



**HAL**  
open science

**Qualification expérimentale de la  $\mu$ TPC  
LNE-IRSN-MIMAC comme instrument de référence  
pour les mesures en énergie et en fluence de champs  
neutronique entre 27keV et 6,5 MeV**

Benjamin Tampon

► **To cite this version:**

Benjamin Tampon. Qualification expérimentale de la  $\mu$ TPC LNE-IRSN-MIMAC comme instrument de référence pour les mesures en énergie et en fluence de champs neutronique entre 27keV et 6,5 MeV. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY083 . tel-02191512

**HAL Id: tel-02191512**

**<https://theses.hal.science/tel-02191512>**

Submitted on 23 Jul 2019

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE  
GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**« Benjamin TAMPON »**

Thèse dirigée par **Daniel SANTOS** et  
codirigée par **Véronique Lacoste**

préparée au sein du **Laboratoire de Métrologie et de micro-  
irradiation et de Dosimétrie des Neutrons**  
dans l'**École Doctorale de Physique**

## **Qualification expérimentale de la $\mu$ TPC LNE-IRSN-MIMAC comme instrument de référence pour les mesures en énergie et en fluence de champs neutronique entre 27 keV et 6,5 MeV**

Thèse soutenue publiquement le « **17 décembre 2018** »,  
devant le jury composé de :

**Monsieur, Pablo, RUBIOLO**

LPSC Grenoble, Président du jury

**Monsieur, Abdel-Mjid, NOURREDDINE**

IPHC Strasbourg, Rapporteur

**Monsieur, Xavier, LEDOUX**

GANIL Caen, Rapporteur

**Madame, Fanny, FARGET**

IN2P3 Paris, Examineur

**Monsieur, Jean-François, BOTTOLLIER-DEPOIS**

IRSN Fontenay-aux-Roses, Examineur

**Madame, Véronique, LACOSTE**

IRSN Cadarache, co-encadrant de thèse

**Monsieur, Daniel, SANTOS**

LPSC Grenoble, Directeur de thèse



# Remerciements

Cette thèse a été effectuée au laboratoire de Métrologie, de micro-irradiation et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) au sein du Service de Dosimétrie (SDOS). Je tiens à remercier Jean-François Bottollier, Guillaume Magnificat et Isabelle Clairand, chefs de service successifs, ainsi que Jean-Marc Such et Vincent Gressier, directeurs successifs du laboratoire, pour m'avoir donné les moyens de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier les membres de mon jury : Fanny Farget et Jean-François Bottollier pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse, ainsi que Xavier Ledoux et Abdel-Mjid Nourreddine pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit et pour finir Pablo Rubiolo, qui m'a connu en tant qu'étudiant à PHELMA, pour avoir accepté d'être le président de ce jury.

Je souhaite remercier mon directeur de thèse, Daniel Santos, pour toutes les discussions, très souvent animées, que nous avons eu pendant ces trois ans ainsi que pour toutes les remarques qui m'ont permis de me construire en tant que scientifique.

Je tiens à remercier l'ensemble de mes tuteurs de thèse au cours de ces trois années. Tout d'abord Lena Lebreton, je souhaite te remercier d'avoir cru en mes capacités et m'avoir recruté pour cette thèse. Ensuite, Thibaut Vinchon pour les nombreuses discussions que nous avons eues sur tous les aspects du projet. Et enfin, Véronique Lacoste pour tous les conseils mais aussi pour m'avoir poussé dans les bonnes directions lors de ma troisième année de thèse. Tous à votre manière vous m'avez fait grandir, ce qui m'a permis de donner le meilleur de moi-même pour arriver au bout de cette thèse, et pour cela je vous en remercie.

Je souhaite remercier toute l'équipe du LPSC de Grenoble avec qui j'ai travaillé : Jean-François Muraz pour toutes les discussions techniques que nous avons eues sur ce projet mais aussi sur tant d'autres, Olivier Guillaudin pour ta disponibilité quels que soient les problèmes à résoudre et Nadine Sauzet pour notre collaboration que ce soit durant les mesures ou durant l'analyse de données. Je n'oublie pas Marine Hervé, la benjamine du groupe à qui je souhaite une bonne fin de thèse et surtout de prendre du plaisir lors de la rédaction.

Je tiens à remercier toute l'équipe du LMDN : Merci à Alain Martin, Michel Pepino et François Vianna de m'avoir aidé et conseillé lors de mes mesures sur AMANDE. Merci à Gérard Pelcot de m'avoir aidé lors des mesures sur CEZANE mais aussi pour avoir la plus belle danse qu'un supporteur Marseillais puisse avoir. Merci à Michael Petit, Bruno Asselineau, Véronique Lacoste et Vincent Gressier d'avoir toujours répondu à mes questions sur la métrologie des neutrons, les codes informatiques ou la production des neutrons. Merci à Nelson Magalotti pour les nombreuses discussions que nous avons eues au cours de ces trois années qui m'ont beaucoup apporté d'un point de vue humain. Merci à Richard Babut pour tous les *débriefing* de sport que nous avons effectué. Merci à Jean-Christophe Vola pour les nombreuses mimiques, les rigolades et les vrais petits déjeuner chasseur. Merci à Sandrine Nicolas pour ton aide précieuse lors de cette thèse et pour cette bonne humeur communicative qui te caractérise.

Je tiens à remercier Philippe Querre, expert IRSN, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et d'apprendre notamment sur le codage informatique et l'analyse de signaux.

Je souhaite remercier mes collègues de bureau, Donovan Maire pour m'avoir transmis toutes ses compétences sur le projet  $\mu$ TPC ainsi que pour ses conseils avisés, et Hongliang Lu pour les échanges enrichissants sur le calcul des incertitudes. Je tiens à remercier particulièrement Florence Gauthier pour toutes les discussions, les conseils et pour avoir été une oreille attentive notamment lors des moments difficiles. J'espère que cette amitié, à laquelle je ne m'attendais pas, perdurera pour longtemps.

Je tiens à remercier tous mes amis qui m'ont soutenu et supporté durant ces trois années, et plus particulièrement Olivier, Michael E, Michael P, Sophie et Marie qui ont toujours été là pour des moments de joie et de bonheur permettant de se changer les idées.

Évidemment, je veux remercier mes parents et mes deux frères pour leurs soutiens indéfectibles et leur bienveillance. Papa, Maman, je ne vous remercierai jamais assez de m'avoir donné les moyens d'atteindre mes objectifs.

À tous ceux que j'ai pu oublier, je vous prie de m'en excuser et vous exprime ma profonde gratitude.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art de la métrologie des neutrons</b>	<b>5</b>
1.1 Les neutrons . . . . .	5
1.1.1 Découverte du neutron . . . . .	5
1.1.2 Propriétés du neutron . . . . .	6
1.1.3 Interaction des neutrons avec la matière . . . . .	7
1.2 Enjeux de la détection neutronique . . . . .	11
1.2.1 La dosimétrie des neutrons . . . . .	11
1.2.2 Origine des rayonnements neutroniques . . . . .	13
1.3 La métrologie des neutrons . . . . .	18
1.3.1 Pilotage international de la métrologie . . . . .	19
1.3.2 La traçabilité métrologique . . . . .	19
1.3.3 Les grandeurs d'intérêt de la métrologie des neutrons . . . . .	22
1.4 Champs neutroniques de référence . . . . .	23
1.4.1 Champs monoénergétiques et quasi-monoénergétiques . . . . .	23
1.4.2 Champs étendus de référence : cas des sources radioactives . . . . .	28
1.5 Détecteurs de référence en deçà de 20 MeV . . . . .	31
1.5.1 Compteur proportionnel . . . . .	33
1.5.2 Chambre à fission . . . . .	35
1.5.3 Méthode de mesure par temps de vol . . . . .	36
1.5.4 Scintillateur . . . . .	36
1.5.5 Détecteur utilisant la modération des neutrons . . . . .	38

1.5.6	Télescope à noyau de recul (TNR) . . . . .	41
1.5.7	Bilan . . . . .	41
<b>2</b>	<b>Le détecteur <math>\mu</math>TPC de l'IRSN : le LNE-IRSN-MIMAC</b>	<b>45</b>
2.1	Présentation du détecteur . . . . .	45
2.1.1	Fonctionnement général . . . . .	45
2.1.2	Le gaz convertisseur . . . . .	47
2.1.3	Ionisation du gaz . . . . .	49
2.1.4	Collection des charges . . . . .	50
2.1.5	Fonctionnement du détecteur Micromegas . . . . .	52
2.1.6	Électronique de mesure . . . . .	57
2.2	Simulation du détecteur . . . . .	59
2.2.1	Modélisation du détecteur : modèle direct . . . . .	59
2.2.2	Reconstruction de l'énergie des neutrons : modèle indirect . . . . .	62
2.3	Méthode d'analyse des données . . . . .	67
2.3.1	Reconstruction de l'énergie des neutrons : sélection des événements . . . . .	68
2.3.2	Reconstruction de la fluence neutronique . . . . .	78
2.4	Paramètres d'intérêt . . . . .	80
2.4.1	Mesure de l'énergie neutronique . . . . .	80
2.4.2	Reconstruction de la fluence neutronique . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Caractérisation du détecteur</b>	<b>83</b>
3.1	Caractérisation expérimentale du détecteur . . . . .	83
3.1.1	Linéarité de l'électronique . . . . .	83
3.1.2	Facteur de <i>quenching</i> en ionisation . . . . .	88
3.1.3	Étalonnage en énergie . . . . .	99
3.1.4	Caractérisation des neutrons diffusés par l'environnement : méthode du cône d'ombre . . . . .	105

3.2	Caractérisation du détecteur par simulation . . . . .	108
3.2.1	Changement de cathode du détecteur . . . . .	108
3.2.2	Reconstruction de l'angle de diffusion . . . . .	109
3.2.3	Détermination de la fluence neutronique : calcul du facteur $k_\phi$ . . . . .	118
<b>4</b>	<b>Résultat en champs monoénergétiques</b>	<b>121</b>
4.1	Montage expérimental . . . . .	121
4.2	Entre 565 keV et 2,5 MeV . . . . .	123
4.2.1	Analyse du champ neutronique à 2,5 MeV . . . . .	123
4.2.2	Analyse des champs neutroniques entre 250 keV et 1,2 MeV . . . . .	130
4.3	Résultats des réactions D(d,n) . . . . .	137
4.3.1	Analyse du champ neutronique à 5 MeV . . . . .	137
4.3.2	Analyse du champ neutronique à 6,5 MeV . . . . .	141
4.4	Valorisation de la méthode : mesure à plus basse énergie neutron . . . . .	143
4.4.1	Analyse du champ neutronique à 144 keV . . . . .	144
4.4.2	Analyse du champ neutronique à 127 keV . . . . .	145
4.4.3	Analyse du champ neutronique à 27 keV . . . . .	147
4.5	Identification et calcul des sources d'incertitudes . . . . .	149
4.5.1	Incertaince sur l'énergie neutron . . . . .	149
4.5.2	Incertaince sur la fluence neutronique . . . . .	153
4.6	Bilan . . . . .	161
<b>5</b>	<b>Résultats préliminaires sur champs étendus</b>	<b>163</b>
5.1	À 5 MeV et 6,5 MeV . . . . .	163
5.1.1	Analyse des champs neutroniques à 5 MeV . . . . .	163
5.1.2	Analyse des champs neutroniques à 6,5 MeV . . . . .	165
5.1.3	Bilan . . . . .	167

5.2 Réaction ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ . . . . .	168
5.3 Bilan . . . . .	170
<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>175</b>

# Table des figures

1.1	Schéma du montage expérimental de Chadwick qui lui a permis de mettre en évidence l'existence du neutron. . . . .	6
1.2	Distribution en énergie des différentes sections efficaces d'interaction des neutrons avec le $^{63}\text{Cu}$ [1] . . . . .	10
1.3	Dépôt d'énergie linéique de trois types de particules, proton carbone et photon, en fonction de la distance parcourue dans l'eau [2]. . . . .	10
1.4	Evolution des facteurs de conversion ambient $h^*$ et personnel $h_p$ en fonction de l'énergie des neutrons, à une profondeur de 10 mm et pour différents angles d'incidence [3]. . . . .	12
1.5	Schéma de production des particules induites par le rayonnement cosmique [4].	14
1.6	Distribution en fonction de l'énergie de la fluence neutronique, et de la dose associée, induite par le rayonnement cosmique. . . . .	15
1.7	Distribution en énergie de la fluence des neutrons secondaires produits en radiothérapie à gauche [5] et en protonthérapie à droite [6]. Ces spectres ont été respectivement mesurés à l'hôpital Sainte Catherine à Avignon et à l'Institut Curie Protonthérapie d'Orsay. . . . .	16
1.8	Distribution en énergie de la fluence neutronique créée par l'installation du CERF [7]. . . . .	17
1.9	Sur la figure de gauche est représenté le schéma de la chaîne de mesure du débit de dose d'une source nucléaire. Sur la figure de droite est représentée l'évolution du taux de comptage dans les détecteurs NaI en fonction du temps.	21
1.10	Énergie des neutrons produits en fonction de l'angle (figure de gauche), et le débit d'émission des neutrons en fonction de l'angle (figure de droite), pour les énergies recommandées par la norme iso-8529-1 entre 144 keV et 19 MeV [8].	25
1.11	Évolution de la section efficace d'interaction des protons avec le $^{45}\text{Sc}$ en fonction de l'énergie des protons incidents ainsi que l'énergie des neutrons produits à $0^\circ$ [9]. . . . .	26
1.12	Plan de l'installation AMANDE à gauche, et photographie du hall expérimental à droite. . . . .	27
1.13	Spectre en énergie de la source de $^{252}\text{Cf}$ selon la norme iso 8529-1. . . . .	30

