mode de préamplification est utilisé avec 300 V sur la microgrille et 1450 V sur la dérive.

Le premier test a consisté à prendre l'image d'un objet en Gadolinium. Les lettres C, E et A sont découpées dans l'objet et les neutrons ne peuvent passer qu'à travers ces lettres. Elles ont une taille de 5 mm et la découpe a une largeur de $300\ \mu\text{m}$ (voir dessin sur la figure 5.16.a). Le résultat est présenté sur la figure 5.16. Seules les multiplicités inférieures à 7 sont prises en compte. La figure 5.16.b est une représentation de l'histogramme de l'image qui permet d'estimer le nombre de coups dans chaque pixel. La figure 5.16.c est la même image mais projetée sur le plan de pistes en donnant une valeur maximale au contenu de chaque pixel de la figure 5.16.b. L'image 5.16.c est reconstruite correctement, l'épaisseur et la taille des lettres sont bien respectées. Par contre, l'image 5.16.b met en évidence le manque d'homogénéité de la réponse du plan de pistes. Des variations de plus de 100% sont observées entre des pixels contigus. Ce résultat confirme la bonne résolution spatiale du détecteur Micromégas mais il soulève un problème concernant les plans de pistes à 2 dimensions. Il paraît difficile d'obtenir un bon contraste lors d'une neutronographie avec de telles variations.

Le second test a consisté à réaliser une neutronographie. Plusieurs objets ont été testés mais le meilleur résultat est l'image d'un échantillon de parfum (voir figure 5.17.b). C'est un objet qui se prête bien à l'imagerie neutron avec un tube en verre (invisible aux neutrons), différentes épaisseurs de plastique et du liquide. La neutronographie est réalisée en 2 temps. Deux images sont enregistrées, une du faisceau à vide $I_0(x, y)$ et une de l'objet $I(x, y)$ pour un temps donné. L'image de reconstruction finale est le logarithme de l'image à vide sur l'image avec l'objet soit $\log(I_0/I)$, ce qui correspond à la carte des coefficients d'atténuation $\mu(x, y)$. La figure de reconstruction 5.17.a est établie pour des multiplicités inférieures à 6 et un binning égal au pas des pistes soit $300\ \mu\text{m}$. Elle est de plus traitée par un filtre médian d'ordre 5. Le filtre médian permet de réaliser un lissage. On reconnaît différentes parties de l'échantillon de parfum avec le parfum lui-même, le tube plongeant dans celui-ci et le diffuseur orienté vers la gauche au sommet. Les endroits où le plastique est plus dense sont également identifiés. Toutefois, compte tenu de la résolution spatiale, la qualité de l'image n'est pas satisfaisante. Les bords des plastiques sont diffus et

déformés et aucun détail n'est discernable. La diaphonie entre pistes peut être une explication de la dégradation du contraste. Sans qu'il soit possible de trouver des court-circuits francs entre pistes et notamment entre les coordonnées X et Y , il est apparu que beaucoup de pistes parlaient en même temps. Deux plans de pistes neufs ont été testés et ils ont montré la même déficience. Le passage d'une particule chargée dans le détecteur entraîne la formation d'un amas primaire, mais aussi celle d'un

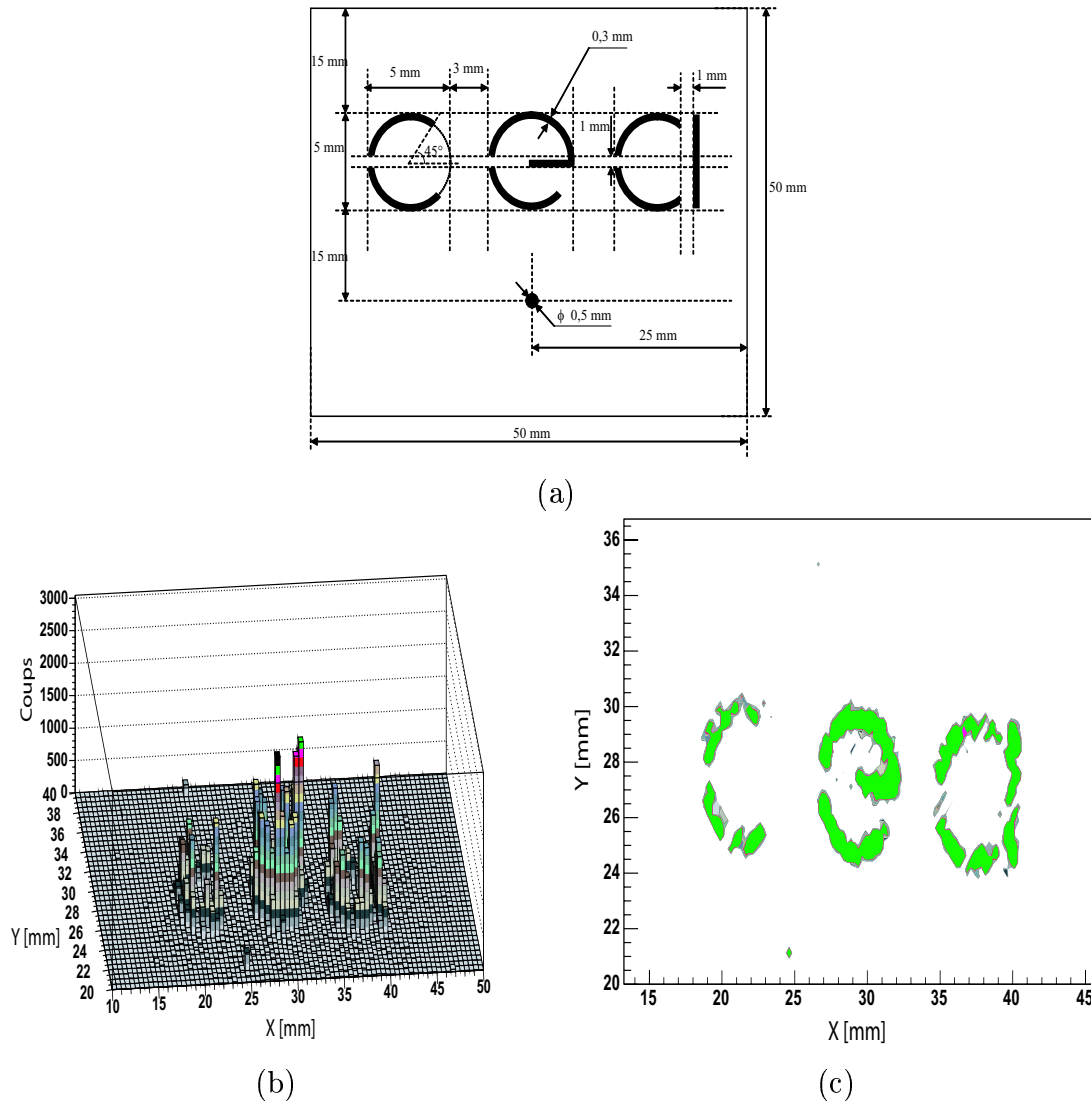
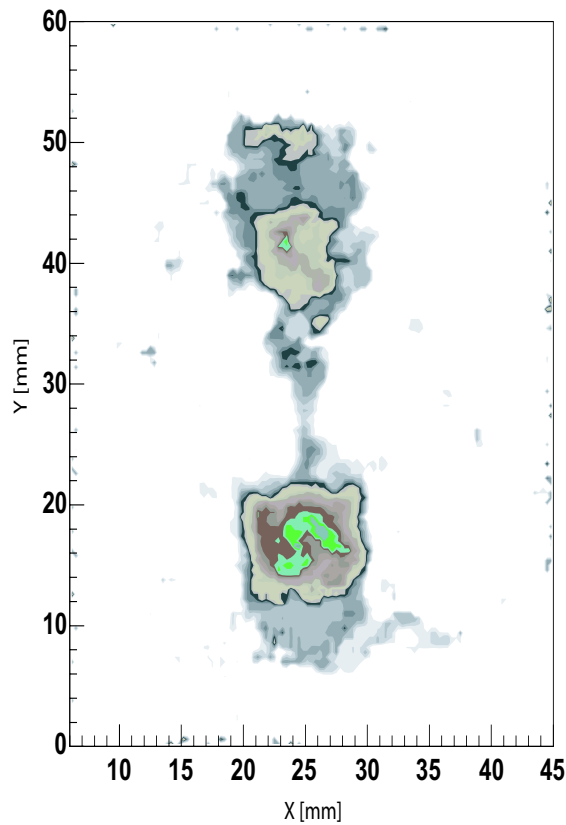


Figure 5.16 (a) dessin du logo CEA, (b) image du logo CEA en 2D, (c) image projetée sur le plan de pistes.



(a)



(b)

Figure 5.17 Echantillon de parfum : (a) reconstruit avec Micromégas, (b) photo.

amas secondaire souvent équivalent en charge au primaire, et d'autres impulsions, faibles en amplitude mais nombreuses, sur le reste des pistes. Un exemple des amas obtenus avec la diaphonie est donné figure 5.18. Il est difficile dans ce cas d'être sûr de reconnaître le bon amas correspondant au passage de la particule. Et même si l'amas primaire est correctement identifié, une partie de sa charge est partagée avec d'autres pistes et le calcul du barycentre est faussé. C'est la principale raison des variations très localisées observées dans la figure 5.16. Des tests, réalisés en envoyant une impulsion sur une piste et en regardant la charge collectée sur les autres, ont démontré la présence de diaphonie entre les pistes. La diaphonie possède 2 origines

distinctes. D'une part, le plan de pistes peut avoir des pistes en court-circuit qu'il est difficile d'identifier vu le grand nombre de pistes. D'autre part, il est apparu qu'il restait une fine couche de métal sur certains des plots gravés sur la microgrille, ce qui peut entraîner des court-circuits lorsqu'un plot repose sur 2 pistes. Ce problème peut être évité en collant les plots directement sur le plan de pistes.

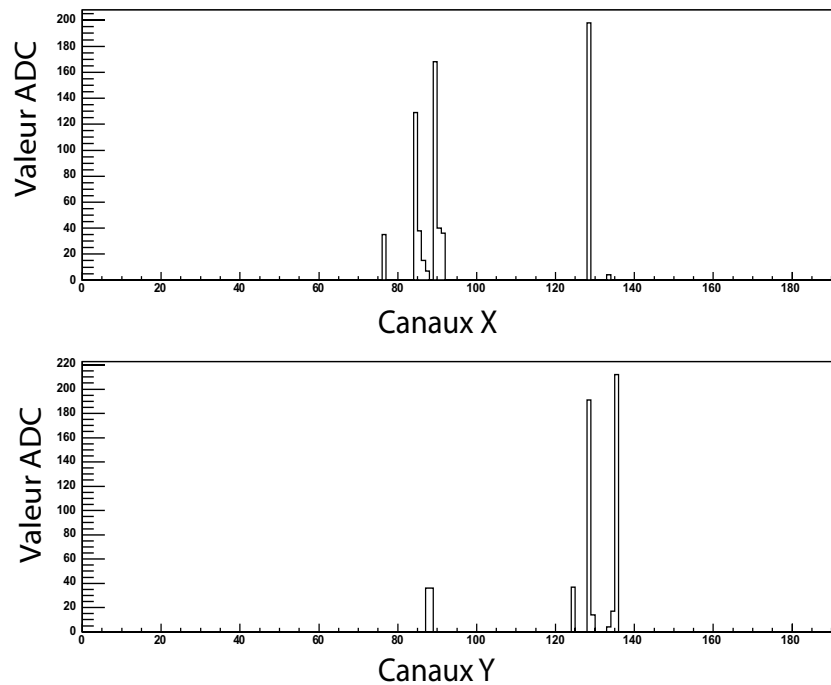


Figure 5.18 Impulsions obtenues avec de la diaphonie.

5.4 Conclusion

Les convertisseurs de neutrons ainsi que l'acquisition semblent correspondre aux attentes du projet. Les résultats concernant la section tomographique sont encore insuffisants pour pouvoir conclure quant à la faisabilité de la tomographie avec un détecteur de type Micromégas. Il sont par contre encourageants, ils ont permis de reconstruire certaines parties de l'objet choisi, et le trop grand nombre de plots supportant la grille est à l'évidence à l'origine du flou obtenu dans l'image reconstruite. Concernant le Micromégas bidimensionnel, sa bonne résolution spatiale a été confirmée. Un détecteur pour l'imagerie se doit par contre d'être homogène.

Une amélioration du plan de pistes 2D est donc obligatoire afin de supprimer la diaphonie.

Conclusion

Ce travail de thèse a été initié par le besoin de connaître en détail les caractéristiques du faisceau de n_TOF, nouvelle source de neutrons opérationnelle au CERN à Genève depuis 2001. Il se décompose en une partie d'analyse de données relative à l'expérience n_TOF, une partie de recherche et développement sur les évaluations de flux et d'énergie neutronique, et une dernière sur la faisabilité d'imagerie neutron avec un détecteur de type Micromégas. Les résultats obtenus ont démontré encore une fois les potentialités de ce détecteur et ouvert de nouveaux champs d'applications. Le détecteur Micromégas a en effet complètement répondu aux attentes de la collaboration n_TOF. De plus, cette étude a montré que sa bonne résolution spatiale, sa rapidité et son adaptabilité faisaient de lui un candidat sérieux pour la mesure de l'angle des reculs ou encore pour la neutronographie.

La distribution spatiale du faisceau de neutrons de n_TOF a été évaluée. Les projections obtenues ont non seulement permis de déterminer la forme du faisceau et son extension spatiale mais aussi de valider les simulations calculant le faisceau dans la zone expérimentale. Une fonction analytique approximant le faisceau à n'importe quel emplacement dans la zone de mesure a été déterminée. Etant donné que la plupart des échantillons utilisés pour les mesures de section efficace de capture sont plus petits que le faisceau, cette fonction facilite grandement l'estimation du nombre de neutrons reçus par un échantillon ainsi que le calcul d'erreur associée. Le flux de neutrons en fonction de l'énergie de l'expérience n_TOF a été calculé à partir des données consacrées à la mesure du faisceau et de simulations d'efficacité. Le résultat est proche des mesures effectuées par les détecteurs dédiés à cette évaluation, ce qui montre la bonne compréhension du fonctionnement du détecteur, le crédit que l'on peut apporter à ces mesures et enfin, pourquoi pas, la faisabilité d'un Micromégas capable de mesurer avec précision une fluence neutronique.

Le détecteur Micromégas de n_TOF utilisait la diffusion élastique des neutrons pour déterminer le faisceau à haute énergie. Lors de cette diffusion élastique, les atomes de recul acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz du détecteur

et signer le passage d'un neutron. L'énergie des neutrons incidents est liée, au cours d'une diffusion, à l'angle et à l'énergie du recul. Il a été possible de déterminer l'angle de ces reculs. Ce calcul a été validé en comparant l'énergie neutronique ainsi obtenue avec le résultat donné par le temps de vol. Le détecteur n'était pas du tout conçu pour ce type de mesure, avec un plan de piste unidimensionnel et un pas de piste très large de 1.6 mm. Ce résultat ouvre alors la possibilité, avec un détecteur adapté cette fois, de remonter à l'énergie des neutrons incidents, voire même d'autres particules.

Enfin, une étude de faisabilité d'imagerie neutronique en utilisant un détecteur Micromégas a été menée. Différents convertisseurs neutroniques ont été étudiés. L'électronique d'acquisition, fondamentalement différente de celle utilisée à n_TOF, a été améliorée en vue de supporter des flux importants de neutrons afin de réaliser des images en un temps acceptable. Une section tomographique d'un câble multifils a été réalisée avec un détecteur Micromégas unidimensionnel. Le résultat n'est pas parfait mais les problèmes ont été isolés et il mérite de nouveaux tests. L'imagerie réalisée avec un détecteur bidimensionnel a par contre posé plus de problèmes. Malgré une bonne résolution spatiale, la qualité des images obtenues n'est pas encore satisfaisante et un effort doit être fait quant à la qualité du plan de pistes bidimensionnel.

Le détecteur Micromégas a sans aucun doute de l'avenir en tant que détecteur de neutrons pour la caractérisation complète de faisceaux de neutrons dans des expériences de physique, ou dans le cadre d'applications médicales, ou encore en imagerie et tomographie neutronique. Le détecteur Micromégas a une particule de plus à son palmarès, le neutron.

Annexes



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 524 (2004) 102–114

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A

www.elsevier.com/locate/nima

Measurement of the n_TOF beam profile with a micromegas detector

J. Pancin^{a,*}, U. Abbondanno^b, G. Aerts^a, H. Alvarez^c, S. Andriamonje^a, A. Angelopoulos^d, P. Assimakopoulos^e, C. Bacri^f, G. Badurek^g, P. Baumann^h, F. Bečvářⁱ, H. Beer^j, J. Benlliure^c, B. Berthier^f, E. Berthoumieux^a, S. Boffi^k, C. Borcea^l, E. Boscolo-Marchi^m, N. Bustreo^m, F. Calvinoⁿ, D. Cano-ott^o, R. Capote^p, P. Carlson^q, P. Cennini^l, V. Chepel^r, E. Chiaveri^l, N. Colonna^s, G. Cortesⁿ, D. Cortina^c, A. Couture^t, J. Cox^t, S. Dababneh^j, M. Dahlfors^l, S. David^f, A. Delbart^a, J. Derre^a, R. Dolfini^k, C. Domingo^u, I. Duran-Escribano^c, C. Eleftheriadis^v, M. Embid-Segura^o, L. Ferrant^f, A. Ferrari^l, L. Ferreira-Lourenco^w, R. Ferreiramarques^r, H. Frais-Koelbl^x, W. Furman^y, Y. Giomataris^a, I. Goncalves^w, E. Gonzalez-Romero^o, A. Goverdovski^z, F. Gramegna^m, E. Griesmayer^x, F. Gunsing^a, R. Haight^{aa}, M. Heil^j, A. Herrera-Martinez^l, K. Ioannides^e, N. Janeva^{ab}, F. Jeanneau^a, E. Jericha^g, F. Käppeler^j, Y. Kadi^l, D. Karamanis^e, A. Kelic^h, V. Ketlerov^z, G. Kitis^v, P. Koehler^{ac}, V. Konovalov^y, E. Kossionides^{ad}, V. Lacoste^l, H. Leeb^g, A. Lindote^f, I. Lopes^r, M. Lozano^p, S. Lukic^h, S. Markov^{ab}, S. Marrone^s, J. Martinez-Val^{ae}, P. Mastinu^m, A. Mengoni^l, P. Milazzo^b, E. Minguez^{ae}, A. Molina-Coballes^p, C. Moreau^f, F. Neves^r, H. Oberhummer^g, S. O'Brien^t, I. Papadopoulos^l, T. Papavengelou^v, C. Paradela^c, A. Pavlik^{af}, P. Pavlopoulos^{ag}, A. Perez-Parra^o, J. Perlado^{ae}, V. Peskov^q, L. Perrot^a, V. Peskov^q, R. Plag^j, A. Plompen^{ah}, A. Plukis^a, A. Pochⁿ, A. Policarpo^r, C. Pretelⁿ, J. Quesada^p, M. Radici^k, S. Raman^{ac}, W. Rapp^j, R. Reifarth^j, F. Rejmund^f, M. Rosetti^{ai}, C. Rubbia^k, G. Rudolf^h, P. Rullhusen^{ah}, J. Salgado^w, E. Savvidis^v, C. Stephan^f, G. Tagliente^s, J. Tain^u, C. Tapiaⁿ, L. Tassan-Got^f, L. Tavora^w, R. Terlizzi^s, M. Terrani^k, N. Tsangas^{aj}, G. Vannini^b, P. Vaz^w, A. Ventura^{ai}, D. Villamarin-Fernandez^o, M. Vincente-Vincente^o, V. Vlachoudis^l, R. Vlastou^{ak}, F. Voss^j, H. Wendler^l, M. Wiescher^t, K. Wisshak^j, L. Zanini^l

^aCEA/Saclay - DSM, DAPNIA/SphN, Orme des Merisiers Bat 703137C, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

^bInstituto Nazionale di Fisica Nucleare-Trieste, Italy

^cUniversidade de Santiago de Compostela, Spain

*Corresponding author. Tel.: +33-1-69-08-75-02; fax: +33-1-69-08-75-84.