1.14	Spectre en énergie de la source de $^{252}\text{Cf}$ , modérée par une sphère d'eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ ) de 150 mm de rayon recouverte avec une épaisseur de 1 mm de cadmium, selon la norme iso 8529-1. . . . .	31
1.15	Spectre en énergie de la source $^{241}\text{AmB}$ selon la norme iso 8529-1. . . . .	32
1.16	Spectre en énergie de la source $^{241}\text{AmBe}$ selon la norme iso 8529-1. . . . .	32
1.17	Sur l'image de gauche est représenté le schéma d'un détecteur SP2, et à droite, une photographie de ce détecteur. . . . .	33
1.18	Spectre en énergie des protons de recul mesuré avec un détecteur sphérique de type SP2 [10]. . . . .	34
1.19	Reconstruction de la distribution en énergie de la fluence neutronique d'un champ monoénergétique de 250 keV mesuré sur AMANDE avec le détecteur SP2 d'après trois codes de déconvolution (traits pleins). Les histogrammes en traits pointillés représentent le champ neutronique théorique calculé par le code de cinématique TARGET. . . . .	35
1.20	Résultat de la mesure (en temps) d'un champ neutronique de 2,8 MeV à 2,5 m de la cible avec un scintillateur liquide BC501A sur l'installation AMANDE. .	37
1.21	Schéma de fonctionnement d'un scintillateur liquide type BC501A. . . . .	37
1.22	La figure de gauche présente la distribution de l'amplitude des événements mesurée par le BC501A correspondant au champ neutronique donné sur l'image de droite. Le spectre neutronique est calculé avec le code de déconvolution GRAVEL (ligne en pointillés) ou par mesure de temps de vol (traits pleins). .	38
1.23	Fonctions de réponse en énergie neutron des sphères de Bonner du système HERMEIS de l'IRSN. L'axe de droite correspond aux sphères utilisant une coque en métal et l'axe gauche aux sphères uniquement modérée par du polyéthylène. Le diamètre de chaque sphère de polyéthylène est donné en pouce [11].	39
1.24	Sur la Figure de gauche est représentée la modélisation MCNP d'un Long Compteur (LC) de type De Pangher[12], et sur celle de droite la fonction de réponse du LC de l'IRSN [13]. . . . .	40
1.25	Sur la figure de gauche est présenté le schéma du fonctionnement du TPR-CMOS, et sur la figure de droite le résultat de mesures sur l'installation AMANDE pour différents champs monoénergétiques. . . . .	42
2.1	Schéma de la détection d'un neutron par le détecteur $\mu\text{TPC}$ LNE-IRSN-MIMAC.	46
2.2	Section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène en rouge, et sur l' $^4\text{He}$ en vert, en fonction de l'énergie incidente des neutrons. . . . .	48

2.3	L'image de gauche représente l'évolution du facteur $W$ des alphas dans du $\text{CH}_4$ , et celle de droite représente les évolutions des facteurs $W$ du carbone, de l'oxygène et de l'azote dans un gaz équivalent tissu composé de $\text{CH}_4+32,4\%\text{CO}_2+3,2\%\text{N}_2$ .	51
2.4	Zoom sur le détecteur Micromegas du détecteur $\mu\text{TPC}$ , à l'arrièreplan l'anode avec les pixels, au centre un plot permettant de supporter la microgrille au premier plan avec un gap constant de $256\ \mu\text{m}$ , photographie extraite de [14].	52
2.5	Schéma de l'assemblage réalisé pour le détecteur $\mu\text{TPC}$ entre le détecteur Micromegas et la carte électronique servant à la lecture de l'anode. Le PCB (a) supporte la Micromegas en son centre, la plaque (b) est un sandwich de PCB et de cuivre de $0,5\ \text{cm}$ d'épaisseur garantissant la rigidité et assurant l'étanchéité, et le PCB (c) est la carte électronique [15].	53
2.6	À gauche, une visualisation des lignes de champs au voisinage de la grille d'une Micromegas qui est représenté par les rectangles bleus [16]. À droite, l'évolution de la transparence de la grille en fonction du rapport entre le champ électrique de dérive et celui d'amplification mesurée avec une source de $^{55}\text{Fe}$ pour une Micromegas de $256\ \mu\text{m}$ en bleu et de $128\ \mu\text{m}$ en rouge. Le mélange gazeux utilisé est $95\%\ \text{Ar}+5\%\ i\text{C}_4\text{H}_{10}$ [15].	54
2.7	Valeur du gain d'une Micromegas de $256\ \mu\text{m}$ mesuré avec une source alpha en vert, avec une source de $^{55}\text{Fe}$ en bleu, et le gain d'une Micromegas de $128\ \mu\text{m}$ mesuré avec une source de $^{55}\text{Fe}$ en rouge [15]. Le gaz utilisé pour ces mesures est composé d' $\text{Ar}+5\%\ i\text{C}_4\text{H}_{10}$ .	55
2.8	Un schéma des voies de lecture du détecteur Micromegas de la $\mu\text{TPC}$ est représenté sur l'image de gauche. À droite, une photographie d'une partie des pixels de l'anode [15].	56
2.9	Schéma de la chaîne électronique de mesure du signal généré sur la grille du détecteur Micromegas.	58
2.10	Diagramme en bloc d'un quart d'ASIC [17].	59
2.11	Schéma complet de l'électronique de mesure du détecteur $\mu\text{TPC}$ [17].	60
2.12	Schéma du fonctionnement de la modélisation des données du détecteur $\mu\text{TPC}$ [14].	62
2.13	Modélisation du détecteur $\mu\text{TPC}$ en 2015 à gauche et modélisation actuelle à droite.	63
2.14	Schéma du fonctionnement de la reconstruction de l'énergie neutronique à partir des observables de mesure [14].	64
2.15	Projections des pixels X déclenchés pour chaque time slice à gauche et des pixels Y pour chaque time slice à droite, d'un recul d'hélium-4 de $471\ \text{keV}$ en ionisation mesuré avec le détecteur $\mu\text{TPC}$ .	65

2.16	Reconstruction en trois dimensions du nuage d'électrons primaires, créé par l'ionisation d'un hélium-4 de 471 keV. Ce nuage de points correspond à la reconstruction 3D des deux projections de la Figure 2.15. . . . .	65
2.17	Schéma représentant les deux types d'événements ne déposant pas toute leur énergie dans le volume de détection. . . . .	70
2.18	Position des pixels X, déclenchés pour chaque <i>time slice</i> , d'une trace d'un électron de 43 keV à gauche, et d'un hélium-4 de même énergie à droite. . . . .	71
2.19	Évolution de la perte d'énergie par unité de distance en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Sur l'image de gauche est représenté le nombre d'événements par pixels tandis que l'image de droite identifie les différents reculs nucléaires. En bleu sont représentés les hélium-4, en vert les protons, en jaune les oxygènes et en magenta les carbones. . . . .	72
2.20	Évolution du $\cos^2(\theta)$ en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Sur l'image (a) est représenté la densité des événements par pixels tandis, l'image (b) identifie la position des reculs d'hélium-4 issus de neutrons directs, l'image (c) représente les événements provenant de neutrons diffusés et l'image (d) montre les reculs qui ne sont pas des hélium-4. . . . .	74
2.21	Reconstruction de l'énergie des neutrons dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Les pointillés noirs représentent la distribution en énergie des neutrons incidents et la courbe bleue est la reconstruction de l'énergie avec le modèle indirect. . . . .	76
2.22	Distribution de probabilité des angles de diffusion $\theta$ , dans le référentiel du laboratoire, en fonction de l'énergie des neutrons incidents, déterminées par calculs MCNP. . . . .	77
2.23	Évolution du <i>stopping power</i> en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV à gauche et lors de la mesure de ce champ neutronique à droite. La densité des événements est représentée par l'échelle de couleur. . . . .	79
3.1	Schéma du montage expérimental pour la mesure de la linéarité de l'électronique. . . . .	84
3.2	Linéarité du générateur de fonction utilisé pour les mesures de linéarité de l'électronique du détecteur $\mu$ TPC. . . . .	85
3.3	Linéarité de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal pour différents temps de montée du signal d'entrée. La droite en pointillés correspond à l'ajustement des points de mesure pour un temps de montée de 20 ns. . . . .	86

3.4	Résolution en énergie de l'électronique de mesure du détecteur $\mu$ TPC en fonction de l'amplitude du signal d'entrée pour différents temps de montée. . . . .	87
3.5	Biais sur la mesure de l'amplitude du signal de sortie en fonction du temps de montée du signal d'entrée. . . . .	88
3.6	Sur l'image de gauche est représenté un schéma du fonctionnement du dispositif COMIMAC, et sur l'image de droite une vue de l'ensemble du dispositif. . . .	90
3.7	Schéma de la position des sources X lors de l'étalonnage du détecteur à gauche et de la mesure des protons à droite. . . . .	91
3.8	Spectre en énergie d'ionisation mesuré avec COMIMAC dans le cas d'un étalonnage avec les sources de rayons X à gauche, et pour des protons de 25 keV à droite. . . . .	92
3.9	Évolution du facteur de <i>quenching</i> en ionisation (FQI) des protons dans le mélange gazeux $iC_4H_{10}+50\% CHF_3$ à 50 hPa en fonction de l'énergie déposée en ionisation. La courbe bleue est l'ajustement des valeurs du FQI simulé avec SRIM et la courbe rouge est l'ajustement des mesures réalisées avec COMIMAC. . . . .	93
3.10	Photographie panoramique de l'accélérateur AMANDE avec la chambre de mesure du dépôt d'énergie par ionisation installée en bout d'accélérateur. . .	94
3.11	Photographie du montage expérimental en bout de ligne de l'accélérateur pour la mesure du dépôt d'énergie par ionisation du faisceau d'ions. . . . .	94
3.12	Spectre en énergie d'ionisation mesurée sur AMANDE pour des protons de 350 keV à gauche et des hélium-4 de même énergie cinétique à droite. . . . .	95
3.13	Évolution du facteur de <i>quenching</i> en ionisation des hélium-4 en fonction de leur énergie cinétique sur l'image de gauche, et de leur énergie d'ionisation à droite, dans le mélange gazeux $^4He+5\% CO_2$ à 700 hPa. Les valeurs mesurées et simulées par le logiciel SRIM sont représentées respectivement en rouge et en bleu. . . . .	97
3.14	Mesure de l'énergie déposée en ionisation par des $^4He$ de 13 keV à gauche et de 50 keV à droite. Le mélange gazeux utilisé pour ces mesures se compose de 95% $^4He$ et 5% $C_2H_{10}$ . . . . .	98
3.15	Incertitude sur la mesure de l'énergie déposée en ionisation, en canal ADC, dans le détecteur $\mu$ TPC. . . . .	98
3.16	Evolution de la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hélium-4 en bleue et de la section efficace de capture neutronique sur le bore-10 en rouge en fonction de l'énergie des neutrons incidents. . . . .	100
3.17	Photographie de la position du dépôt de bore dans le détecteur $\mu$ TPC. . . . .	100

3.18	Montage expérimental lors de l'étalonnage du détecteur $\mu$ TPC dans le hall de l'installation AMANDE. . . . .	101
3.19	Projection des barycentres X et Y des premiers électrons primaires créés dans le volume actif du détecteur sur l'image de gauche. Une photographie du dépôt de bore installée dans le détecteur $\mu$ TPC à droite. . . . .	102
3.20	Spectre en énergie déposée par ionisation dans le gaz $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$ par les produits de la réaction de capture neutronique du $^{10}\text{B}$ , à gauche dans le cas expérimental et à droite dans le cas d'une simulation MCNP. . . . .	103
3.21	Ajustement de la distribution en énergie des événements sortant du dépôt de bore simulé par le spectre expérimental pour le pic du lithium-7 (94%) à gauche et des alphas (94%) à droite. . . . .	104
3.22	Droite d'étalonnage calculée avec le code M-CARE[18] dans le cas d'un étalonnage du détecteur $\mu$ TPC. . . . .	105
3.23	Montage expérimental pour la mesure avec un cône d'ombre sur l'installation AMANDE. . . . .	106
3.24	Sur l'image de gauche est représentée la distribution des écarts sur l'angle de diffusion reconstruit $\theta$ en fonction de la méthode de calcul, en noir un ajustement du nuage de points par une méthode de minimisation du chi2, une ACP sur le nuage de points en bleu et sur les barycentres de chaque <i>time slice</i> en rouge. Sur l'image de droite est représentée l'écart sur les angles de diffusion reconstruits en fonction du nombre de <i>time slices</i> de la trace dans le cas de la mesure par une ACP du nuage de points. . . . .	111
3.25	Écart entre l'angle de diffusion reconstruit $\theta$ , calculé à partir d'une analyse de la composante principale des barycentres de la trace, et l'angle de diffusion initial, fourni par MCNP, $\theta_{MCNP}$ . La courbe rouge est le résultat d'une ACP sur toute la trace, la bleue entre 20% et 80% de la trace et la noire sur la première moitié de la trace. . . . .	112
3.26	Distribution angulaire des $^4\text{He}$ de recul calculée avec une analyse de la composante principale (ACP), sur le nuage d'électrons primaires (courbe noire), sur le nuage d'électrons diffusés (ligne rouge) et après la pixellisation de l'anode (en bleue). . . . .	113

3.27	Comparaison de la distribution angulaire des événements calculée par une Analyse en Composante Principale (ACP) à gauche, et de la distribution en énergie des neutrons incidents reconstruites à droite, pour différentes coordonnées $Z$ d'interaction de la collision élastique dans le détecteur $\mu$ TPC. La courbe magenta représente les données $\theta$ et $E_n$ fournies par MCNP, en bleu pour le calcul avec la coordonnée $Z$ fournie par le code MCNP, en vert pour une coordonnée $Z$ sur la cathode, en rouge sur l'anode et en noir à la moitié de la zone de dérive. Ces résultats proviennent de l'analyse d'une simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. . . . .	115
3.28	Distribution de l'écart relatif entre le cosinus de l'angle de diffusion reconstruit $\theta$ et celui fourni par MCNP $\theta_{MCNP}$ en fonction de la coupure sur l'angle $\theta$ pour la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. . . . .	116
3.29	Représentation des sélections d'événements effectuées sur le pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de reculs mesurés entre 250 keV et 2,5 MeV. . . . .	119
4.1	Schéma du montage expérimental du détecteur $\mu$ TPC par rapport à la position de la source et à l'axe de propagation des neutrons incidents. . . . .	122
4.2	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 2,5 MeV mesuré sur l'installation AMANDE à $0^\circ$ par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	125
4.3	Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 2,5 MeV auprès de l'installation AMANDE à $90^\circ$ par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distribution en énergie des neutrons incidents. . . . .	128
4.4	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 1,2 MeV mesuré sur l'installation AMANDE à $0^\circ$ par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	133

4.5	Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 1,2 MeV auprès de l'installation AMANDE à 90° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distribution en énergie des neutrons incidents. . . . .	134
4.6	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 565 keV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	135
4.7	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 250 keV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	136
4.8	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 5 MeV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	138
4.9	Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 5 MeV auprès de l'installation AMANDE à 90° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	140
4.10	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 6,5 MeV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents. . . . .	142