E-mail address: jpancin@cea.fr (J. Pancin).

- ^d Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Lab., University of Athens, Greece
^e Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Lab., University of Ioannina, Greece
^f Centre National de la Recherche Scientifique IN2P3 - IPN, Orsay, France
^g Atominstytut der Österreichischen Universitäten, Technische Universität Wien, Austria
^h Centre National de la Recherche Scientifique IN2P3 - IreS, Strasbourg, France
ⁱ Charles University, Prague, Czech Republic
^j Forschungszentrum Karlsruhe GmbH (FZK), Institut für Kernphysik, Germany
^k Università degli Studi Pavia, Pavia, Italy
^l CERN, Geneva, Switzerland
^m Laboratori Nazionali di Legnaro, Italy
ⁿ Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, Spain
^o Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas, Madrid, Spain
^p Universidad de Sevilla, Spain
^q Kungliga Tekniska Hogskolan, Physics Department, Stockholm, Sweden
^r Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas - Coimbra & Departamento de Física da Universidade de Coimbra, Portugal
^s Istituto Nazionale di Fisica Nucleare-Bari, Italy
^t University of Notre Dame, Notre Dame, USA
^u Consejo Superior de Investigaciones Científicas, University of Valencia, Spain
^v Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Lab., University of Thessaloniki, Greece
^w Instituto Tecnológico e Nuclear, Lisbon, Portugal
^x Fachhochschule Wiener Neustadt, Wiener Neustadt, Austria
^y Joint Institute for Nuclear Research, Frank Laboratory of Neutron Physics, Dubna, Russia
^z Institute of Physics and Power Engineering, Kaluga region, Obninsk, Russia
^{aa} Los Alamos National Laboratory, NM, USA
^{ab} Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria
^{ac} Oak Ridge National Laboratory, Physics Division, Oak Ridge, USA
^{ad} Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Institute, NCSR “Demokritos”, Athens, Greece
^{ae} Universidad Politécnica de Madrid, Spain
^{af} Institut für Isotopenforschung und Kernphysik, Universität Wien, Austria
^{ag} Department of Physics and Astronomy - University of Basel, Basel, Switzerland
^{ah} CEC-JRC-IRMM, Geel, Belgium
^{ai} ENEA, Bologna, Italy
^{aj} Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Dep., University of Thrace, Greece
^{ak} Astro-Particle Consortium, Nuclear Physics Dep., Technical University of Athens, Greece

Received 11 August 2003; received in revised form 6 January 2004; accepted 8 January 2004

Abstract

A Micromegas detector was used in the neutron Time-Of-Flight (n_TOF) facility at CERN to evaluate the spatial distribution of the neutron beam as a function of its kinetic energy. This was achieved over a large range of neutron energies by using two complementary processes: at low energy by capture of a neutron via the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction, and at high energy by elastic scattering of neutrons on gas nuclei (argon + isobutane or helium + isobutane). Data are compared to Monte Carlo simulations and an analytic function fitting the beam profile has been calculated with a sufficient precision to use in neutron capture experiments at the n_TOF facility.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Cs; 29.40.Gx; 29.27.fh; 28.20.-v

Keywords: n_TOF; Beam profile; Neutron beam profiler; Micromegas

1. Introduction

A new neutron Time-Of-Flight (n_TOF) facility is now operational at CERN [1,2]. This facility aims at measuring neutron-induced cross-sections essential for the design of Accelerator Driven System (ADS). This system is an innovative concept for energy production, incineration of nuclear waste and radioisotope production for medical applications [3–5]. Certain cross-section measurements are also of particular interest for astrophysics, notably for the explanation of the formation of heavy elements in our universe.

The n_TOF facility produces a high intensity flux of neutrons by the spallation process induced by 20 GeV protons onto a solid lead target surrounded by a water moderator. The pulsed proton beam has a maximum frequency of 0.8 Hz and the resultant neutron beam is cropped with two collimators that are placed between the experimental area and the spallation target. The first collimator is 2 m long with an inner radius of 5.5 cm and it is placed at 135.54 m from the target. The second collimator is 2.5 m long with an inner radius of 0.9 cm and placed at 175.35 m. The knowledge of the beam shape is of vital importance for the measurement of the cross-sections. In this article, we report the result obtained from an experiment where a new neutron detector based on the Micromegas concept [6–8] was placed at 186 m from the spallation target to evaluate the spatial characteristics of the n_TOF beam.

We present here a description of the detector, an analysis of the experimental data and a comparison with Monte Carlo simulations. Finally, we show how an analytic beam profile approximation can be obtained.

2. The Micromegas detector

2.1. Technical description

The Micromegas detector is composed of two chambers. The outer chamber constructed of aluminium is fixed to the n_TOF tube and the inner chamber, filled with the gas, is devoted to the detection (Fig. 1).

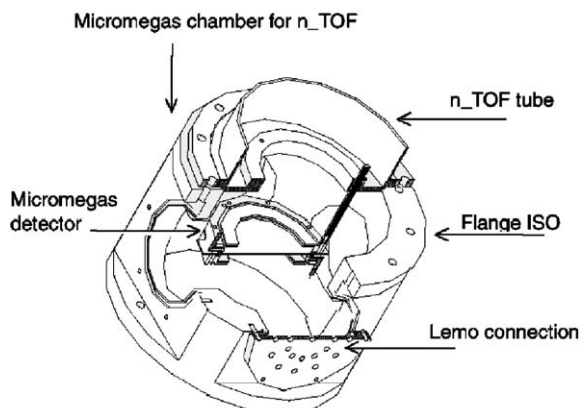


Fig. 1. Schematic view of the Micromegas chamber.

The inner chamber is a cylinder composed of two pieces of DELRIN with a diameter of 150 mm, closed at the ends by kapton foils of 75 μm thick and fixed to the DELRIN by two collars. The detector is filled with a mixture of argon–isobutane or helium–isobutane at atmospheric pressure. The kapton foils isolate the detector from the vacuum ($\approx 10^{-3}$ mbar) [9].

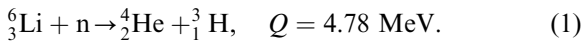
The detector is a double-stage parallel plate circular chamber. It consists of a drift gap of 3 mm and an amplification gap of 100 μm . The two gaps are separated by a 5 μm thick nickel micromesh with square openings of 37 μm side every 50 μm . Amplification occurs between the mesh and a copper printed circuit with 50 strips of 1.5 mm wide spaced 100 μm apart. Thus, the detection area of the detector is a circle with a radius of 4 cm. Some spacers insulate the printed circuit from the micromesh and guarantee the uniformity of the amplification gap. The drift electrode covering all the detection area is a 20 μm thick aluminium foil on which a 500 nm layer of LiF made of pure ^6Li has been deposited. The LiF layer is coated with 10 nm aluminium to avoid oxidation.

2.2. The detector principle

When charged particles travel through the gas, electrons are produced between the drift electrode and the micromesh by the ionization process. The applied electric field causes these electrons to drift

towards the micromesh. After crossing the 3 mm gap, they are multiplied in the narrow amplification gap (Fig. 2: with HV1 = 425 V and HV2 = 325 V in the argon mixture and HV1 = 725 V and HV2 = 325 V in the helium mixture). The subsequent electron avalanche induces a current on the anode strips. However, a neutron/charged particle converter is necessary to detect the incident n_TOF neutron beam. Since the useful neutron energy range of the n_TOF experiment extends from 0.1 eV to 250 MeV, there is no unique choice of converter over this wide energy range [10].

For low energies ($E_n < 10$ keV), the conversion reaction used is neutron capture on ${}^6\text{Li}$ deposited on the entry face:



Provided the incoming neutron energy is negligible compared to the reaction Q value, the two reaction products (the alpha and the triton) are emitted in opposite directions with $E_t = 2.73$ MeV and $E_\alpha = 2.05$ MeV. This reaction has a cross-section of 940 barns at 25 meV (thermal neutrons), which decreases as $1/\sqrt{E}$ up to a neutron kinetic energy of about 50 keV and has a resonance at 240 keV [11].

At higher energies, the recoils of the gas nuclei are also detected [10]. The Micromegas detector is filled with He + $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (3.8%) or Ar + $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ (2%). For safety reasons, the percentage of isobutane is low enough to have non-flammable

gas. Above the threshold of detection, the recoil due to elastic scattering of a neutron on a gas nucleus is detectable in addition to the tritons and the alphas of the precedent reaction. The nucleus will be emitted around the forward direction with an energy distributed between 0 and $E_r(\theta_{\text{lab}} = 0)$ where

$$E_r(\theta_{\text{lab}}) = \frac{4A}{(A + 1)^2} (\cos^2 \theta_{\text{lab}}) E_n \quad (2)$$

with A the atomic mass of the recoil nucleus, θ_{lab} the angle between the recoil direction and the incoming neutron and E_n the energy of the incoming neutron. The lighter the nucleus, the larger is the energy transferred from the incident neutron. The hydrogen nucleus is of particular interest since the recoil proton can absorb the complete neutron energy. Thus the isobutane is not only useful as a quench gas but also provides hydrogen to create proton recoils. In the case of the helium mixture, the helium recoils are also detected. Moreover, the reaction $\text{He}(n,n)\text{He}$ has a resonance at 1 MeV which strongly increases the reaction rate (see Section 3.1).

2.3. Electronics and data acquisition system

The neutron energy is obtained by measuring its time of flight in the n_TOF tube. The time origin from which the detector begins to count is given by the impact of each proton bunch on the spallation

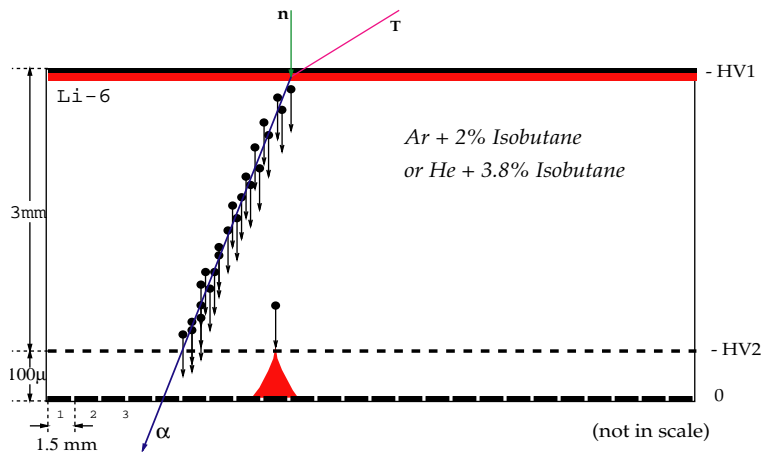


Fig. 2. Micromegas principle for neutron detection.

target. Fast electronics are needed to process the signal from the Micromegas strips. Each strip was connected to a fast current preamplifier¹ with about 1 ns of rise time. These preamplifiers are linked to 1 GHz flash ADCs.² A zero suppression is applied: signals above a given threshold are sampled and stored with a certain number of presamples and postsamples. This threshold was set at 5 mV in amplitude (5.5×10^5 electrons ENC) for the argon mixture and 4.5 mV (5×10^5 electrons ENC) for the helium mixture, corresponding to minimum deposited energies of 40 and 7 keV, respectively. The data were transferred by Gigabit links from the flash ADCs to the CDR (Central Data Recording facility at CERN) [12].

2.4. Detector efficiency

In Table 1 are presented the range and the energy deposit of the particles coming from absorption in LiF or elastic scattering in the helium mixture. To be detected, each particle has to deposit more than the threshold energy. The detection efficiency of the two gas mixtures is evaluated using a Monte Carlo simulation and the SRIM code (Stopping Ranges of Ions in Matter) [13]. The different processes of detection (^6Li absorption, proton, helium, carbon and argon recoils) are taken into account in the calculation. For each process, the reaction yield Y_r is calculated as a function of the neutron energy

$$Y_r(E) = (1 - \exp(-N_a \sigma_t(E))) \frac{\sigma_r(E)}{\sigma_t(E)} \quad (3)$$

where σ_r is the cross-section of the reaction, σ_t the total cross-section and N_a the number of atoms per square centimeters. The yield is then corrected for the efficiency of the different processes. For the $n(^6\text{Li}, t)\alpha$ reaction, the tritons and alphas are detected with 100% efficiency since their energy deposits are above threshold (see Table 1). However, a small correction is applied to the alpha detection. In the simulation, the alpha particles are generated uniformly in the LiF deposit with an isotropic direction. Only 95% of

Table 1
Maximal path and energy deposit in helium/isobutane (3.8%)

Particle	Energy (keV)	Maximal path (mm)	Energy deposit in 3 mm (keV)
α	2050	37	150
^3H	2730	463	15
p recoil	100	4.6	81
p recoil	500	27.9	40
p recoil	1000	82.4	23
He recoil	100	4.2	82
He recoil	500	11.2	200
He recoil	1000	18.4	190

them will exit from the drift electrode and deposit enough energy in the two gases. Concerning the recoil reactions, the recoils are generated uniformly in the drift gap and the angle is chosen using the differential cross-section given by ENDF [14]. All the recoils depositing less than the threshold are discarded from the calculation. The efficiencies are plotted for the two gases in Figs. 3 and 4.

3. Determination of the n_TOF beam profile

3.1. Data analysis

Data were taken during 1 week with a rate of 100 signals per proton pulse. The digitized signals were processed through an algorithm to identify each individual pulse. Five parameters were extracted from each pulse: the time of the start, peak and end, the pulse amplitude and the pulse area. In the analysis, it was considered that pulses on adjacent strips with a start time within a 200 ns time window formed a cluster and therefore corresponded to a single neutron interaction. Information for each cluster, the multiplicity (number of strips in the cluster), the total energy deposit (proportional to the total area), the mean amplitude and the time of flight of the incoming neutron were then extracted. The deposited energy and the strip multiplicity are directly linked to the type of the particle and its direction. For example, a particle parallel to the strips gives a low cluster size (see Fig. 5a) with a high energy deposited if it is parallel to the detector plane or a low deposit if

¹From Minicircuit ref. ZFL-500LN.

²Acqiris DC240/DC270.

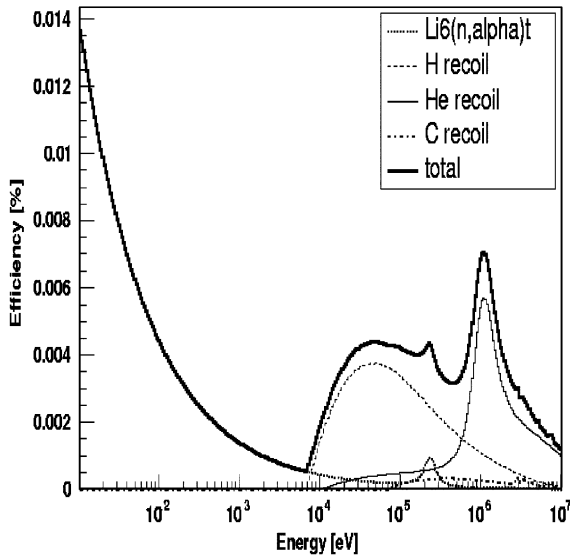


Fig. 3. Simulated detection efficiency in the helium mixture.

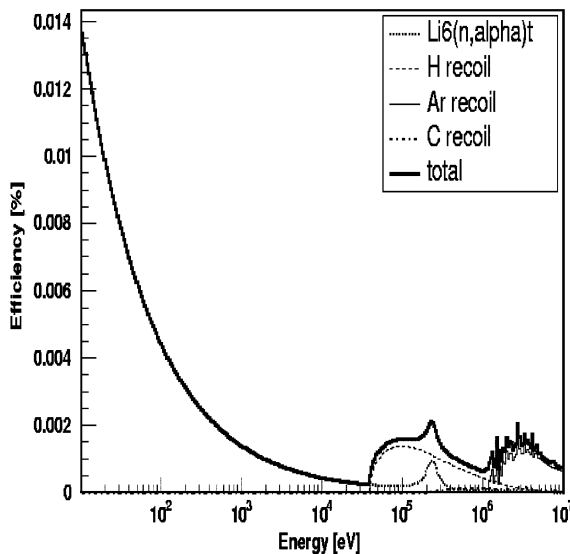


Fig. 4. Simulated detection efficiency in the argon mixture.

it is perpendicular. Conversely, a particle perpendicular to the strips and parallel to the entry face will give a high cluster size (see Fig. 5b) and a low energy deposited per strip. Since the time for a particle to cross the detector is negligible with respect to the drift time, the first pulse in the cluster corresponds to the electrons created near

the micromesh while the last pulse, delayed by the electronic drift time in the 3 mm gap, corresponds to the electrons created close to the drift electrode. This drift time depends on the gas used and was about 150 ns for argon and 200 ns for helium. The strip of the last pulse in the cluster gives the position of the reaction and the start time of the first pulse gives the time of flight of the incident neutron. The former is used for the projected beam profile while the latter is used to study the reaction rate as a function of the neutron energy. The start time of each pulse is determined with a 10 ns accuracy. As a consequence, the accuracy on the time of flight is between 10 ns and the drift time in the gas. The simulation used to estimate the efficiency, permitted also to evaluate the time accuracy. The largest error found was 60 ns in the entire energy domain between 10 eV and 20 MeV with the helium mixture (45 ns in the argon mixture). It corresponds to an error on the energy of 4% at 20 MeV and 0.1% at 10 keV. The neutron kinetic energy is calculated using the time of flight and the distance (186 m) at which the detector is placed from the spallation target.

The reaction rate is the product of the cross-sections of the different reaction processes, the neutron flux, and the efficiency of the detector (Fig. 6). It clearly shows the $1/\sqrt{E}$ dependence of the neutron capture cross-section of ${}^6\text{Li}$ and the main resonance at 240 keV. The ${}^{16}\text{O}$ resonances at 0.433 and 1 MeV are due to the water placed around the target to cool it and to moderate the neutron flux to obtain a better energy resolution of the facility [5]. The evaporation peak of the neutron flux can be distinguished in the argon mixture but not in the He mixture since it coincides with the resonance of the neutron elastic scattering on He at 1 MeV. For energies above threshold (7 keV for helium and 40 keV for argon), a change in the slope of the reaction rate can be seen, which corresponds to the start of recoil detection.

3.2. The projected beam profiles

3.2.1. Experimental profiles

The projected beam profile is the histogram of the neutron density per strip given by the

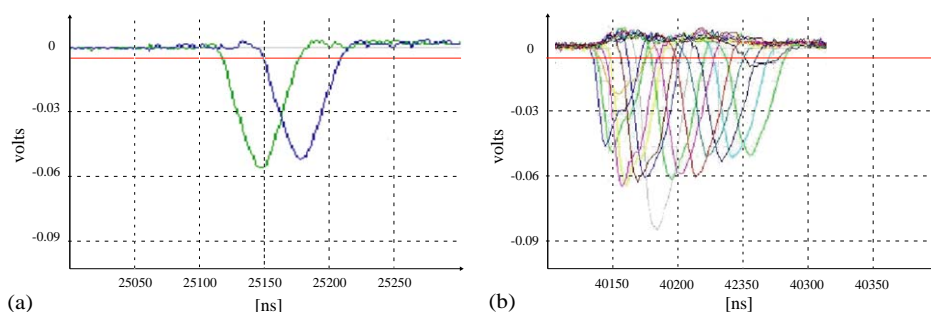


Fig. 5. Micromegas pulses induced by an alpha particle on contiguous strips with (a) low (b) high cluster size.