4.11	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 144 keV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l'analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes. . . . .	145
4.12	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 127 keV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l'analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes. . . . .	146
4.13	Analyse de données d'un champ monoénergétique à 27 keV mesuré sur l'installation AMANDE à 0° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l'analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes. . . . .	148
4.14	Incertitude de l'énergie déposée en ionisation $E_{ion}$ dans le détecteur $\mu$ TPC, en fonction de $E_{ion}$ , dans le cas d'une mesure d'un champ neutronique à 2,5 MeV sur AMANDE. . . . .	150
4.15	Contribution de chaque variable à l'incertitude totale, pour la mesure à 2500 keV à 0° à gauche et pour la mesure à 1200 keV à 0° à droite. . . . .	161
5.1	Image de la sélection des événements dans le cas d'un champ neutronique monoénergétique de 1,2 MeV mesuré sur AMANDE en haut, et pour un champ "monoénergétique" de 5 MeV mesuré sur l'installation du NPL en bas. Les images (a) et (c) représentent l'évolution du pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de recul en fonction de l'énergie déposée en ionisation tandis que les images (b) et (d) correspondent au $\cos^2(\theta)$ en fonction de l'énergie déposée en ionisation. . . . .	164

5.2	Distributions en énergie de la fluence neutronique des champs "monoénergétiques" de 5 MeV, mesurées avec des cibles de TiD, sur les installations AMANDE et du NPL. Les images (a) et (b) correspondent à des mesures sur AMANDE avec une cible de 2084,6 $\mu\text{g.cm}^{-2}$ , (c) à une mesure sur AMANDE avec une cible de 792,9 $\mu\text{g.cm}^{-2}$ , et (d) à une mesure au NPL avec une cible de 627 $\mu\text{g.cm}^{-2}$ . . . . .	166
5.3	Image de la sélection des événements dans le cas d'un champ neutronique monoénergétique de 6,5 MeV mesuré sur AMANDE. L'image de gauche montre l'évolution de $\cos^2(\theta)$ en fonction de l'énergie déposée en ionisation, et l'image de droite est la distribution en énergie de la fluence neutronique. . . . .	167
5.4	Distribution en énergie de la fluence neutronique provenant de la réaction d'un faisceau de deutons de 1,45 MeV avec une cible mince de $^9\text{Be}$ [19]. . . . .	168
5.5	Photographie de la cible de béryllium, après irradiation, utilisée sur l'installation AMANDE pour la mesure du spectre neutronique. . . . .	169
5.6	Distribution en énergie de la fluence neutronique mesurée avec le détecteur $\mu\text{TPC}$ en noir et par les sphères de Bonner en bleu. . . . .	169

# Liste des tableaux

1.1	Catégories des neutrons selon leurs énergies cinétiques. . . . .	7
1.2	Valeurs du facteur de masse pour les atomes de $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^{12}\text{C}$ et $^{16}\text{O}$ . . . . .	9
1.3	Doses efficaces annuelles dans différents secteurs d'activité [20]. . . . .	18
1.4	Bilan des différentes intercomparaisons menées par le CCRI dans la métrologie des neutrons [21]. . . . .	22
1.5	Réactions nucléaires utilisées dans les Instituts Nationaux de Métrologie pour produire des champs neutroniques monoénergétiques. . . . .	24
1.6	Caractéristiques des faisceaux d'ions, en mode continu et pulsé à 2 MHz, produit avec l'accélérateur AMANDE. . . . .	27
1.7	Caractéristiques des champs neutroniques de référence de l'installation AMANDE. . . . .	29
1.8	Énergie et probabilité d'émission des trois principaux alphas de l'américium $^{241}\text{Am}$ . . . . .	30
1.9	Caractéristiques des différents détecteurs utilisés en métrologie des neutrons. . . . .	43
2.1	Bilan des taux d'hélium-4, et d'hélium-4 provenant de neutrons diffusés, après la sélection de la branche hélium. . . . .	73
2.2	Bilan du taux d'hélium-4, et d'hélium-4 provenant de neutrons diffusés, après la réjection des neutrons diffusés. . . . .	75
2.3	Performance du modèle indirect sur la reconstruction de l'énergie moyenne et de la résolution du spectre en énergie pour des simulations de champs neutroniques monoénergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV. . . . .	77
3.1	Amplitude des signaux de collection de charge des protons et des hélium-4 de 350 keV ainsi que la valeur du facteur de <i>quenching</i> en ionisation associé. . . . .	96
3.2	Pourcentage d'événements entrant dans le volume actif par la cathode du détecteur $\mu\text{TPC}$ en fonction de l'énergie du champ neutronique simulé. . . . .	109
3.3	Incertitude sur le cosinus de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie du champs neutronique simulé. . . . .	116
3.4	Incertitude sur le cosinus de l'angle de diffusion en fonction de la coupure sur l'angle $\theta$ pour la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. . . . .	117

3.5	Valeur des facteurs correctifs $k_\phi$ calculée pour chaque énergie neutronique mono-énergétique mesurée avec le détecteur $\mu$ TPC. . . . .	120
4.1	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	126
4.2	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	126
4.3	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à $90^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	129
4.4	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à $90^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ . . . . .	129
4.5	Détails des conditions expérimentales pour les mesures entre 250 keV et 1,2 MeV effectuées sur l'installation AMANDE. . . . .	130
4.6	Caractéristiques des cibles utilisées pour les mesures entre 250 keV et 1,2 MeV sur l'installation AMANDE. . . . .	130
4.7	Résultats des mesures entre 250 keV et 1,2 MeV, en fonction de la sélection sur l'angle de diffusion $\theta$ . Ces mesures ont été réalisées avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	131
4.8	Résultats du calcul de la fluence neutronique, intégrée sur le temps de mesure, pour chaque mesure entre 250 keV et 1,2 MeV. Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	132
4.9	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 5 MeV, à $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	139
4.10	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 5 MeV, à $90^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	141
4.11	Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 6,5 MeV, à $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ à 700 hPa. . . . .	143

4.12	Incertitude sur l'énergie moyenne déposée en ionisation dans le détecteur $\mu$ TPC en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique mesuré, pour deux sélections sur l'angle de diffusion. . . . .	151
4.13	Incertitude sur l'énergie cinétique des neutrons mesurés, pour chaque énergie monoénergétique dans la gamme de mesure du mélange gazeux $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ . 152	
4.14	Incertitude sur la section efficace moyenne de diffusion élastique des neutrons dans le gaz composé de 95% $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ . . . . .	155
4.15	Bilan des incertitudes sur le calcul de la fluence neutronique. . . . .	159
4.16	Incertitude sur la reconstruction de la fluence neutronique en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique mesuré sur l'installation AMANDE. . . .	160
4.17	Bilan du calcul de l'énergie moyenne d'un champ neutronique, avec le détecteur $\mu$ TPC, entre 250 keV et 6,5 MeV. . . . .	162
4.18	Bilan du calcul de la fluence neutronique avec le détecteur $\mu$ TPC entre 250 keV et 2,5 MeV. . . . .	162



# Introduction

Au niveau mondial, le nucléaire représente la 3<sup>e</sup> source de production d'électricité (11% de la production) avec 454 réacteurs en fonctionnement en 2017, répartis dans 31 pays, les États-Unis en tête, suivis de la France. Au niveau national, environ 70% de la production d'énergie est d'origine nucléaire, provenant de 19 centrales (58 réacteurs) répartis sur l'ensemble du territoire [22].

Dans ce contexte de forte industrialisation nucléaire, l'exposition aux rayonnements ainsi que la radioprotection des travailleurs, dans les divers domaines d'activités relatifs au nucléaire, sont des questions majeures face auxquelles les exploitants doivent mettre en œuvre des moyens adaptés pour apporter des réponses fiables.

Le domaine nucléaire regroupe plus largement les activités industrielles civiles et les activités militaires. Le domaine civil comprend différents secteurs, avec l'ensemble des étapes relatives au cycle du combustible (ORANO), l'exploitation des réacteurs (EDF), les activités de transport, de démantèlement des installations nucléaires et de gestion des déchets. Le domaine militaire concerne la propulsion, l'armement et les activités de la Direction des Applications Militaires du CEA.

En France, la surveillance de l'exposition externe (aux photons et aux neutrons) dans le domaine du nucléaire (civil et militaire) concerne environ 84500 travailleurs dont 48700 effectifs surveillés en dosimétrie neutrons [23]. Parmi les autres grands domaines d'activités confrontés au risque d'exposition neutronique se trouvent la recherche fondamentale, le médical (thérapie), la fabrication des radio-isotopes ou encore le personnel navigant dans le domaine aéronautique (pilotes d'avion et hôtesses de l'air) et spatial (astronautes). Que ce soit pour la radioprotection du personnel travaillant auprès de sources de rayonnements ou pour l'exploitation des neutrons, la caractérisation des champs neutroniques est un enjeu majeur. Pour cela, de nombreux détecteurs et spectromètres ont été développés afin de caractériser en énergie et en fluence les champs neutroniques. L'étalonnage de ces détecteurs est réalisé auprès d'installations de référence, garantes des grandeurs dosimétriques neutroniques.

Au niveau mondial, le pilotage de la métrologie est géré par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) et au national (en France) par le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE). Le soin de développer, maintenir et mettre en place les références dosimétriques neutroniques a été confié à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN), et plus particulièrement au Laboratoire de Métrologie et de micro-irradiation et Dosimétrie des Neutrons (LMDN) appelé également LNE-IRSN dans le cadre de ses missions en métrologie des neutrons. Pour mener à bien ses missions de laboratoire associé au LNE, le LMDN possède plusieurs installations produisant des champs neutroniques :

- l'irradiateur Van Gogh fournissant des champs de référence complexes à l'aide de sources radioactives de référence. Les sources disponibles sont une source de fission spontanée de  $^{252}\text{Cf}$  et une source d' $^{241}\text{AmBe}$  dont les neutrons proviennent de la réaction  $(\alpha, n)$  sur le béryllium-9

- l'accélérateur T400, d'une tension maximale de 400 kV, permet de produire des champs monoénergétiques intenses de 3,3 MeV
- le dispositif CANEL, consistant en un assemblage de fer et de polyéthylène avec une coquille d'uranium appauvri, qui, couplé au T400 permet de générer des champs neutroniques réalistes. Ce type de champs neutroniques est représentatif de ceux observés aux postes de travail de l'industrie nucléaire
- l'installation AMANDE (Accélérateur dédié à la Métrologie Appliquée aux Neutrons et à la Dosimétrie Externe) permettant de générer des champs neutroniques entre 2 keV et 20 MeV

Afin de caractériser l'ensemble de ces champs neutroniques, mais aussi de caractériser les champs neutroniques aux postes de travail, le laboratoire possède de nombreux détecteurs et spectromètres permettant de mesurer l'énergie moyenne, la fluence ou la distribution en énergie de la fluence des champs neutroniques. En laboratoire, des mesures par la technique du temps de vol peuvent être réalisées auprès de l'installation AMANDE puisque les champs neutroniques peuvent y être pulsés. Dans le cas d'un champ continu, plusieurs spectromètres sont utilisés par le laboratoire, notamment des SP2 (chambre à ionisation gazeuse) permettant de mesurer les champs neutroniques en deçà du MeV tandis que le BC501A (scintillateur liquide) opère au-delà du MeV. L'analyse des données fournies par ces détecteurs nécessite des codes de déconvolution ainsi que des matrices de réponse parfaitement caractérisées expérimentalement et par simulation Monte Carlo. Afin de caractériser les champs neutroniques autour du MeV, sans utilisation d'une déconvolution, le LMDN s'est associé à l'équipe MIMAC du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble (LPSC) pour le développement d'un détecteur  $\mu$ TPC, le LNE-IRSN-MIMAC, pour la caractérisation des champs neutroniques monoénergétiques (de l'installation AMANDE) entre quelques keV et plusieurs MeV. Ce développement avait pour objectif de fournir les références en énergie et en fluence avec des incertitudes respectives de l'ordre de 1% et 3%, performances disponibles avec les systèmes de mesure décrits précédemment.

Lors d'une précédente thèse [14], un code de simulation a été spécialement développé pour reproduire les mécanismes physiques de la détection d'un neutron dans le détecteur et ainsi définir une méthode d'analyse de données. Grâce à cela, la faisabilité de mesurer des champs neutroniques a été démontrée entre 27 keV et 250 keV, à l'aide d'un gaz composé de  $C_4H_{10}$  et de 30% à 50% de  $CHF_3$ .

L'objectif de cette thèse est d'étendre la gamme de mesure au-delà du MeV pour la caractérisation des champs neutroniques monoénergétiques de l'installation AMANDE. Pour cela, un nouveau mélange gazeux composé de 95%  $^4He$  + 5%  $CO_2$  à 700 hPa, où l'hélium-4 est le noyau cible pour la collision élastique des neutrons, a été testé et choisi. Le travail réalisé et présenté dans ce mémoire a consisté à mettre en œuvre cette nouvelle configuration du détecteur, réaliser des mesures entre 250 keV et 6,5 MeV ainsi que de développer une méthode d'analyse des données.

Avant de présenter en détail la nouvelle version de la  $\mu$ TPC (LNE-IRSN-MIMAC), un premier chapitre sera consacré à la métrologie des neutrons avec une partie succincte sur les caractéristiques des neutrons, puis sur les enjeux de la détection neutronique et enfin sur

l'organisation de la métrologie aux niveaux international et national. Pour clore ce premier chapitre, un tour d'horizon des installations et des détecteurs de référence, utilisés en France, sera proposé.

Après ce contexte métrologique, le LNE-IRSN-MIMAC sera présenté en détail, en commençant par son fonctionnement puis en s'intéressant à sa modélisation permettant de simuler la détection neutronique. La méthode d'analyse des données, définie à l'aide de la simulation, pour la reconstruction de l'énergie et de la fluence neutronique, sera discutée.

Le troisième chapitre sera consacré à la caractérisation expérimentale et par simulation du détecteur  $\mu$ TPC. La partie expérimentale consiste en la vérification de la linéarité de la chaîne électronique, la mesure du facteur de *quenching* en ionisation et enfin à la mise en place d'un étalonnage pour le détecteur ainsi que son exploitation. Par ailleurs, une méthode expérimentale permettant d'estimer la contribution des neutrons diffusés par l'environnement a été développée sur la base de la technique du cône d'ombre. Le principe de la mesure et l'exploitation de cette mesure dans le cas particulier de la  $\mu$ TPC seront discutés. La seconde partie de ce chapitre abordera la caractérisation du détecteur par simulation.

Suite à la caractérisation du détecteur, les résultats de mesures en champs monoénergétiques de référence seront donnés selon trois volets. Le premier concernera le domaine en énergie compris entre 250 keV et 2,5 MeV. Le second abordera les résultats au-delà de 5 MeV. Le dernier volet présentera l'application de la méthode d'analyse aux mesures effectuées lors de la précédente thèse, entre 27 keV et 144 keV.

Avant de conclure sur l'ensemble des travaux réalisés au cours de cette thèse et d'en dresser les perspectives, un dernier chapitre présentera les résultats préliminaires des mesures réalisées en champs neutroniques étendus.



# État de l'art de la métrologie des neutrons

## Sommaire

<b>1.1 Les neutrons</b>	<b>5</b>
1.1.1 Découverte du neutron	5
1.1.2 Propriétés du neutron	6
1.1.3 Interaction des neutrons avec la matière	7
<b>1.2 Enjeux de la détection neutronique</b>	<b>11</b>
1.2.1 La dosimétrie des neutrons	11
1.2.2 Origine des rayonnements neutroniques	13
<b>1.3 La métrologie des neutrons</b>	<b>18</b>
1.3.1 Pilotage international de la métrologie	19
1.3.2 La traçabilité métrologique	19
1.3.3 Les grandeurs d'intérêt de la métrologie des neutrons	22
<b>1.4 Champs neutroniques de référence</b>	<b>23</b>
1.4.1 Champs monoénergétiques et quasi-monoénergétiques	23
1.4.2 Champs étendus de référence : cas des sources radioactives	28
<b>1.5 Détecteurs de référence en deçà de 20 MeV</b>	<b>31</b>
1.5.1 Compteur proportionnel	33
1.5.2 Chambre à fission	35
1.5.3 Méthode de mesure par temps de vol	36
1.5.4 Scintillateur	36
1.5.5 Détecteur utilisant la modération des neutrons	38
1.5.6 Télescope à noyau de recul (TNR)	41
1.5.7 Bilan	41

## 1.1 Les neutrons

### 1.1.1 Découverte du neutron

En 1932, Chadwick a repris les travaux de Bothe et Becker ainsi que Frédéric Joliot et Irène Curie qui ont étudié l'interaction d'un rayonnement alpha sur le  ${}^9\text{Be}$ . Un schéma de son

montage expérimental est donné sur la Figure 1.1. La source alpha utilisée est une source de  $^{210}\text{Po}$  émettant uniquement des alphas de 5,4 MeV, contrairement aux sources de radium,  $^{226}\text{Ra}$  ou de radon,  $^{222}\text{Rn}$ , qui émettent également des bêtas et des alphas d'énergies différentes dus à leurs descendants. L'interaction d'un alpha avec le  $^9\text{Be}$  produit un "rayonnement neutre" qui, interagissant avec un écran, va émettre des particules de ce dernier. Le recul de ces particules est détecté dans une chambre à ionisation, dont le signal est amplifié avant d'être envoyé sur un oscilloscope.

La première interaction, qui a été mise en évidence par F. Joliot et I. Curie, est l'émission d'un proton lors de l'interaction de ce "rayonnement neutre" avec une feuille de paraffine. Mais Chadwick, en changeant la nature de l'écran, va montrer que ce rayonnement peut induire des reculs plus lourds tel que de l'hélium, du lithium, du béryllium... Ce phénomène physique s'explique si le "rayonnement neutre" est une particule de masse proche de celle du proton, dont l'énergie est inférieure à 5 MeV. C'est la mise en évidence de l'existence du neutron qui lui vaudra le prix nobel de physique en 1935.

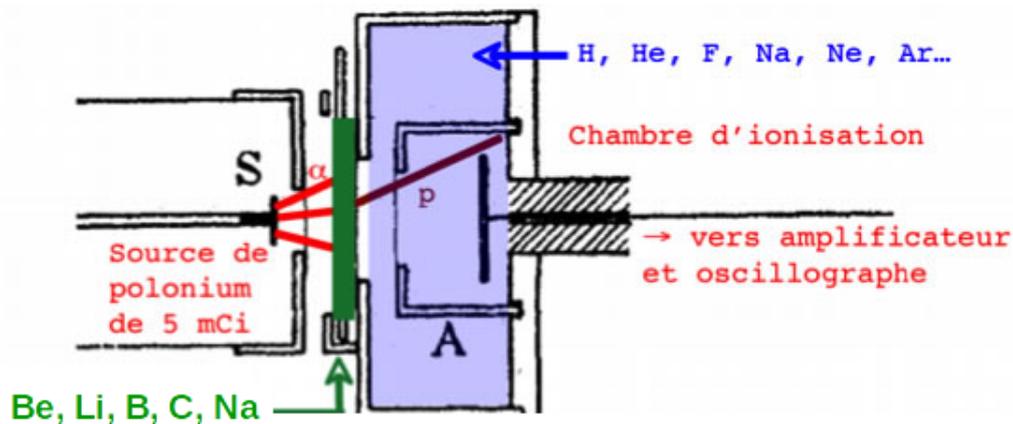


FIGURE 1.1 – Schéma du montage expérimental de Chadwick qui lui a permis de mettre en évidence l'existence du neutron.

### 1.1.2 Propriétés du neutron

Le neutron est un constituant de tous les noyaux atomiques excepté le proton  $^1\text{H}$ . Lors de certaines réactions nucléaires, un neutron du noyau peut être émis. Ce neutron "libre", c'est-à-dire non localisé dans un noyau, est qualifié de neutron rapide. Cette qualification dépend de l'énergie cinétique du neutron, exprimée en électronvolt (eV). Plusieurs catégories ont été définies comme le montre le tableau 1.1.

Lors de son parcours, le neutron va ralentir, par interactions successives avec la matière jusqu'à ce qu'il soit absorbé (voir 1.1.3) ou qu'il se désintègre. La durée de vie d'un neutron dans le vide est de  $886,8 \pm 4,4$  s [24] qui correspond à sa période de désintégration par radioactivité  $\beta^-$ . En réalité, un neutron libre va être capturé par un noyau du milieu, la désintégration du neutron n'est donc pas observée, hormis dans le vide absolu. Comme décrit

Tableau 1.1 – Catégories des neutrons selon leurs énergies cinétiques.

Catégorie	Énergie
Neutrons froids	$E_n < 0,025 \text{ eV}$
Neutrons thermiques	$E_n = 0,025 \text{ eV}$
Neutrons lents ou épithermiques	$E_n \simeq 0,025 \text{ eV}$ à $10 \text{ keV}$
Neutrons rapides	$E_n > 10 \text{ keV}$

dans [25], voici quelques durées de vie effectives d'un neutron dans différents milieux :

- dans l'eau ordinaire :  $0,21 \cdot 10^{-3}$  secondes.
- dans l'eau lourde :  $150 \cdot 10^{-3}$  secondes.
- dans le carbone :  $12 \cdot 10^{-3}$  secondes.
- dans une pile à uranium naturel :  $\sim 1 \cdot 10^{-3}$  secondes.
- dans le vide :  $\sim 886,8$  secondes.

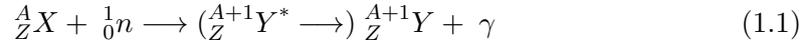
D'après les durées de vie dans les milieux donnés ci-dessus, c'est dans l'eau ordinaire que le neutron sera absorbé le plus rapidement, par capture radiative sur le proton. Cela signifie que son parcours avant absorption dans l'eau est très faible. Il va interagir rapidement avec les noyaux d'hydrogène ou d'oxygène présents dans l'eau. Les différents types d'interaction entre le neutron et la matière sont décrits dans la partie suivante.

### 1.1.3 Interaction des neutrons avec la matière

Le neutron a une charge électrique nulle, il n'interagit donc pas avec la matière par le biais de la force électromagnétique. L'interaction du neutron a lieu avec le noyau d'un atome du milieu, c'est une réaction nucléaire. Ce type de réaction est caractérisé par sa "chaleur de réaction", notée  $Q$ . Elle représente la différence entre les énergies de masses nucléaires finales et initiales. Si  $Q$  est positif, la réaction est dite exothermique et va libérer de l'énergie. Dans le cas contraire, la réaction est endothermique et il faut apporter de l'énergie, généralement sous forme d'énergie cinétique d'un des réactifs, pour que la réaction se produise.

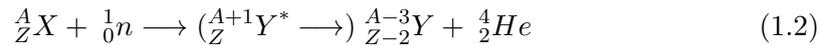
L'interaction d'un neutron avec un noyau  ${}^A_Z X$  entraîne la formation d'un noyau composé  ${}^{A+1}_Z Y$  qui peut être dans un état excité  ${}^{A+1}_Z Y^*$ . Ce noyau composé a une durée de vie limitée, entre  $10^{-12}$  et  $10^{-20}$  secondes. L'énergie en excès, apportée par l'énergie cinétique des réactifs et éventuellement par la chaleur de la réaction, est libérée par l'émission d'une ou de plusieurs particules. La nature de la particule émise va déterminer le type d'interaction mis en jeu entre le neutron et ce noyau. Les réactions d'interaction des neutrons sont les suivantes :

1. La capture radiative ( $n, \gamma$ ) peut être écrite sous la forme



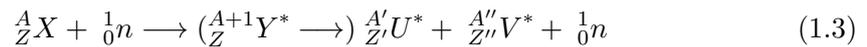
La capture d'un neutron va induire un réarrangement des nucléons du noyau composé et l'émission d'un ou plusieurs  $\gamma$ . Cette réaction est généralement prépondérante pour les neutrons thermiques. Il est question de capture résonante lorsque cette réaction possède une très grande probabilité pour une énergie donnée du neutron.

2. La réaction de transmutation ( $n, \alpha$ ) peut être écrite sous la forme



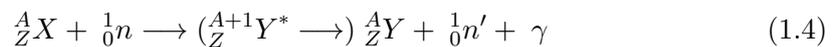
La réaction de transmutation est le fait de changer la nature d'un noyau. Pour cela, le noyau composé se désexcite en émettant une particule chargée (p, d, t,  $\alpha$ , ...). La particule émise doit surmonter la barrière de Coulomb ce qui fait que cette réaction est plus probable pour des neutrons rapides et l'émission d'une particule légère.

3. La réaction de fission ( $n, f$ ) peut être écrite sous la forme



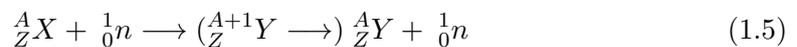
Le noyau qui fissionne se décompose en deux fragments de fission et libère un ou plusieurs neutrons, appelés neutrons prompts. Des neutrons retardés, provenant de la désexcitation des produits de fission, peuvent être émis. Cette réaction se produit pour des noyaux lourds ( ${}^{235}\text{U}$ ,  ${}^{238}\text{U}$ ,  ${}^{239}\text{P}$ , ...) avec des neutrons thermiques ou rapides selon la nature du noyau.

4. La diffusion inélastique ( $n, n'$ ) peut être écrite sous la forme



Le noyau composé, se trouvant dans un état excité, va émettre un neutron de moindre énergie et un ou plusieurs  $\gamma$ . Il n'y a donc pas conservation de l'énergie cinétique lors de cette réaction. C'est une réaction parasite à la diffusion élastique. À partir de 10 MeV, la réaction ( $n, 2n$ ) peut se produire. Le noyau composé émet alors deux neutrons, et éventuellement un ou plusieurs gamma, pour retrouver son état fondamental.

5. La diffusion élastique ( $n, n$ ) peut être écrite sous la forme



Lors de cette interaction, le noyau composé ne se trouve pas dans un état excité, il y a donc conservation de l'énergie cinétique totale. Une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transmise au noyau cible  ${}^A_ZX$ , appelé noyau de recul, qui reste dans son état fondamental. Cette réaction est parfois appelée collision élastique et c'est elle qui est utilisée comme principe de détection dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$  (voir 2.1.1). À partir des équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie cinétique, pour des neutrons non-relativistes ( $E_n \ll 939 \text{ MeV}$ ), une relation entre l'énergie cinétique du neutron incident  $E_n$ , l'énergie cinétique du noyau après la collision  $E_r$  et l'angle

d'émission  $\theta$  avec lequel il est émis dans le référentiel du laboratoire, peut être défini (équation 1.6).

$$E_n = \frac{(m_n + m_r)^2}{4m_n m_r} \times \frac{E_r}{\cos^2(\theta)} \quad (1.6)$$

La fraction d'énergie cinétique transférée au noyau de recul est proportionnelle à la masse du noyau  $m_r$ , à la masse du neutron  $m_n$  ainsi qu'à l'angle d'émission  $\theta$ . La fonction  $\cos^2(\theta)$  est décroissante sur  $[0;90]$ , ce qui signifie que le noyau de recul possède le maximum d'énergie cinétique pour  $\theta=0$  (correspondant à  $\cos^2(\theta) = 1$ ). C'est le facteur de masse  $\frac{(m_n+m_r)^2}{4m_n m_r}$  qui détermine la fraction d'énergie cinétique qui est transmise au noyau de recul. Cela va être déterminant dans le choix du gaz pour les détecteurs à noyau de recul. L'évolution de ce facteur de masse est donnée dans le tableau 1.2 pour quelques atomes légers.

Tableau 1.2 – Valeurs du facteur de masse pour les atomes de  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$ .

Atome	Facteur de masse
$^1\text{H}$	1,000000475
$^4\text{He}$	1,555054469
$^{12}\text{C}$	3,497875759
$^{16}\text{O}$	4,480143118

Plus la masse de l'atome est faible, plus le facteur de masse est petit. Cela signifie que plus la masse du noyau cible de la diffusion élastique sera faible, plus la fraction d'énergie cinétique transmise au noyau sera grande. Pour la détection neutronique (voir 2.1.1) ou la thermalisation des neutrons, il est donc préférable de choisir des atomes légers.

La probabilité de chaque réaction détaillée ci-avant, est proportionnelle à la section efficace microscopique correspondante, exprimée en barn ( $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). La section efficace dépend de la nature du noyau, du type d'interaction et de l'énergie du neutron. Sur la figure 1.2 est donnée la variation en fonction de l'énergie des neutrons, des différentes sections efficaces d'interaction des neutrons sur le  $^{63}\text{Cu}$ , qui est présent dans la cathode du détecteur. Toutes ces réactions sont concurrentes, c'est-à-dire qu'elles peuvent toutes avoir lieu, mais en fonction de l'énergie du neutron incident, la probabilité de chacune d'entre elles est différente.