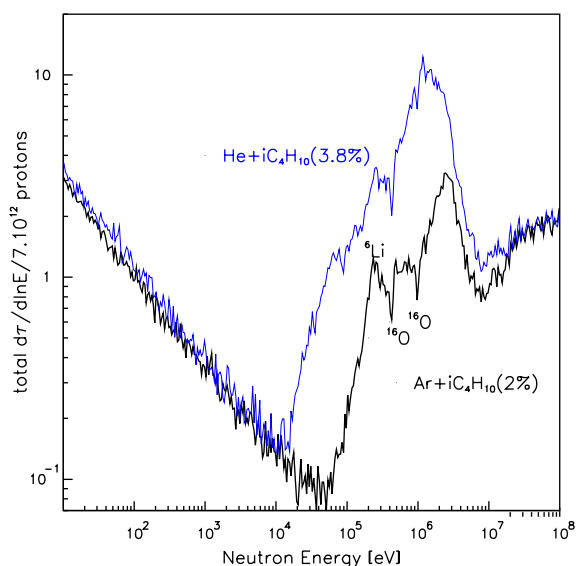


Fig. 6. Experimental reaction rate normalized to one bunch of 7×10^{12} protons.

interaction position of each cluster. The time of flight measurement permits its extraction for various neutron energy ranges. It was considered that a low energy deposit in a cluster corresponded either to noise or to reactions leading to an insufficient ionization in the detector. In this case, the position of the reaction could not be found with a high confidence level and the event was not included in the histogram. Figs. 7a and b show the cluster area divided by the multiplicity in the argon mixture. The multiplicity is distributed between one and five from 10 eV to 40 keV and between one and three at higher energies but always peaked around one. At low energy in Fig. 7a, tritons

deposit less energy than the alphas while at high energy it is not possible to separate the recoils of different nuclei as shown in Fig. 7b. The cut applied on the energy deposit to get the projected beam profile (area/multiplicity > 1000) permits to remove the tritons in Fig. 7a and it is used for each studied energy domain. This cut ensures that the deposited energy is high enough so that the detector sees the particle from the beginning of the track to the end. The strip of the reaction is then well identified and the time of flight is calculated with less than 45 ns of accuracy in the argon mixture. Since the interaction can have taken place anywhere on the 1.6 mm wide strip, the spatial resolution is 0.46 mm rms.

Three different measurements of projected beam profile were made: the first with horizontal strips (vertical profile), the second with vertical strips (horizontal profile) and the third with the strips at 30° from horizontal. For example, Fig. 8 shows the profiles for the energy range of neutrons between 10 and 100 eV fitted by a Gaussian function.

The projected profiles were obtained from 10 eV to 20 MeV. Neutron energies below 10 eV could not be measured due to the memory limitation of the Acqiris digitizers (2 Msamples/strip), which prevented recording very long flight times. Above 20 MeV the analysis becomes more difficult since all the particle pulses begin to overlap and the contribution of pile-up events becomes important.

3.2.2. Comparison with simulations

The major difficulty in simulating geometries like the n_TOF facility is the large length

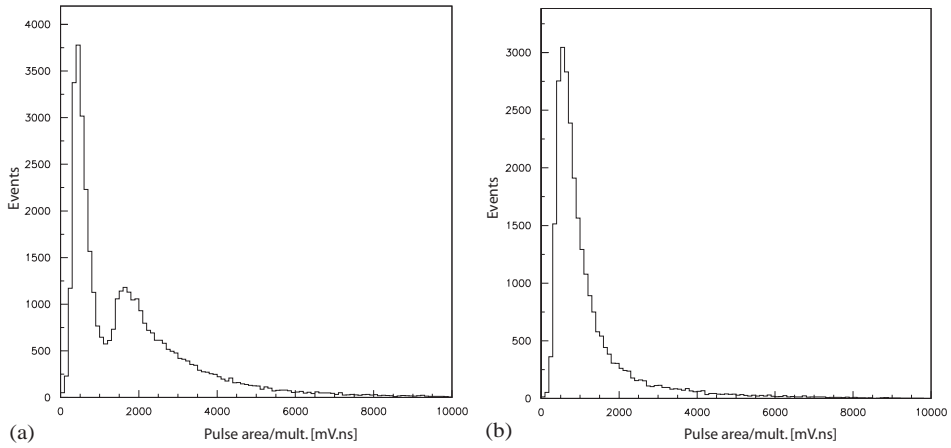


Fig. 7. Cluster area/multiplicity: (a) $E_n \in [10 \text{ eV}, 100 \text{ eV}]$, (b) $E_n \in [1 \text{ MeV}, 10 \text{ MeV}]$.

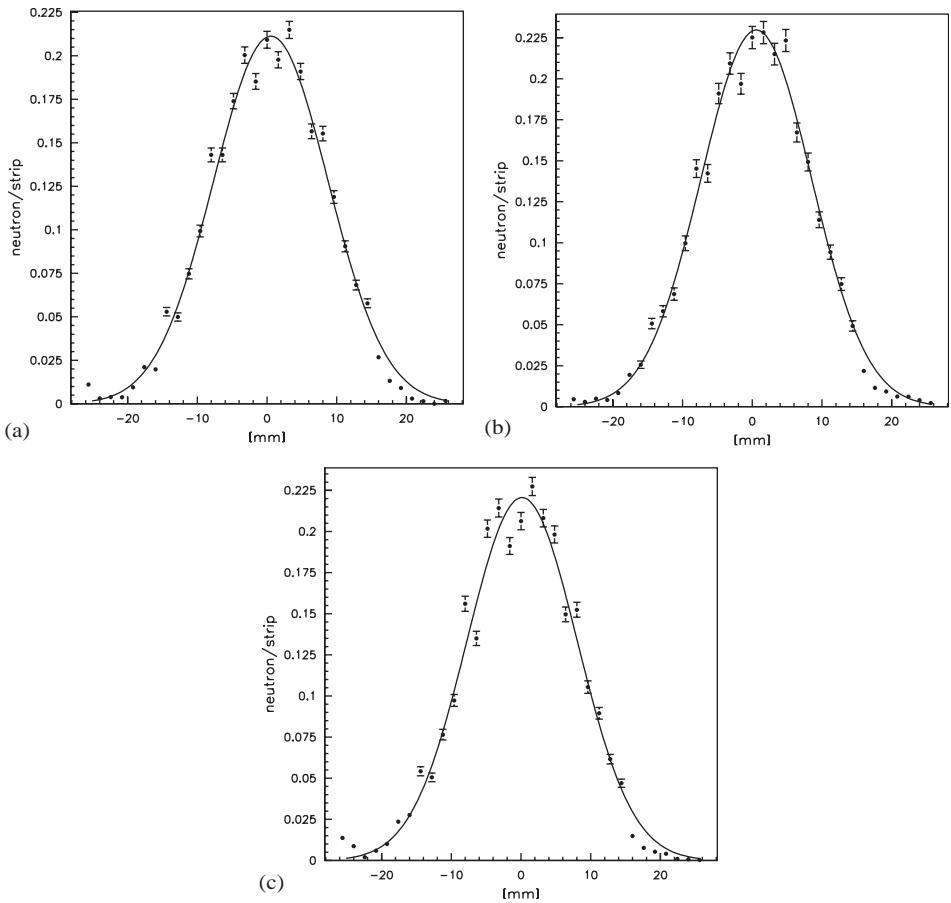


Fig. 8. Horizontal (a), vertical (b) and 30° (c) projected profiles between 10 and 100 eV at 186 m for one bunch of 7×10^{12} protons, beam orientation.

(~ 200 m) of the neutron flight path. The solid angle is so small that only one neutron out of $\sim 10^7$ emerging from the lead target will reach the detectors at the end of the neutron tube. Therefore, the strategy we followed for the beam profile simulation was to factorize the problem into two separate steps: (i) simulation of the spallation target and generation of the neutrons emerging from the aluminium window and entering in the neutron tube [15]; (ii) the geometrical transport of these neutrons through the neutron tube.

In the initial stage, two simulation codes were used, the intranuclear cascade code FLUKA [16] and the Energy Amplifier Monte Carlo code EAMC [17]. The detailed geometry of the lead spallation target and its surroundings were used as the input data. The code FLUKA was used for the production of fast neutrons with the spallation of 20 GeV protons onto a solid lead target, and the transport of the generated neutrons down to the cut-off energy of 19.6 MeV. The code EAMC was then used for the transport of neutrons with kinetic energy less than 19.6 MeV, where the neutron interaction databases were available. All the neutrons emerging from the lead target, through the aluminum window, with a direction lying inside a cone with a small aperture ($\theta < 10^\circ$) heading towards the experimental area, were recorded into a file.

In the second stage, the emerging neutrons were transported geometrically towards the detector through the neutron tube system. In this transport we assumed a perfect collimation system so that any particle touching the collimators or the tube was discarded. In order to enhance the statistics, we made the hypothesis that the direction of neutrons is isotropic within a small solid angle. Thus, each particle was reused several times by changing slightly its direction, in order to scan an area of a few cm^2 at the detector position. Each particle was weighted according to the number of times that it had been reused. The output histogram of this scanning gave us the 2D spatial distribution of the simulated neutrons arriving at the detector. The profiles have been projected with the same binning as real data for the three directions: horizontal, vertical and 30° (see Fig. 9).

After normalization, the maximum discrepancy between simulation and data is 20% in an energy region of low statistics (10–100 keV). This could have been due to different strip sensitivity, since some strips have more insulated spacers (to keep the width of the amplification gap) glued to them which changes their sensitivity. In the energy range 10–100 eV, this discrepancy is reduced to only 10% since the reaction rate is much bigger (Fig. 9). However, the shape of the different projections are in good overall agreement with the experimental results, consequently the simulation of the profile can be used for capture cross-section experiments.