Pour les noyaux avec un faible numéro atomique  $Z$ , la diffusion élastique est la réaction la plus favorable entre 10 keV et quelques MeV. Or parmi tous ces noyaux, c'est l'hydrogène qui possède la plus grande section efficace d'interaction avec les neutrons (voir 2.1.2). Cela est cohérent avec la très faible durée de vie du neutron dans l'eau comme discuté dans la partie précédente. De plus, c'est ce noyau qui absorbe la plus grande énergie après une collision élastique avec un neutron, pour un angle fixé, voir le Tableau 1.2. Le corps humain étant composé à 65% d'eau, les neutrons vont interagir par diffusion élastique sur l'hydrogène

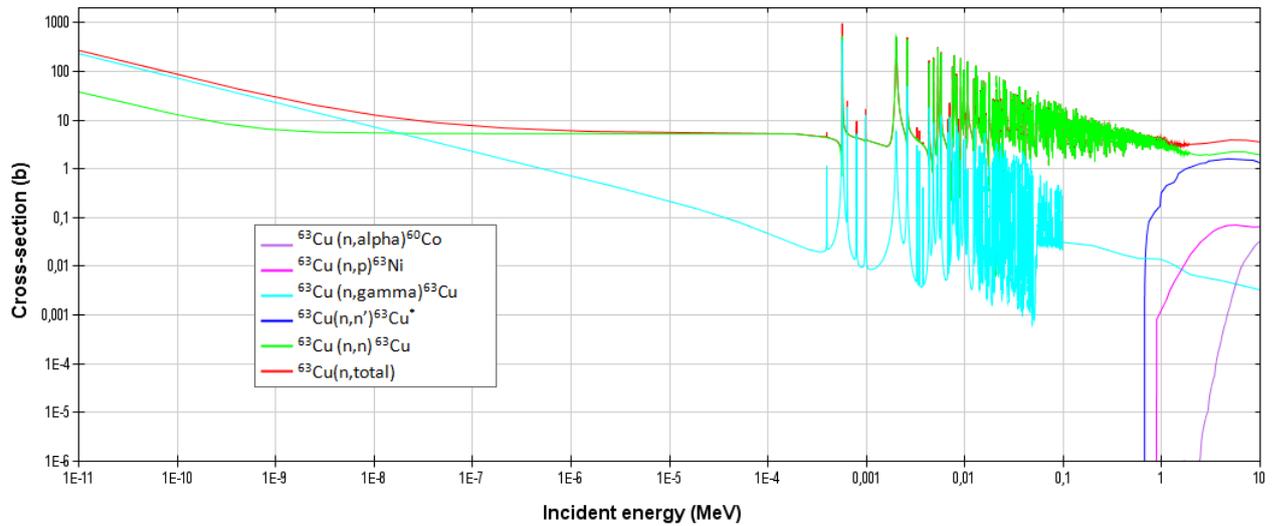


FIGURE 1.2 – Distribution en énergie des différentes sections efficaces d’interaction des neutrons avec le  $^{63}\text{Cu}$  [1]

contenu dans le corps. Ces protons vont perdre leur énergie sous forme d’énergie d’ionisation tout au long de leur parcours. Cette perte d’énergie n’est pas uniforme, elle dépend de la distance parcourue comme le montre la Figure 1.3, où est comparé le dépôt d’énergie d’un proton, d’un carbone et d’un électron en fonction de la distance parcourue dans l’eau. Les proton et carbone laissent la majorité de leur énergie sur une courte distance, cet effet est connu sous le nom de pic de Bragg [26]. C’est cet effet qui est utilisé pour le traitement des cancers par protonthérapie ou hadronthérapie.

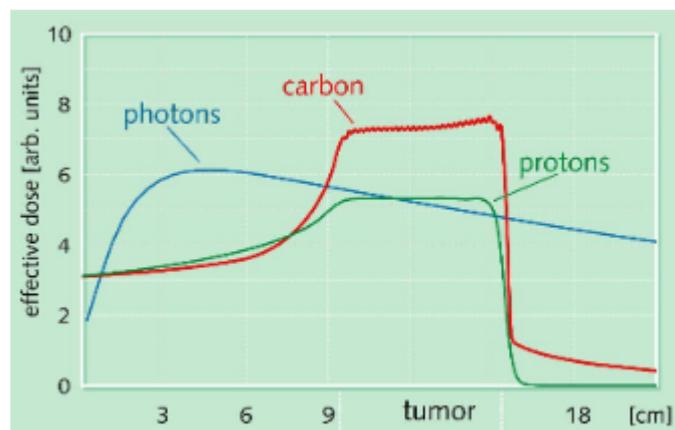


FIGURE 1.3 – Dépôt d’énergie linéique de trois types de particules, proton carbone et photon, en fonction de la distance parcourue dans l’eau [2].

Les neutrons induisent, via les noyaux de recul, un rayonnement ionisant nocif dans le corps humain. Ceci pose la question de l’impact des neutrons sur l’Homme et des enjeux de la détection neutronique.

## 1.2 Enjeux de la détection neutronique

Les neutrons sont électriquement neutres, ils n'interagissent pas avec le milieu par interaction électromagnétiques ce qui signifie qu'ils ne vont pas ioniser le milieu. Cependant, leurs interactions avec les noyaux vont induire un rayonnement ionisant, soit par l'émission de photons ou d'une particule chargée ( $p, \alpha, \dots$ ) ou bien par la mise en mouvement d'un noyau par collision élastique ou inélastique. Le neutron va donc ioniser le milieu indirectement. Un des enjeux majeurs de la détection des neutrons concerne la radioprotection des personnes exposées à ce type de rayonnement : c'est la dosimétrie des neutrons.

### 1.2.1 La dosimétrie des neutrons

L'évaluation de l'impact des rayonnements ionisants sur l'Homme est appelé équivalent de dose et est exprimé en sievert (Sv). Deux types d'équivalent de dose ont été définis dans le rapport 74 de l'ICRP (International Commission on Radiological Protection) [3] et dans le rapport 57 de l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) [27] :

- L'équivalent de dose ambiant  $H^*(d)$  en un point d'un champ de rayonnement. Il représente l'équivalent de dose qui serait produite par ce même champ à une profondeur  $d$  de la sphère ICRU. La sphère ICRU, de diamètre 30 cm, est constituée d'un matériau équivalent tissu de  $1 \text{ g.cm}^{-3}$  qui représente la densité du corps humain.
- L'équivalent de dose personnel  $H_p(d)$ . Il s'agit de la dose reçue par le tissu mou, à une profondeur  $d$ , au point de mesure sur le corps. Elle représente la dose efficace c'est-à-dire la quantité de rayonnement reçu par un tissu.

Classiquement, la profondeur choisie pour exprimer les résultats des équivalents de dose est de 10 mm, les grandeurs dosimétriques utilisées sont alors  $H^*(10)$  pour la surveillance d'une zone radiologique et  $H_p(10)$  pour la surveillance individuelle. Ces équivalents de dose ambiant et personnel peuvent être définis à partir de la fluence neutronique spectrale  $\phi_E$ , qui représente le nombre de neutrons en fonction de l'énergie (voir la section 1.3.3) et des facteurs de conversion fluence à équivalent de dose ambiant  $h^*(d)$  et fluence à équivalent de dose personnel  $h_p(d, \alpha)$ , où  $\alpha$  représente l'incidence du champ neutronique incident.

$$h^*(d) = \frac{H^*(d)}{\phi_E} \quad (1.7)$$

$$h_p(d, \alpha) = \frac{H_p(d)}{\phi_E} \quad (1.8)$$

Les deux facteurs de conversion de fluence à équivalent de dose dépendent de l'énergie des neutrons. Leur évolution, en fonction de l'énergie neutron, est donnée dans la publication 74 de l'ICRP [3] comme le montre la figure 1.4. L'angle d'incidence des neutrons a un effet sur les valeurs de ces coefficients mais l'allure générale est identique, et peut être découpée en trois parties en fonction de l'énergie des neutrons :

1. Entre  $1 \mu\text{eV}$  et  $10 \text{ keV}$ , les coefficients de conversion évoluent très peu et peuvent être approximés par une constante qui dépend de l'angle d'incidence des neutrons.

- Entre 10 keV et 2 MeV, il y a une évolution des coefficients de conversion de fluence à équivalent de dose de quasiment deux décades.
- Pour des énergies supérieures à 2 MeV, les coefficients de conversion sont élevés, environ 400 pSv.cm<sup>-2</sup> mais leur évolution jusqu'à 10 MeV est faible.

La fonction en énergie de ces coefficients dans la partie 1 est quasi constante, de valeur très faible comparée au reste de la courbe. L'évolution de la fluence neutronique dans cette gamme en énergie n'aura que très peu d'incidence sur la dose totale. L'évolution très rapide des coefficients de conversion dans la partie 2 de la courbe oblige à une connaissance minutieuse de la fluence neutronique dans ce domaine en énergie. En effet, de faibles écarts sur la fluence neutronique spectrale peuvent entraîner de grosses différences sur la dose calculée. La partie 3 de la courbe va contribuer de manière significative à la dose de part les valeurs élevées des coefficients de conversion. Cependant, le calcul de la dose sera moins impacté par une plus grande incertitude sur la fluence spectrale dans cette gamme en énergie puisque les facteurs de conversion sont quasiment constants.

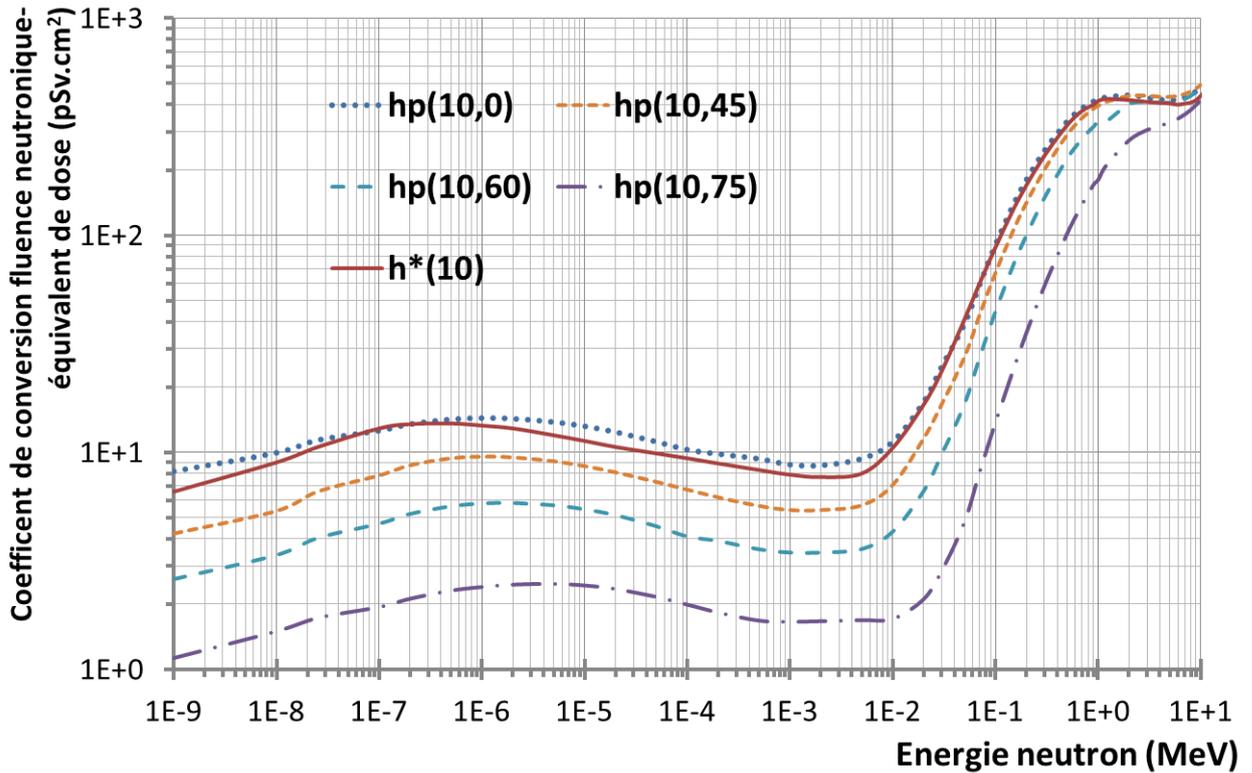


FIGURE 1.4 – Evolution des facteurs de conversion ambient  $h^*$  et personnel  $h_p$  en fonction de l'énergie des neutrons, à une profondeur de 10 mm et pour différents angles d'incidence [3].

La mesure de la fluence neutronique spectrale  $\phi_E$  est très importante entre 10 keV et 2 MeV puisque les coefficients de conversion ne sont pas constants dans ce domaine en énergie. Les rayonnements ionisants sont présents partout, même à l'état naturel, et la dose moyenne annuelle d'un Français est de 4,5 mSv [28]. Une partie de cette dose annuelle est due au

rayonnement neutronique, sa proportion va varier en fonction du lieu d'habitation et des examens médicaux pratiqués. De plus, le rayonnement neutronique concerne différents secteurs activités comme décrit dans [29]. La caractérisation de ces neutrons est un enjeu majeur dans de nombreux domaines, que ce soit pour la protection des personnes ou à des fins industriels.

## 1.2.2 Origine des rayonnements neutroniques

Dans cette partie va être établi un bilan des principaux domaines utilisant, ou étant confrontés, à un rayonnement neutronique et les enjeux de leur caractérisation. Certains de ces domaines, comme l'industrie nucléaire, sont clairement identifiés par le grand public comme source de rayonnements neutroniques. Cependant, il existe d'autres domaines, comme le domaine spatial et aérospatial, où la présence de neutrons est moins connue.

### 1.2.2.1 Domaine spatial

La Terre est soumise en permanence au rayonnement cosmique dont une partie des particules provient du Soleil et l'autre des étoiles de notre galaxie. Ces particules sont composées d'environ 86% de protons, 11% d'alphas, 2% d'électrons et 1% de noyaux lourds de très hautes énergies (jusqu'à  $10^{21}$  eV). Ces particules peuvent interagir avec les atomes dans l'atmosphère et créer des particules secondaires telles que des protons, des neutrons, des photons ou des pions [4]. Pour illustrer ce phénomène, la Figure 1.5 représente les interactions possibles d'un proton de  $10^{15}$  eV dans l'atmosphère terrestre.

La proportion de chaque type de particules arrivant à la surface de la Terre va dépendre de l'activité solaire mais aussi de l'altitude. En effet, certaines de ces particules vont perdre de l'énergie au cours de leur propagation et une partie sera arrêtée dans l'atmosphère, c'est le cas des neutrons. En conséquence, la dose due aux neutrons va être très différente au sol et aux altitudes des couloirs aériens. La Figure 1.6 représente la distribution en énergie de la fluence neutronique et de la dose associée induite par le rayonnement cosmique. Sur cette distribution sont présents deux pics de « haute énergie », le premier autour de 1 MeV et le second vers 100 MeV qui sont dus respectivement à un processus d'évaporation et à l'interaction des protons avec des noyaux dans la haute atmosphère [30] [31]. La proportion de neutrons thermiques et intermédiaires dépend de l'environnement de mesure [32].

Le rayonnement neutronique naturel a une distribution en énergie depuis les thermiques jusqu'à 1 GeV. Pour les neutrons du rayonnement cosmique, ce sont ceux de 1 MeV qui sont responsables de la majorité de la dose reçue, notamment par le personnel navigant. Cette étude est primordiale afin de développer des outils de prévision de dose et de mettre en place un suivi dosimétrique adapté aux travailleurs de ce domaine.