3.3. Analytic approximation of the beam profile

It was possible to reconstruct a 2D beam profile shape $B(x, y)$ using the three different measurements we made with different orientations of the strips. This analytical approximation is of vital importance for cross section measurements since it provides information on the beam shape and on the number of neutrons received by the target as a function of their diameter and position.

The angle between the proton beam hitting the target and the n_TOF beam line is 10° and a small misalignment of the collimators is possible. This would have an effect on the centering and the orientation of the beam. Moreover, close to the collimator, the beam profile should show a plateau in its center. Thus, a correlated gaussian convoluted with a step function is chosen to fit the 2D beam profile, this function can fit the neutron beam profile anywhere after the second collimator:

$$B(x, y) \propto \frac{1}{2a} (\text{Erf}(a + g(x, y)) - \text{Erf}(g(x, y) - a)) \quad (4)$$

where

$$\text{Erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-t^2} dt$$

and

$$g(x, y) = \sqrt{\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left(\frac{(x-\mu_x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\mu_y)^2}{\sigma_y^2} - 2*\rho \frac{(x-\mu_x)(y-\mu_y)}{\sigma_x\sigma_y} \right)}$$

$$B(x, y) = 0 \quad \text{for } r = \sqrt{(x-\mu_x)^2 + (y-\mu_y)^2} > R_{\max}$$

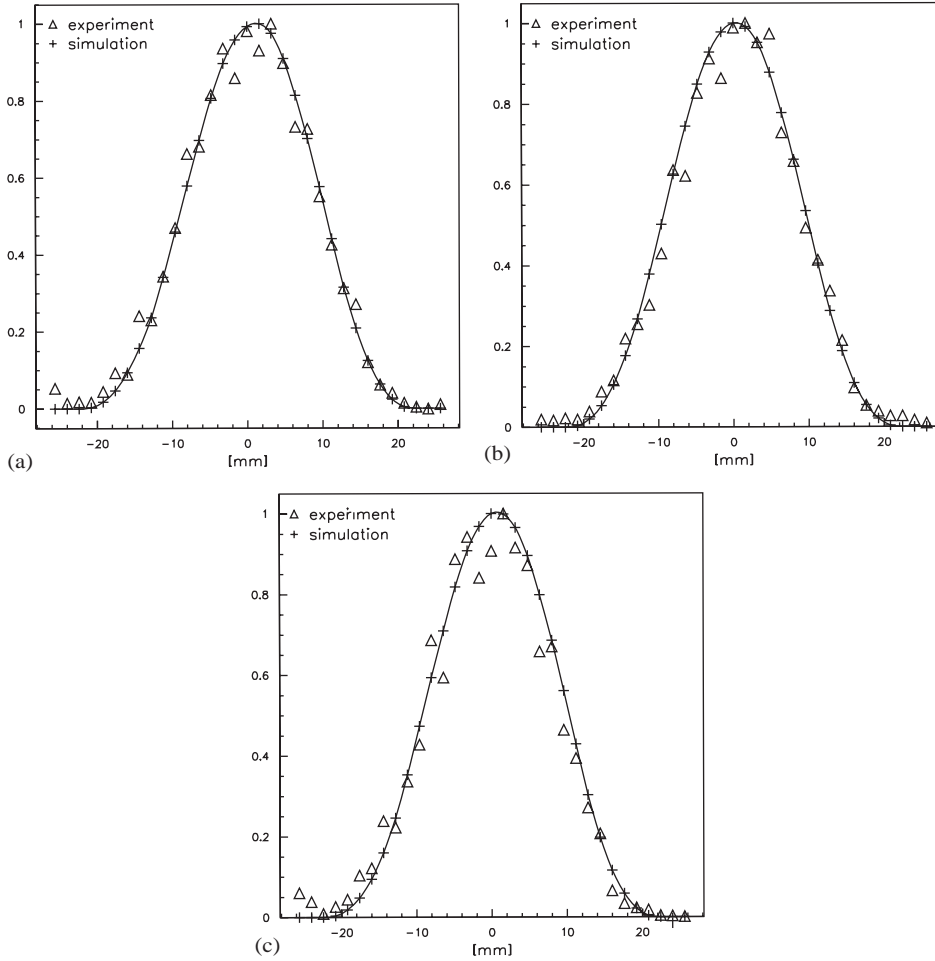


Fig. 9. Horizontal (a), vertical (b), 30° (c) experimental and simulated projected profiles between 10 and 100 eV at 186 m.

where $\mu_x, \mu_y, \sigma_x, \sigma_y, \rho$ and a are free parameters. The parameter a is a scale factor on the size of the step function, it is the parameter permitting to flatten the Gaussian in its center and fixing the size of the plateau.³ The fitting function was put to zero for $r = R_{\max} > 21.5$ mm. It corresponds to the value at which the beam should be zero at 186 m as a consequence of the collimation system.

The neutron density detected in the strips of the detector is proportional to the integral of the beam intensity over the strips, so it is possible to adjust the free parameters and compare the integral of

the $B(x, y)$ function over each strip with the values obtained experimentally. The integral of this function over each strip in the three different cases was calculated over a set of points $Q_{i,j}$ with $i \in \{1, 2, \dots, N = \text{strip number}\}$ and $j \in \{x, y, 30^\circ\}$. The integration takes into account the exact length and width of the strips. The set of points $Q_{i,j}$ was compared to the experimental data $P_{i,j}$ with a χ^2 [18]:

$$\chi^2 = \sum_{j \in \{x, y, 30^\circ\}} \sum_{i=1}^N \frac{(P_{i,j} - Q_{i,j})^2}{\epsilon_{i,j}^2} \tag{5}$$

where $\epsilon_{i,j}$ is the associated error to the experimental data $P_{i,j}$. It takes into account the

³The limit of the fitting function is a Gaussian when the parameter a vanishes.

statistical error and the uncertainties due the detector and the number of protons. The total number of counts per proton bunch is calculated for each orientation (x, y or 30°). The variation of this number gave an error estimated to 5% containing both the uncertainties due to the detector and on the number of protons. The code MINUIT [19] was finally used to adjust the free parameters of the function in order to minimise the χ^2 . The results of the fit are shown in Fig. 10 together with experimental data.

The values of the parameters adjusted to the experimental projected profiles at 186 m are reported in Table 2 with an upper energy limit of 20 MeV.

Table 3 shows the results of the fit for the simulated data. The main discrepancy between Tables 2 and 3 occurs in the 10 keV to 1 MeV energy range, and is mainly due to the poor statistics in this energy range caused by a lower reaction rate. This is also the reason why the errors on σ_x and σ_y are bigger in this energy range. The simulation agrees on the observed shift of the center on the X -axis, presumably due to the 10° angle of the proton beam on the target. However, the experimentally observed shift on experimental data of the center along the Y -axis was not foreseen, which implies a small but possible misalignment of the collimators or of the proton beam on the lead target. However, the general

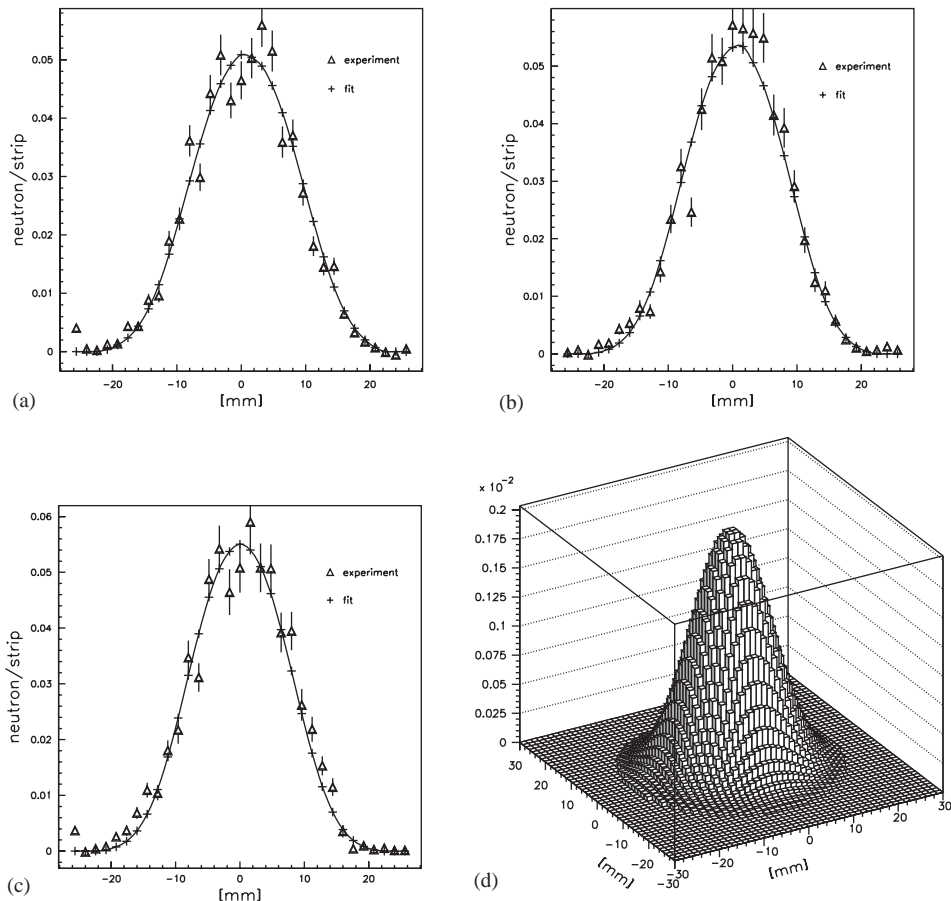


Fig. 10. Horizontal (a), vertical (b), 30° (c) experimental and analytic projected profiles between 100 keV and 1 MeV at 186 m and corresponding beam profile (d) for one bunch of 7×10^{12} protons.

Table 2

Values of parameters μ_x , μ_y , σ_x , σ_y , ρ and a at 186 m by fitting experimental data

Energy	σ_x (mm)	σ_y (mm)	μ_x (mm)	μ_y (mm)	ρ	a
10 eV–100 eV	5.6 ± 0.1	5.4 ± 0.1	0.41 ± 0.01	0.21 ± 0.01	0.01 ± 0.02	1.33 ± 0.01
100 eV–1 keV	5.5 ± 0.1	5.5 ± 0.1	0.60 ± 0.01	0.59 ± 0.01	0.01 ± 0.03	1.32 ± 0.04
1 keV–10 keV	5.8 ± 0.1	5.9 ± 0.2	0.8 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.05 ± 0.05	1.25 ± 0.03
10 keV–100 keV	6.3 ± 0.2	5.8 ± 0.2	0.2 ± 0.1	0.8 ± 0.1	-0.05 ± 0.08	1.25 ± 0.08
100 keV–1 MeV	5.2 ± 0.2	4.8 ± 0.2	0.6 ± 0.3	0.6 ± 0.1	0.08 ± 0.03	1.4 ± 0.1
1 MeV–10 MeV	4.6 ± 0.1	4.3 ± 0.1	1.2 ± 0.1	2.3 ± 0.1	-0.03 ± 0.02	1.40 ± 0.04
10 MeV–20 MeV	3.6 ± 0.1	3.5 ± 0.1	1.2 ± 0.1	3.0 ± 0.1	0.02 ± 0.04	1.8 ± 0.01

Table 3

Values of parameters μ_x , μ_y , σ_x , σ_y , ρ and a at 186 m by fitting the simulated data

Energy	σ_x (mm)	σ_y (mm)	μ_x (mm)	μ_y (mm)	ρ	a
10 eV–100 eV	5.32 ± 0.05	5.19 ± 0.05	0.71 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.022 ± 0.004	1.40 ± 0.02
100 eV–1 keV	5.33 ± 0.05	5.29 ± 0.05	0.61 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.02 ± 0.01	1.35 ± 0.01
1 keV–10 keV	5.47 ± 0.05	5.41 ± 0.05	0.97 ± 0.01	0.14 ± 0.01	-0.004 ± 0.004	1.28 ± 0.02
10 keV–100 keV	5.31 ± 0.04	5.25 ± 0.04	0.82 ± 0.01	0.18 ± 0.01	-0.005 ± 0.003	1.31 ± 0.01
100 keV–1 MeV	5.20 ± 0.01	5.13 ± 0.01	0.90 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.003 ± 0.001	1.34 ± 0.05
1 MeV–10 MeV	4.40 ± 0.01	4.40 ± 0.01	1.23 ± 0.01	0.14 ± 0.01	0.004 ± 0.001	1.47 ± 0.002
10 MeV–20 MeV	3.38 ± 0.05	3.37 ± 0.04	1.29 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.018 ± 0.008	1.88 ± 0.04

Table 4

Values of parameters μ_x , μ_y , σ_x , σ_y and a at 185.2 m by fitting the simulated data

Energy	σ_x (mm)	σ_y (mm)	μ_x (mm)	μ_y (mm)	a
10 eV–100 eV	4.97 ± 0.04	4.83 ± 0.04	0.63 ± 0.01	0.05 ± 0.01	1.40 ± 0.02
100 eV–1 keV	4.95 ± 0.04	4.92 ± 0.04	0.54 ± 0.01	0.04 ± 0.01	1.40 ± 0.02
1 keV–10 keV	5.09 ± 0.04	5.05 ± 0.04	0.86 ± 0.01	0.13 ± 0.01	1.32 ± 0.02
10 keV–100 keV	4.99 ± 0.03	4.93 ± 0.03	0.80 ± 0.01	0.17 ± 0.01	1.35 ± 0.01
100 keV–1 MeV	4.87 ± 0.01	4.83 ± 0.01	0.79 ± 0.01	0.07 ± 0.01	1.37 ± 0.01
1 MeV–10 MeV	4.06 ± 0.01	4.05 ± 0.01	1.10 ± 0.01	0.13 ± 0.01	1.58 ± 0.001
10 MeV–20 MeV	3.14 ± 0.04	3.13 ± 0.04	1.27 ± 0.02	0.20 ± 0.02	2.02 ± 0.04

agreement on the parameters fitted from simulation and experiment confirms the validity of the simulation.

3.4. The beam profile at 185.2 m

The targets of interest for the neutron induced cross section measurement are placed inside a sample changer at 185.2 m. Table 4 gives the result of the fit on the simulated data at this particular location and the value of the parameters are

shown in Fig. 11. The correlation coefficient ρ has been fixed to 0. This result is interesting for the evaluation of the cross-sections as it permits the calculation of the fraction of the beam seen by the sample usually smaller than the beam (typically 19% for a 10 mm diameter sample). Furthermore the error induced by a possible misalignment of the sample in the beam can be propagated and transcribed in an error on the flux fraction and then on the cross-sections.

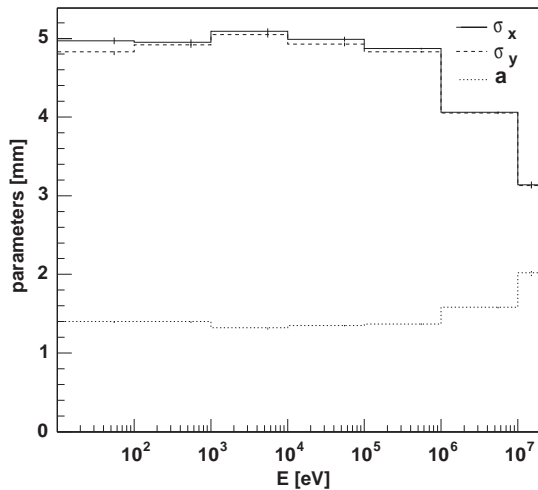


Fig. 11. The values of σ_x , σ_y and a (parameter with no dimension) with an uncorrelated gaussian as a function of the neutron energy.

4. Conclusion

Measurements of the spatial characteristics of the n_TOF neutron beam have been performed with the Micromegas detector. The use of signals from both the ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ reaction and the recoils in the detector gas permits to measure accurately the shape of the beam profile over a wide energy range. The n_TOF beam profile was also fitted by an analytic function and compared to simulations from 10 eV to 20 MeV. The knowledge of the beam profile is crucial for the measurement of neutron capture cross-sections. In the future we plan to improve Micromegas based neutron detection by including a two-dimensional read out. This new type of neutron detector could have some important applications in medical engineering (characterization of neutron beam) and in neutron tomography.

Acknowledgements

We would like to thank D. Barbas and E. Virassamynaiken from the CENBG in Bordeaux (France), and D. Damianoglou and T. Klados from the university of Thessaloniki in Greece for their help for the construction of the detector.

References

- [1] C. Rubbia, et al., CERN/LHC/98-02 (EET) and CERN/LHC/98-02 (EET)-Add, CERN, Geneva, Switzerland.
- [2] C. Borcea, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 513 (2003) 524.
- [3] C. Rubbia, et al., CERN/AT/95-44(ET), CERN, Geneva, Switzerland.
- [4] S. Andriamonje, et al., Phys. Lett. B 348 (1995) 697.
- [5] H. Arnould, et al., Phys. Lett. B 458 (1999) 167.
- [6] G. Charpak, et al., CERN LHC/97-08(EET), CERN, Geneva, Switzerland.
- [7] Y. Giomataris, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 239.
- [8] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, G. Charpak, Nucl. Instr. and Meth. A 376 (1996) 29.
- [9] The n_TOF Collaboration. n_TOF Technical Report. CERN/INTC 2000-018, CERN, Geneva, Switzerland.
- [10] S. Andriamonje, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 481 (2002) 120.
- [11] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 2nd Edition, Wiley, New York, 1989.
- [12] H. Wendler, E. Schaefer, P. Betev, P. Pavlopoulos, R. Plag, V. Ketlerov, in preparation.
- [13] <http://www.srim.org>
- [14] Cross Section Evaluation Working group, Data format and procedures for the evaluated nuclear data file ENDF-6, National Nuclear Data Center at BNL, 2001.
- [15] V. Vlachoudis, et al., CERN/SL-NOTE-2000-029 EET, CERN, Geneva, Switzerland.
- [16] A. Fasso, et al., Proceedings of a Specialist Meeting, Issy Les Moulineaux (France), Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes, 30 May–1 June 1994, OECD, p. 271.
- [17] F. Carminati, et al., CERN/LHC/EET 1996-011, CERN, Geneva, Switzerland.
- [18] W.H. Press, et al., Numerical Recipes in C, 2nd Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [19] F. James, MINUIT: Function Minimization and Error Analysis, CERN, Geneva, 1994.

Bibliographie

- [1] B. Ketzer. Micropattern gaseous detectors in the COMPASS tracker. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 494:142–147, 2002.
- [2] I. Giomataris et al. Detecting axions and low-energy neutrinos with micromegas. In *Proceedings of the Fourth International Workshop on The Identification of Dark Matter*, Sept. 2002.
- [3] W. Bothe and H. Becker. *Z. Phys.*, 66:289, 1930.
- [4] J. Chadwick. The existence of a neutron. In *Proc. Soc. Roy, London*, pages 692–708, may 10, 1932.
- [5] Kenneth S. Krane. *Introductory to Particle Physics*. John Wiley and sons, 1988.
- [6] L. Valentin. *Noyaux et Particules*. Hermann, 1989.
- [7] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wisley and sons, second edition, 1989.
- [8] N. Tsoufanidis. *Measurement and Detection of Radiation*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [9] W. Price. *Nuclear Radiation Detection*. Mc Graw-Hill, New York, 1958.
- [10] G. Charpak et al. The use of multiwires proportional counters to select and localise charged particle. *Nucl. Inst. and Meth.*, 62:262, 1968.
- [11] G. Charpak et al. Some developments in the operation of multiwires proportional chambers. *Nucl. Inst. and Meth.*, 80:13, 1970.
- [12] R. Gilmore. *Single Particle Detection and Measurement*. Taylor and Francis, 1992.