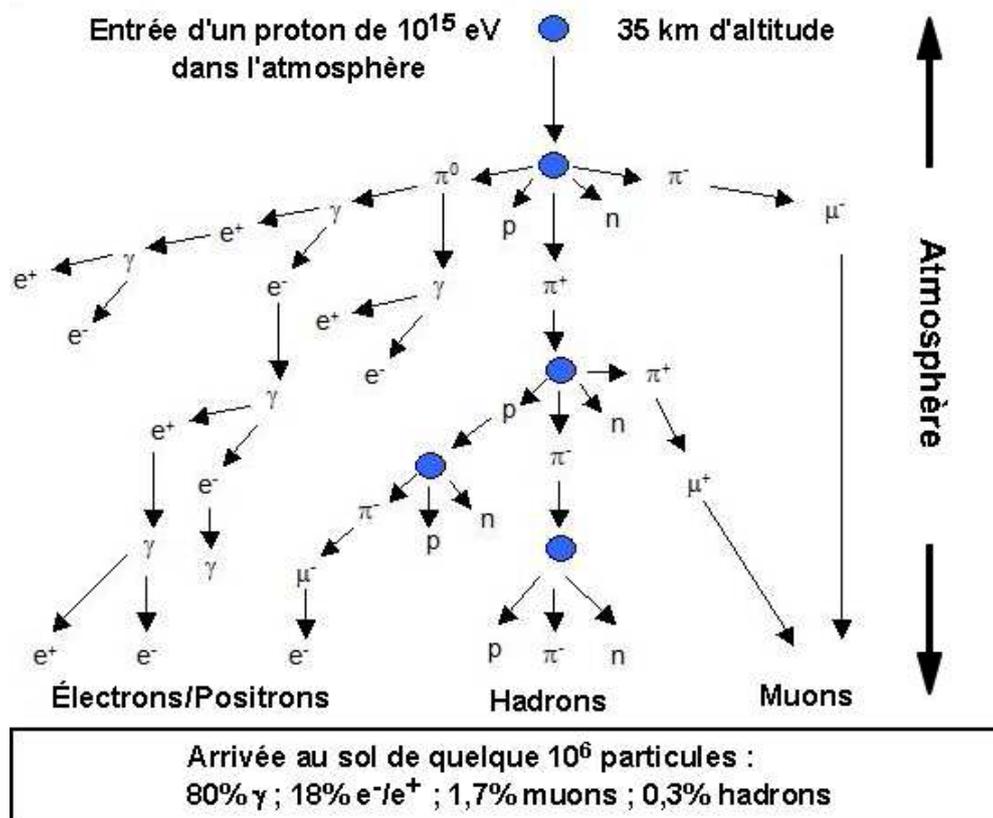


FIGURE 1.5 – Schéma de production des particules induites par le rayonnement cosmique [4].

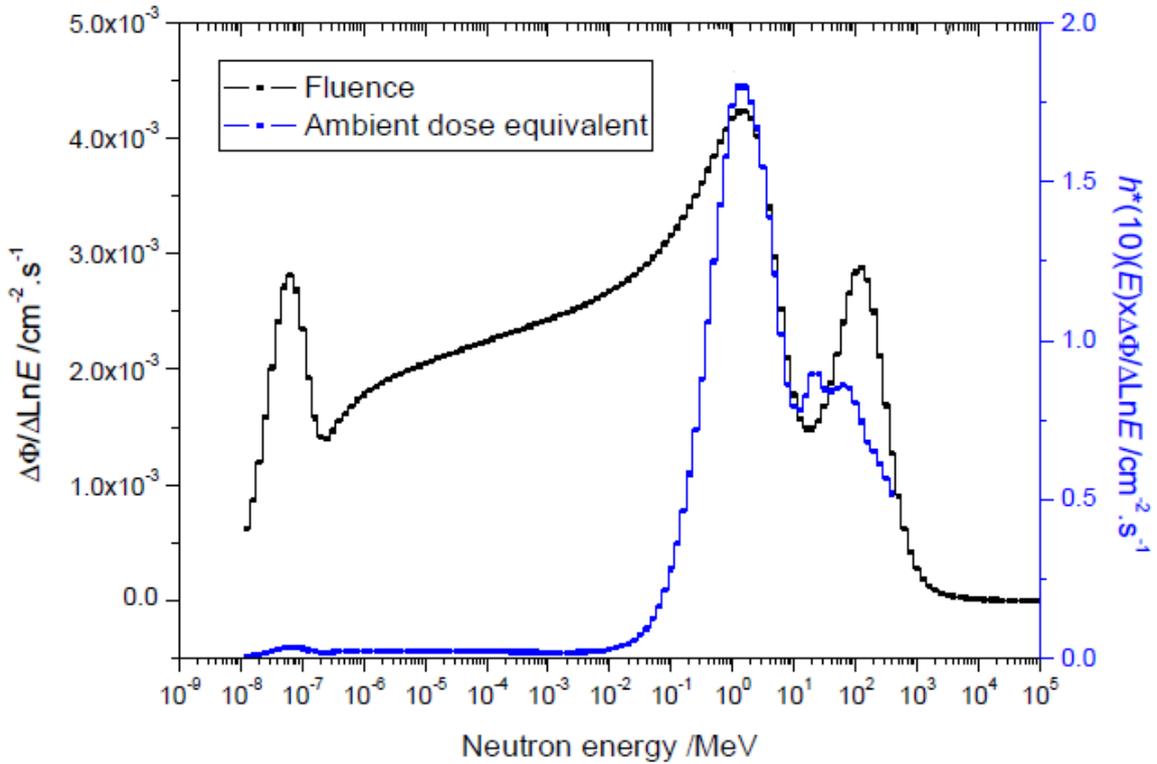


FIGURE 1.6 – Distribution en fonction de l'énergie de la fluence neutronique, et de la dose associée, induite par le rayonnement cosmique.

### 1.2.2.2 Domaine Médical

Les neutrons sont présents dans le milieu médical depuis la Seconde Guerre mondiale, notamment pour le traitement de certains cancers [33]. La *Boron Neutron Capture Therapy* (BNCT) consiste à implanter du  $^{10}\text{B}$  dans les tumeurs cancéreuses et irradier le patient avec des neutrons thermiques qui ont un faible coefficient de conversion fluence à dose pour les tissus sains [34]. La réaction de capture sur le  $^{10}\text{B}$  va libérer de l'énergie et détruire la tumeur. Cette technique n'est pas très développée en Europe mais il existe plusieurs installations dans le monde pratiquant ce traitement.

Il existe d'autres techniques de traitement de cancers basées sur l'irradiation du patient à l'aide de gammas, de protons ou d'ions carbone. Dans toutes ces techniques de traitement, y compris en BNCT, il y a une production de neutrons rapides qui sont nocifs pour le patient. Il faut prendre en compte ce rayonnement neutron, non désiré, dans le calcul de la dose du patient pour éviter les risques d'un second cancer induit par le traitement. De plus, la présence de ces neutrons ajoutent des contraintes de radioprotection pour le personnel médical. Sur la Figure 1.7 sont représentés des spectres de neutrons secondaires produits en radiothérapie à gauche [5] et en protonthérapie à droite [6]. Le pic neutron à 1 MeV est créé à partir des réaction  $(\gamma, n)$  ou  $(p, n)$  et les neutrons thermiques par thermalisation de ces neutrons avec les structures, généralement en béton dont les murs, situées autour de la source.

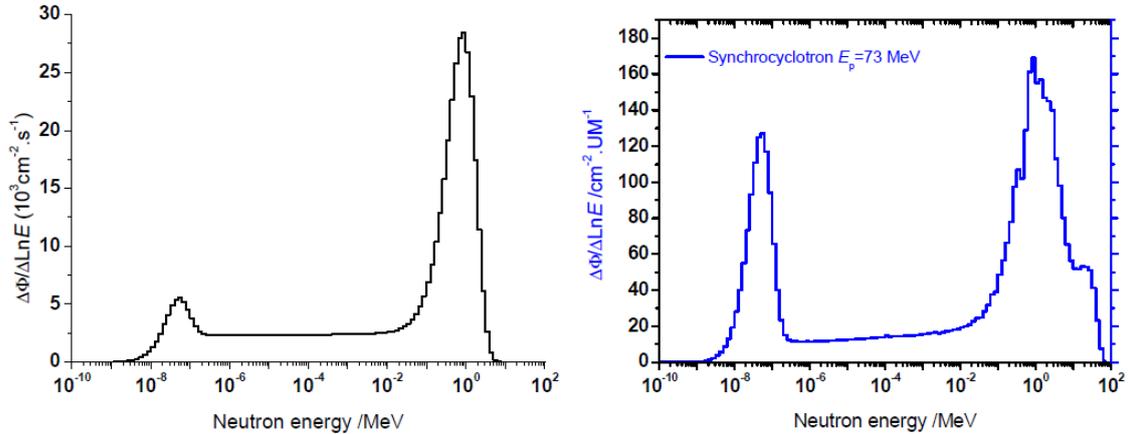


FIGURE 1.7 – Distribution en énergie de la fluence des neutrons secondaires produits en radiothérapie à gauche [5] et en protonthérapie à droite [6]. Ces spectres ont été respectivement mesurés à l’hôpital Sainte Catherine à Avignon et à l’Institut Curie Protonthérapie d’Orsay.

La connaissance et la caractérisation de ces neutrons secondaires produits dans le milieu médical est un enjeu majeur, afin de maîtriser la dose reçue par le patient et ainsi limiter le risque d’un second cancer, mais aussi pour la radioprotection du personnel médical.

### 1.2.2.3 Domaine nucléaire

L’industrie nucléaire représente environ 70% de la production d’électricité en France. Les réacteurs des centrales nucléaires sont basées sur la fission nucléaire des noyaux d’uranium induite par neutrons. Mais la radioprotection des travailleurs du nucléaire ne se limite pas qu’aux centrales mais doit être mise en œuvre tout au long du cycle du combustible notamment lors :

- **du forage**, la première étape du cycle du combustible qui consiste à extraire l’uranium de la terre
- **de la fabrication et le recyclage** du combustible nucléaire
- **de la production d’électricité** dans les centrales nucléaires Il existe plusieurs types de centrales en fonction de l’énergie des neutrons qui induisent la réaction en chaîne. Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) utilisent des neutrons thermiques tandis que les Réacteurs à Neutrons Rapides (RNR) utilisent eux des neutrons rapides
- **du transport** des matières nucléaires, vers les centrales ou bien vers les usines de retraits

Toutes ces étapes font partie du cycle de vie du combustible nucléaire, et il faut garantir la radioprotection des personnes y travaillant. En plus de celles-ci, le démantèlement des installations nucléaires et la détection de matières explosives en prévention d’actes de malveillances sont aussi des domaines pour lesquelles la détection des neutrons est primordiale.

#### 1.2.2.4 Recherche

Les neutrons sont omniprésents dans le monde de la recherche que ce soit dans des réacteurs nucléaires ou lorsqu'ils sont produits à l'aide d'accélérateurs de particules. Les installations sont de plus en plus performantes en matière de valeurs d'énergie ou de flux des neutrons créés. Par exemple, la ligne n\_TOF du CERN permet de créer des neutrons, dont l'énergie est déterminée par la méthode du temps de vol, pour la recherche fondamentale ou la mesure de sections efficaces. Un autre exemple est celui du CERF (the CERN-EU high-Energy Reference Field facility) qui produit un champ réaliste intense du flux neutronique aux altitudes des vols commerciaux, induit par l'interaction du rayonnement cosmique dans l'atmosphère (voir Figure 1.8 [7]). Cette ligne peut être utilisée pour tester le matériel et l'électronique destiné à être envoyé dans l'espace ou embarqué dans les avions.

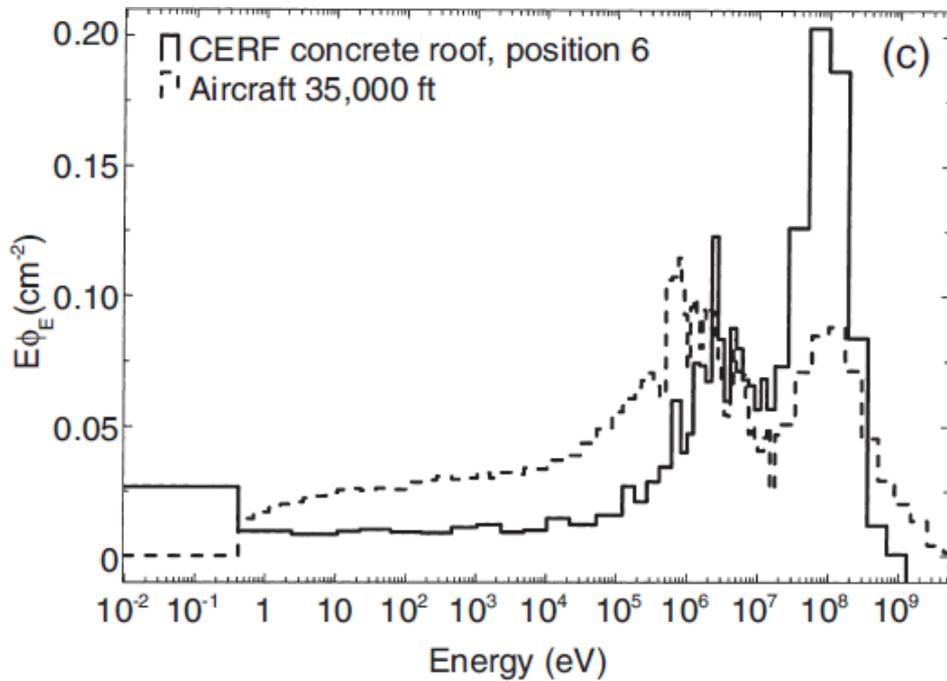


FIGURE 1.8 – Distribution en énergie de la fluence neutronique créée par l'installation du CERF [7].

Dans toutes ces installations, la caractérisation des neutrons est nécessaire, d'une part pour exploiter correctement les expériences réalisées, et d'autre part pour la radioprotection des personnes travaillant dans ces installations.

#### 1.2.2.5 Bilan

Les neutrons sont présents dans de nombreux domaines, tantôt utilisés à des fins médicales (production de radio-isotopes ou traitement du cancer par BNCT), ou à des fins industrielles (production d'électricité) ou encore pour effectuer des contrôles ou de la recherche

fondamentale. Cependant, d'autres personnes y sont confrontées (personnel navigant) ou des patients traités pour un cancer par radiothérapie, protonthérapie ou hadronthérapie. Dans le tableau 1.3 sont indiquées les doses moyennes annuelles dans différents domaines d'activité [20].

Tableau 1.3 – Doses efficaces annuelles dans différents secteurs d'activité [20].

Domaine d'activité	Dose efficace annuelle moyenne (mSv)
Cycle du combustible	1,8
Médical	0,3
Vétérinaires	0,1
Personnel navigant	3,0
Radon (radioactivité naturelle)	4,8

Avec ces valeurs, il apparaît que le personnel navigant est plus exposé que les travailleurs dans le nucléaire. Il existe plusieurs types de sources de neutrons avec des énergies variant depuis l'énergie thermique (0,025 meV) jusqu'à des hautes énergies (plusieurs GeV), dépendant du secteur d'activité. Afin de définir une dosimétrie adaptée à chaque secteur d'activité, la connaissance de la distribution en énergie des neutrons est primordiale.

Cette mesure de la fluence en fonction de l'énergie nécessite des détecteurs appelés spectromètres qui peuvent être utilisés sur le terrain (domaine médical, centrale nucléaire, mesure en altitude, contrôle de colis sur les routes ou aéroport, etc). Pour cela, il faut pouvoir étudier leur fonctionnement et les étalonner au préalable. La métrologie des neutrons définit un cadre pour les étalonnages des détecteurs neutrons et c'est ce qui est présenté dans la partie suivante.

### 1.3 La métrologie des neutrons

Dans le vocabulaire international de la métrologie (VIM) [35], la métrologie est définie comme la science de la mesure et son application. Elle permet la définition de toutes les étapes liées à l'établissement d'un résultat : le principe de mesure, les simulations intervenant dans le calcul du résultat, ainsi que les incertitudes associées. L'ensemble de ces paramètres permet de statuer sur la validité du résultat obtenu. La métrologie ne s'applique pas exclusivement à la recherche scientifique, en médecine par exemple, les médecins s'appuient sur des résultats de mesures. Si la mesure d'une enzyme lors d'une prise de sang est fautive, cela peut conduire à un mauvais diagnostic qui peut avoir des conséquences pour la personne concernée.

### 1.3.1 Pilotage international de la métrologie

Chaque résultat de mesure doit être donné avec son unité. Cependant, plusieurs unités peuvent représenter la même grandeur physique. Par exemple une vitesse peut être donnée en  $\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$  ou en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  ou bien, les unités peuvent différer d'un pays à un autre comme pour la température qui peut être exprimée en degrés Celsius ou Fahrenheit. Le Bureau International des Poids et Mesure (BIPM), créé en 1875, est devenu le garant des unités de base du système international (SI) utilisé en métrologie. Aujourd'hui, il existe sept unités de base dans le SI : le mètre pour la longueur, la seconde pour le temps, le kilogramme pour la masse, l'ampère pour le courant électrique, le Kelvin pour la température, la mole pour la quantité de matière et le candela pour l'intensité lumineuse. Toutes les grandeurs physiques peuvent être exprimées à partir d'une combinaison des unités du SI. Les valeurs de ces sept grandeurs et leurs incertitudes ont été établies au cours de l'histoire en fonction de l'état de la connaissance scientifique. Ces références peuvent évoluer, comme ce fut le cas pour la valeur du mètre. En 1799, la référence du mètre était un mètre étalon en platine. Depuis cette date, de nombreux étalons du mètre, de plus en plus précis, ont été adoptés. Depuis 1983, le mètre est défini comme la longueur du trajet parcouru dans le vide par la lumière pendant une durée de  $1/299\,792\,458$  de seconde.

Le domaine des rayonnements ionisants ne possède pas d'étalon international. En effet, la variété de rayonnements ionisants (électrons, photons, neutrons, ...) et la diversité en énergie rendent impossible l'établissement d'une référence unique pour la dosimétrie. La métrologie est alors réalisée à l'aide de chaînes d'instrumentation composées d'une source de rayonnement et d'une méthode de mesure. L'absence de référence internationale "oblige" chaque pays à développer ses propres références dans ce domaine. Ces références nationales sont développées par un laboratoire national de métrologie qui regroupe les références de toutes les grandeurs de mesures qui ne sont pas dans le système international. Cela inclut les unités dosimétriques, pour lesquelles il n'y a pas de référence internationale, ainsi que toutes les unités dérivées du SI comme par exemple la pression, exprimée en pascal Pa, qui dérive de la longueur, de la masse et du temps.

En France, il s'agit du Laboratoire National de métrologie et d'Essai (LNE). Au vu de la variété d'unités de mesure, il est compliqué pour un unique laboratoire de détenir les connaissances et les étalons de toutes les unités. Pour cela, la métrologie française est portée par dix laboratoires, tous rattachés au LNE, chacun responsable d'établir les références d'une ou plusieurs unités de mesure. La mission de développer, maintenir et améliorer les références en dosimétrie des neutrons a été confiée à l'IRSN, et plus spécifiquement au Laboratoire de Métrologie et de micro-irradiation et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) situé à Cadarache.

### 1.3.2 La traçabilité métrologique

La traçabilité métrologique permet de relier un résultat de mesure à une référence. Cette traçabilité est réalisée par l'étalonnage des appareils de mesure. Pour cela, il faut posséder un détecteur, dit de référence, dans le domaine considéré. Deux types de détecteurs sont

distingués en métrologie : les étalons primaires et les étalons secondaires [35]. Le terme étalon est donné à un détecteur qui est destiné à donner une référence, en vue d'un étalonnage.

### 1.3.2.1 Etalon primaire

Les étalons primaires peuvent être choisis par convention, comme c'est le cas pour le kilogramme qui est défini comme la masse du prototype conservé au BIPM [36]. Dans le cas contraire, un détecteur est qualifié d'étalon primaire s'il est étalonné sur des grandeurs physiques différentes de celle qu'il mesure [35].

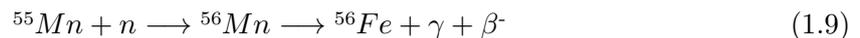
Les étalons primaires sont situés tout en haut de la chaîne de métrologie, il s'agit de la première référence d'une grandeur physique. L'étalon primaire d'un domaine est choisi en fonction de sa précision de mesure puisqu'il va servir à étalonner d'autres détecteurs. Ainsi, plus son incertitude est faible et plus la mesure effectuée par les détecteurs qu'il aura étalonné sera précise.

Le développement d'un détecteur primaire implique deux contraintes :

- un étalonnage indépendant de la grandeur mesurée
- une incertitude de mesure la plus faible possible, tout en étant très bien maîtrisée et déterminée

L'incertitude de mesure dépend du domaine et du principe de mesure. Comme ce fut le cas pour la référence du mètre, son incertitude a évolué avec le changement d'étalon primaire au fur et à mesure des avancées des connaissances dans le domaine concerné.

Dans le domaine des rayonnements, le bain de manganèse est l'étalon primaire pour la mesure du débit d'émission neutronique (voir définition au 1.3.3). La mesure du débit d'émission neutronique d'une source radioactive est effectuée grâce à la réaction de capture 1.9.



En effet, le  ${}^{56}\text{Mn}$  a une durée de demi-vie de  $2,57878 \pm 0,00046$  h[37]. La mesure de la décroissance du  ${}^{56}\text{Mn}$  est effectuée au moyen de deux détecteurs NaI, comme représenté sur la Figure 1.9 de gauche. Afin de déterminer le débit d'émission de la source, il faut effectuer une mesure longue (plus de 24h) afin d'obtenir un équilibre entre le taux de production du  ${}^{56}\text{Mn}$  et sa décroissance comme le montre la Figure 1.9 de droite. Avec la connaissance de la section efficace de production du  ${}^{56}\text{Mn}$  et du temps de demi-vie de cet isotope, il est possible de déterminer le débit d'émission de la source[38]. Cette mesure est un processus primaire car il se base sur les données nucléaires.

### 1.3.2.2 Etalon secondaire

En métrologie, les étalons secondaires correspondent à des détecteurs dont l'étalonnage est réalisé sur la même grandeur physique que celle qu'ils mesurent [35], généralement à partir du détecteur primaire de la grandeur concernée. Ils sont considérés comme des détecteurs de

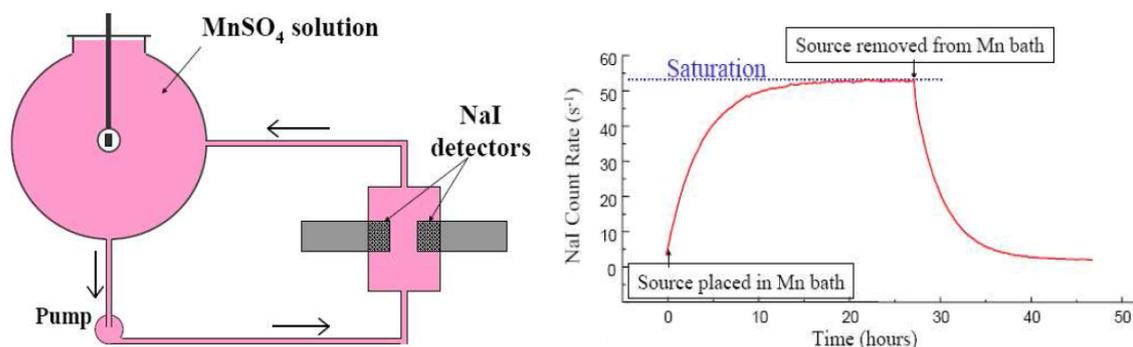


FIGURE 1.9 – Sur la figure de gauche est représenté le schéma de la chaîne de mesure du débit de dose d’une source nucléaire. Sur la figure de droite est représentée l’évolution du taux de comptage dans les détecteurs NaI en fonction du temps.

référence permettant de réaliser l’étalonnage d’autres détecteurs. Il est possible d’étalonner un étalon secondaire par rapport à un autre étalon secondaire si et seulement si ce dernier possède une traçabilité métrologique qui le relie à un étalon primaire à travers une chaîne ininterrompue d’étalonnage. Cependant, chaque étalonnage va répercuter l’incertitude de mesure de l’étalon utilisé sur le suivant. Ainsi, pour chaque étalonnage réalisé, l’incertitude de mesure du nouveau détecteur va s’ajouter aux incertitudes de tous les étalons précédents. Il convient de limiter le nombre d’étalonnage entre le détecteur de référence et celui utilisé sur le terrain afin de limiter la propagation des incertitudes de mesure.

### 1.3.2.3 Qualité des références métrologiques

L’objectif d’une mesure est d’estimer la valeur vraie d’une grandeur. Or il n’est pas possible de connaître cette valeur vraie, à l’exception des grandeurs qui ont été définies comme la vitesse de la lumière par exemple. Une mesure donne une valeur associée à une incertitude qui définit l’intervalle dans lequel cette valeur vraie est comprise. Une méthode pour justifier l’exactitude d’une mesure est la réalisation de cette même mesure avec un second ou plusieurs autres dispositifs de mesure. La comparaison d’une nouvelle procédure de mesure avec celles qui sont déjà validées donne confiance dans la capacité de cette technique, ou de ce détecteur, à effectuer des mesures correctes.

Afin de comparer les différentes techniques de mesure et détecteurs développés au sein de chaque Institut National de Métrologie, ces derniers participent à des intercomparaisons internationales. Pour la métrologie neutron, les intercomparaisons sont pilotées par le Comité Consultatif des Rayonnements Ionisants III (CCRI III) du Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Les intercomparaisons sont réalisées tous les dix ans environ, en fonction des disponibilités des moyens de production des neutrons. Il n’est pas possible de comparer le fonctionnement des détecteurs pour chaque énergie neutronique. Pour cela, le CCRI s’appuie sur la norme iso-8529-1 [39] qui donne des recommandations sur les énergies des champs neutroniques de référence pour l’étalonnage des détecteurs.

Depuis les années 1970, plusieurs intercomparaisons se sont déroulées afin de comparer les étalons de références des Instituts Nationaux de Métrologie dont le cadre de chacune est donné dans le Tableau 1.4 [21]. Cela permet la comparaison de différents détecteurs basés sur le même principe de mesure ou non, dans des conditions différentes. Les intercomparaisons K1 à K7 avaient un cadre restreint puisqu'il s'agissait de mesurer la fluence neutronique à une seule énergie neutronique fixée. Les deux dernières intercomparaisons, K10 et K11, ont permis la comparaison des différents détecteurs, aux énergies recommandées par la norme iso-8529-1, sur toute la gamme d'énergie entre 20 keV et 20 MeV.

Identifier	Dates (Status)	Quantity	Comments
K1	1993 to 2009 (Approved)	24.5 keV neutron fluence	This energy can be produced in several different ways.
K2 <sup>a</sup>	1983 to 1986 (Approved)	144 keV neutron fluence	Comparison involved two transfer devices: <sup>115</sup> In activation and a <sup>235</sup> U fission chamber.
K3 <sup>a</sup>	1973 to 1978 (Approved)	250 keV neutron fluence	Comparison involved two transfer devices: a Bonner sphere and a <sup>3</sup> He detector.
K4 <sup>a</sup>	1973 to 1978 and 1983 to 1986 (Approved)	565 keV neutron fluence	Four transfer devices used: Bonner sphere, <sup>3</sup> He detector, <sup>115</sup> In activation, and <sup>235</sup> U fission chamber.
K5 <sup>a</sup>	1973 to 1978 and 1981 to 1988 (Approved)	2.5 MeV neutron fluence	Three transfer devices used: Bonner sphere, <sup>115</sup> In activation, and <sup>235</sup> U + <sup>238</sup> U fission chambers.
K6 <sup>a</sup>	1981 and 1984 to 1988 (Approved)	5.0 MeV neutron fluence	Two transfer devices used: <sup>115</sup> In activation, and <sup>235</sup> U + <sup>238</sup> U fission chambers.
K7 <sup>a</sup>	1973 to 1978 and 1981 to 1988 (Approved)	14.8 MeV neutron fluence	Transfer devices: <sup>56</sup> Fe activation, Nb/Zr activation, and <sup>235</sup> U + <sup>238</sup> U fission chambers.
K8 <sup>a</sup>	1966 to 1968 (Approved) 2005 to ? (In progress)	Thermal neutron fluence	1966–68 exercise with gold foils. Exercise presently underway with spherical <sup>3</sup> He proportional counters.
K9 <sup>a</sup>	1978 to 1984 (Approved) 1995 to 2011 (Completed <sup>b</sup> )	Neutron source emission rate	<sup>252</sup> Cf source circulated 1978–1984, <sup>241</sup> Am–Be neutron source circulated in 1995–2011 exercise.
K10	2001 to 2007 (Approved)	Monoenergetic neutron fluence	Monoenergetic fluences at: 0.144 MeV, 1.2 MeV, 5.0 MeV and 14.8 MeV
K11	2010 to ? (In progress)	Monoenergetic neutron fluence	Monoenergetic fluences at: 27.4 keV, 565 keV, 2.5 MeV and 17 MeV.