- [13] D.R. Nygren. Proposal to investigate the feasibility of a novel concept in particle detection. LBNL internal report, feb. 1974.
- [14] A. Oed. Position-sensitive detectors with microstrip anode for electrons multiplication with gases. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 263:351, 1988.
- [15] R. Bouclier et al. The gas electron multiplier (GEM). In *IEEE Nucl. Sci. Symp. and Med. Im. Conf.*, Nov 1996.
- [16] U. Straumann et al. Operation of a large GEM-MSGC detector on a high intensity hadronic test beam using fully pipelined readout electronics. LHCb internal note/TRAC-98/060, oct. 1998.
- [17] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, and G. Charpak. MICROMEGAS: a high-granularity position sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 376:29–35, 1996.
- [18] S. Kreussler et al. Target dependence of effective projectile charge in stopping powers. *Phys Rev. B*, 23:82–84, 1981.
- [19] J.F. Ziegler. The stopping of energetic light ions in elemental matter. *J. Appl. Phys./Rev. Appl. Phys.*, 85:1249–1272, 1999.
- [20] International Commission on Radiation Units and Measurements. *Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles*, 1993.
- [21] J. Lindhard. The barkas effect. *Nucl. Inst. and Meth.*, 132:1–5, 1976.
- [22] Echenique et al. Density functional calculation of stopping power of an electron gas for slow ions. *Solid State Commun*, 37:779, 1981.
- [23] J. Lindhard and M. Scharff. Energy dissipation by ions in the keV region. *Phys. Rev.*, 124-1:128–130, 1961.
- [24] J.P. Biersack. A monte carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous target. *Nucl. Inst. and Meth.*, 174:257–269, 1980.
- [25] <http://www.srim.org>.
- [26] J.P. Biersack J.F. Ziegler and U. Littmark. *Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, 1985.

- [27] L.D. Landau. On the energy loss of fast particles by ionisation. *J. Phys USSR*, 8:201, 1944.
- [28] P.V. Vavilov. Ionisation losses of high energy heavy particle. *Sov. Phy. JETP*, 5:749, 1975.
- [29] V.C. Ermilova. Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in thin gas layers. *Nucl. Inst. and Meth.*, 145:555–563, 1977.
- [30] W. Blum and L. Rolandi. *Particle Detection With Drift Chambers*. Springer-Verlag, 1993.
- [31] F. Sauli. Principle of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN 77-09, May 1977.
- [32] Konrad Lamport. *Detectors for Particle Radiation*. Cambridge University Press, second edition, 1998.
- [33] F. Sauli and A. Peisert. Drift and diffusion of electrons in gases : a compilation. CERN 84-08, July 1984.
- [34] V. Palladino and B. Sadoulet. Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. *Nucl. Inst. and Meth.*, 128:323–335, 1975.
- [35] <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>.
- [36] G. Charpak et al. First beam test results with micromegas, a high-rate, high-resolution detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 412:47–60, 1998.
- [37] S.A. Korff. *Electrons and Nuclear Counters*. Van Nostrand, New York, 1955.
- [38] G. Charpak, J. Derré, Y. Giomataris, and Ph. Rebourgeard. Micromegas, a multipurpose gaseous detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 478:26–36, 2002.
- [39] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [40] S. Andriamonje et al. Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam. *Phys. Lett. B*, 348:697, 1995.
- [41] C. Rubbia et al. A high resolution spallation driven facility at the CERN-PS to measure cross sections in the interval from 1 eV to 250 MeV. CERN/LHC/98-02(EET), 1998.

- [42] C. Rubbia et al. A high resolution spallation driven facility at the CERN-PS to measure cross sections in the interval from 1 eV to 250 MeV: a relative performance assessment. CERN/LHC/98-02(EET)-Add. 1, 1998.
- [43] The n_TOF Collaboration. Neutron cross sections for the Pb isotopes: Implication for ADS and nucleosynthesis. CERN/INTC/01-020, 2001.
- [44] The n_TOF Collaboration. Measurement of the neutron capture cross sections of ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{234}U and ^{236}U . CERN/INTC/02-013, 2002.
- [45] The n_TOF Collaboration. Measurement of the neutron capture cross sections of ^{233}U , ^{237}Np , $^{240,242}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$ and ^{245}Cm with a total absorption calorimeter at n_tof. CERN/INTC/03-036, 2003.
- [46] The n_TOF Collaboration. Measurements of fission cross sections for the isotopes relevant to the thorium fuel cycle. CERN/INTC/01-025, 2001.
- [47] The n_TOF Collaboration. The *s*-process thermometer ^{151}Sm and the importance of $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ as *s*-process neutron source. CERN/INTC/00-017, 2000.
- [48] The n_TOF Collaboration. Neutron capture cross section of Zr and La: Probing neutron exposure and neutron flux in red giant stars. CERN/INTC/02-xx, 2002.
- [49] K.H. Beckurts and K. Wirtz. *Neutron Physics*. Springer-Verlag, 1964.
- [50] P.E. Koehler. Comparison of white neutron sources for nuclear astrophysics experiments using very small samples. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 460:352–361, 2001.
- [51] F. Carminati et al. TARC general purpose monte carlo. CERN/LHC/EET 1996-011, 1996.
- [52] A. Fasso et al. Proceedings of a specialits meeting, Issy Les Moulineaux (France). In *Intermediate Energy Nuclear Data : Models and Codes*, page 271. OECD, 30 may-1 june 1994.
- [53] The n_TOF Collaboration. n_TOF technical report. CERN/INTC 2000-018, 2000.

- [54] The n_TOF Collaboration. Study of the background at the measuring station at the n_TOF facility at cern: Sources and solutions. CERN/INTC 2001-038, 2001.
- [55] C. Borcea et al. Results from the commissioning of the n_TOF spallation neutron source at cern. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 513:524–537, 2003.
- [56] S.Andriamonje et al. Experimental study of the phenomenology of spallation neutrons in a large lead block. CERN/SPSLC/95-17, 1995.
- [57] Italie INFN. The neutron flux from the Si-Monitor in the TOF-02 measurement. n_TOF/2002-10-18, 2002.
- [58] R.Plag et al. An optimised C₆D₆ detector for studies of resonance-dominated (n,γ) cross-sections. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 496:425–436, 2003.
- [59] The n_TOF Collaboration. A detailed study of hyperdeformed states of uranium in the ²³⁴U(n,f) reaction. CERN/INTC/2001-025,INTC/P145 Add. 1, 2001.
- [60] Y. Giomataris. Development and prospects of the new gaseous detector 'Micromegas'. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 419:239–250, 1998.
- [61] S. Andriamonje et al. Experimental studies of a micromegas neutron detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 0:1–10, 2001.
- [62] The n_TOF Collaboration. The n_TOF daq. in preparation, 2002.
- [63] C. Borcea, A. Ferrari, Y. Kadi, V. Lacoste, and V. Vlachoudis. Particle distributions, entering the vacuum tube, from an 80 × 80 × 60 cm³ lead target. CERN/SL-NOTE-2000-029 EET, 2000.
- [64] W.H. Press et al. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, second edition, 1992.
- [65] Roger Barlow. *Statistics*. John Wisley and sons, 1989.
- [66] F. James. *MINUIT: Function Minimisation and Error Analysis*. CERN Geneva, Switzerland, 1994.
- [67] CERN Geneva, Switzerland. *PAW: Physics Analysis Workstation*, 1995.
- [68] <http://www.wolfram.com/products/mathematica/index.html>.

- [69] <http://pceet075.cern.ch>.
- [70] J. Pancin et al. Measurement of the n_TOF beam profile with a Micromegas detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 524:102–114, 2004.
- [71] P. Colas et al. Electron drift velocity measurements at high electric field. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 478:215–219, 2002.
- [72] S.F. Biagi. A multiterm boltzmann analysis of drift velocity, diffusion, gain, and magnetic field effects in argon-methane-water-vapour mixture. *Nucl. Inst. and Meth.*, 283:716–722, 1989.
- [73] Cross Section Evaluation Working group. *Data Format and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6*. National Nuclear Data Center, BNL, 2001.
- [74] E.F. Bennett and T.J. Yule. Response functions for proton-recoil proportional counter spectrometer. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 98:393–412, 1972.
- [75] J.W. Rogers. A method for calibrating a proton-recoil spectrometer. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 80:313–319, 1970.
- [76] V.V. Verbinski and R. Giovannini. Proportional counter characteristics, and applications to reactor neutron spectroscopy. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 114:205–231, 1974.
- [77] O. Besida. *Etude d'un Détecteur Gazeux à Ionisation Pour la Recherche de la Matière Noire de l'Univers*. PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 1994.
- [78] P.F. Smith and J.D. Lewin. Dark matter detection. *Phys Rep*, 187(5):203–280, 1990.
- [79] A. Benoit et al. First results of the EDELWEISS WIMP search using a 320 g heat-and-ionisation Ge detector. *Phys Let. B*, 513:15–22, 2001.
- [80] C. Rubia et al. Trade final feasibility report. ENEA, march 2002.
- [81] J.F. Briesmeister. *A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*. Los Alamos National Library, march 1997.
- [82] Communication privée avec Y. Kadi (CERN/EET).

- [83] S. Andriamonje et al. New neutron detectors based on micromegas technology. *to be published in NIMA*, 2004.
- [84] Brochure du llb, cea saclay, mars 2000.
- [85] I. Espagnon et al. Tomographie neutronique à orphee appliquée au contrôle de pièces pyrotechniques d'ariane. DIMRI/SIAR/RAP/01-074, dec. 2001.
- [86] E.H. Lehmann et al. Status and prospects of neutron tomography in europe. In *Proceedings of the 15th World Conference on Non-Destructive Testing*, Oct. 2000.
- [87] J.C. Santiard et al. Gasplex, a low noise analog signal processor for gaseous detectors readout. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 1995.
- [88] <http://www.caen.it>.
- [89] <http://root.cern.ch>.
- [90] C. Guy and D. FFytche. *An Introduction to the Principle of Medical Imaging*. Imperial College, 2000.
- [91] P. Grangeat. *La Tomographie*. Lavoisier, 2002.