Tableau 1.4 – Bilan des différentes intercomparaisons menées par le CCRI dans la métrologie des neutrons [21].

### 1.3.3 Les grandeurs d'intérêt de la métrologie des neutrons

Comme détaillé dans le paragraphe 1.2.1, il est question d'équivalent de dose H, qui s'exprime en sievert (Sv), afin d'évaluer l'impact des rayonnements ionisants. L'équivalent de dose peut être ambiante H\* ou personnelle H<sub>p</sub>, et peuvent être calculées à partir des coefficients de conversion fluence à équivalent de dose h et de la fluence neutronique spectrale  $\phi_E$ . Cette dernière est une des grandeurs dosimétriques permettant la caractérisation des champs neutroniques, qui sont décrites dans la norme iso-8529-1 [39] :

1. La fluence neutronique  $\Phi$  représente le nombre de neutrons incidents  $dN$  sur une sphère de section  $da$  ; le résultat s'exprime en  $\text{cm}^{-2}$  :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (1.10)$$

2. Le débit de fluence neutronique  $\phi$  représente la variation de la fluence neutronique  $d\Phi$  (2.22) pendant un intervalle de temps  $dt$ ; le résultat s'exprime en  $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  :

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.11)$$

3. La fluence neutronique spectrale  $\Phi_E$  représente la variation de la fluence neutronique  $d\Phi$  sur un intervalle d'énergie  $dE$ ; le résultat s'exprime en  $\text{cm}^{-2}\cdot\text{eV}^{-1}$  :

$$\phi_E = \frac{d\Phi}{dE} \quad (1.12)$$

4. L'énergie moyenne en fluence des neutrons  $\langle E_n \rangle$  représente l'énergie moyenne de la fluence neutronique spectrale; le résultat s'exprime en eV :

$$\langle E_n \rangle = \frac{1}{\Phi} \times \int_0^\infty E \times \phi_E \times dE \quad (1.13)$$

Comme expliqué au paragraphe 1.3.2, la métrologie des neutrons est réalisée à l'aide de chaînes d'instrumentations composées d'une source de rayonnement et d'un détecteur de référence. Ce détecteur donne les références d'au moins une de ces quatre grandeurs dosimétriques du champ neutronique produit, qui sera utilisé pour des étalonnages. Dans la plupart des champs neutroniques (voir 1.2.2), les neutrons d'énergie supérieure à 10 keV contribuent majoritairement à la dose (voir les courbes d'équivalent de dose personnel et ambiant 1.4). La prochaine partie sera consacrée à la présentation des champs neutroniques de références et leur moyen de production dans la gamme d'énergie allant de quelques keV à 20 MeV.

## 1.4 Champs neutroniques de référence

Dans le cadre de cette thèse, la gamme d'énergie des champs neutroniques étudiés sera comprise entre 10 keV à 20 MeV. Dans cette gamme d'énergie, la norme iso-8529-1 [39] définit les méthodes de production des champs neutroniques de référence pour la métrologie des neutrons. Ils sont produits à partir de réactions nucléaires telles que  $(\gamma, n)$ ,  $(\alpha, n)$ ,  $(p, n)$ ,  $(d, n)$  ou bien par fission spontanée ou provoquée  $(n, f)$ . Il s'agit des champs recommandés pour l'étalonnage des détecteurs secondaires. Deux types de champs sont distingués : les champs monoénergétiques et les champs étendus.

### 1.4.1 Champs monoénergétiques et quasi-monoénergétiques

#### 1.4.1.1 Moyens de production et caractéristiques

Les Instituts Nationaux de Métrologie produisent les champs monoénergétiques de référence à partir de réactions  $(p, n)$  et  $(d, n)$  grâce à un accélérateur. Celui-ci permet d'accélérer un faisceau d'ions qui produira sur une cible l'émission des neutrons. Une des réactions utilisée pour créer des champs neutroniques de basse énergie, 24 keV par exemple, est  $^{45}\text{Sc}(p, n)$  :

il s'agit dans ce cas d'une cible de scandium  $^{45}\text{Sc}$  qui est bombardée par un faisceau de protons sortant d'un accélérateur. Les champs neutroniques ainsi créés peuvent être mono-énergétiques si un seul groupe de neutrons, issu de la réaction, est créé. Il est question de champs quasi-monoénergétiques si deux groupes de neutrons sont produits, l'un provenant de la réaction nucléaire désirée tandis que le second peut venir d'un état excité du noyau composé ou d'une réaction de "break-up" du faisceau d'ions incident. Cela signifie que le noyau projectile va libérer le neutron qu'il contient sans effectuer la réaction nucléaire avec la cible, ce deuxième groupe de neutrons a une énergie différente. Cette réaction est donc impossible avec un faisceau de protons.

La cible utilisée doit arrêter le faisceau d'ions incident pour ne pas polluer le champ neutronique produit avec des particules chargées. Pour cela, les cibles sont constituées de deux parties, un *backing* qui permet l'arrêt du faisceau d'ions incident sur lequel est déposée une couche mince de l'élément réactif permettant la production de neutrons. Le choix du *backing* est très important pour ne pas créer de particules indésirables, de neutrons ou  $\gamma$ , qui pollueraient le champ neutronique. Pour cela, les *backing* choisis sont généralement des métaux de masses élevées, comme l'argent (Ag) ou de tantale (Ta). Sachant que l'élément réactif utilisé peut être radioactif ( $^3\text{H}$ ), la limitation de la quantité de matière diminue les risques liés à son utilisation. De plus, une cible mince permet de générer un champ neutronique de meilleure résolution qu'une cible épaisse puisque le faisceau d'ions incident va perdre une partie de son énergie en traversant la cible avant d'effectuer la réaction nucléaire ce qui conduit à la production de neutrons d'énergie plus faible. Mais celle-ci est aussi plus fragile, ce qui va limiter le courant du faisceau d'ions à quelques  $\mu\text{A}$  au maximum, afin de ne pas endommager la cible. Les contraintes d'épaisseur de cible et de courant modéré vont déterminer les réactions à utiliser. En effet, les champs neutroniques produits doivent être intenses dans l'axe du faisceau d'ions, de l'ordre de  $10^6$  neutrons. $\text{s}^{-1}$ , pour permettre la réalisation des étalonnages de détecteur sur une durée raisonnable.

Tenant compte de toutes ces contraintes, cinq réactions ont été identifiées pour la production de champs monoénergétiques entre 2 keV et 20 MeV qui sont regroupées dans le tableau 1.5.

Tableau 1.5 – Réactions nucléaires utilisées dans les Instituts Nationaux de Métrologie pour produire des champs neutroniques monoénergétiques.

Réaction	Énergie des neutrons produit à 0 degré
$^{45}\text{Sc}(\text{p},\text{n})^{45}\text{Ti}$	5,6 keV à 52 keV
$^7\text{Li}(\text{p},\text{n})^7\text{Be}$	120 keV à 650 keV
$\text{T}(\text{p},\text{n})^3\text{He}$	288 keV à 3,2 MeV
$\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$	2,5 MeV à 7,3 MeV
$\text{T}(\text{d},\text{n})^4\text{He}$	14,1 MeV à 20,5 MeV

L'énergie des neutrons produits dépend de quatre paramètres, la composition de la cible, son épaisseur, l'énergie du faisceau d'ions incident et l'angle de mesure qui est défini par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'ions incident. De nombreux codes de calcul de cinématique de réaction ont été développés pour prédire l'énergie et la fluence des neutrons qui seront produits en fonction des paramètres précédents, tels que TARGET [40]. La dépendance en angle est un paramètre important pour l'étalonnage des détecteurs. Les détecteurs n'étant pas ponctuels, plus ceux-ci sont proches de la cible et plus l'ouverture angulaire du champ neutronique mesuré est important. Si l'énergie des neutrons, ou le débit d'émission, varie très rapidement en fonction de l'angle, la qualité du champ neutronique mesuré sera altérée. Sur la figure 1.10 est représentée la dépendance de l'énergie des neutrons  $E_n(\Theta)/E_n(0^\circ)$  à gauche, et du débit d'émission  $Y(\Theta)/Y(0^\circ)$  à droite, en fonction de l'angle de mesure  $\Theta$ , pour les énergies recommandées par la norme entre 144 keV et 19 MeV.

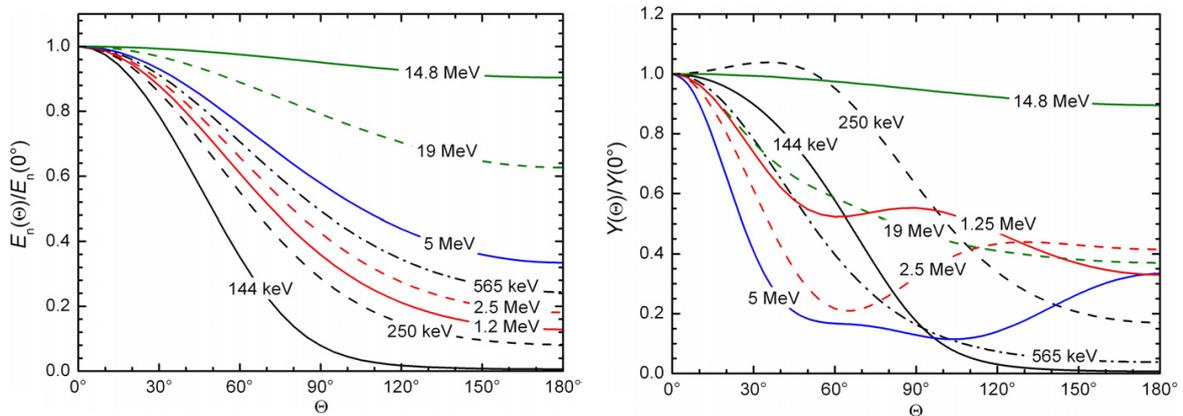


FIGURE 1.10 – Énergie des neutrons produits en fonction de l'angle (figure de gauche), et le débit d'émission des neutrons en fonction de l'angle (figure de droite), pour les énergies recommandées par la norme iso-8529-1 entre 144 keV et 19 MeV [8].

Pour les champs neutroniques entre 144 keV et 19 MeV, l'énergie moyenne des neutrons produits ne varie pas pour un angle de mesure inférieur à  $5^\circ$ . L'évolution du débit de fluence est très dépendant de l'énergie du neutron et donc de la réaction utilisée. Pour toutes les réactions, pour une mesure dans une ouverture angulaire de  $5^\circ$ , les valeurs de l'énergie et du débit de fluence des neutrons produits ne varient pas. En plus de ces deux paramètres, ces réactions ont été choisies car l'énergie du champ neutronique produit varie peu en fonction de l'énergie du faisceau d'ions. La réaction  $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ , utilisée pour les champs neutroniques de basses énergies, est une exception comme le montre la figure 1.11 [9]. En effet, la section efficace de production de neutrons sur le scandium possède de nombreuses résonances. L'utilisation d'une résonance permet la production d'un champ neutronique avec une très bonne résolution en énergie malgré celle du faisceau d'ions incident. En effet, la section efficace étant beaucoup plus grande pour une énergie cinétique donnée du faisceau d'ions, le champ neutronique produit sera très bien résolu. Mais le  $^{45}\text{Sc}$  possède de nombreuses résonances très proches en énergie. Si l'énergie du faisceau d'ions n'est pas stable il est possible de créer des neutrons à partir d'une seconde résonance et le champ neutronique produit ne sera plus monoénergétique.

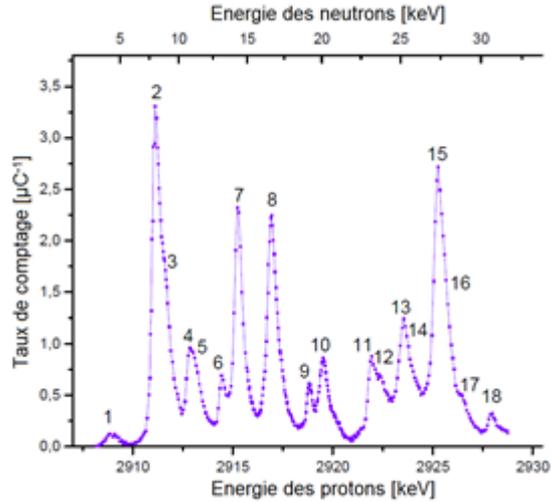


FIGURE 1.11 – Évolution de la section efficace d’interaction des protons avec le  $^{45}\text{Sc}$  en fonction de l’énergie des protons incidents ainsi que l’énergie des neutrons produits à  $0^\circ$  [9].

En France, l’installation produisant les champs neutroniques monoénergétiques de référence est appelée AMANDE (Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe) et produit des champs entre 2 keV et 20 MeV. Or la réaction  $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$  utilisée pour les champs de basse énergie ne peut produire des neutrons d’énergie inférieure à 5,6 keV à  $0^\circ$ . La production d’un champs de 2 keV est réalisée grâce à la dépendance angulaire des champs monoénergétiques (voir Figure 1.10 gauche). Ainsi lorsque le champ neutronique est de 8 keV dans l’axe du faisceau d’ions, il est de 2 keV à  $70^\circ$ . Cependant il reste une zone morte, entre 7,3 MeV et 12 MeV [41], où il est impossible de produire des champs neutroniques monoénergétiques. La prochaine partie est consacrée à la présentation de l’installation AMANDE et aux caractéristiques des champs neutroniques produits.

#### 1.4.1.2 L’installation AMANDE

L’installation AMANDE, exploitée par le LNE-IRSN, produit des champs de référence monoénergétiques entre 2 keV et 20 MeV. Les dimensions du hall expérimental ainsi que les matériaux des structures principales (murs, toit, sol) ont été choisis afin de minimiser la contribution des neutrons diffusés au point de mesure. Ainsi, les murs sont en métal qui est moins diffusant que le béton, et le plancher est un caillebotis en métal situé à 5 m au-dessus du sol. La cible, qui est installée au bout de la ligne de l’accélérateur, est située dans un espace circulaire de 10 m de diamètre sans caillebotis et à 6 m au-dessus du sol de manière à limiter les neutrons diffusés par celui-ci. Sur la figure 1.12 sont représentés, à gauche, le plan de l’installation AMANDE et à droite, une photographie du hall expérimental. Les détecteurs sont placés sur l’un des trois bras mobiles permettant leur positionnement, par rapport à la cible, dans les trois directions de l’espace avec une précision millimétrique. Ce système permet la reproductibilité du positionnement d’un détecteur.

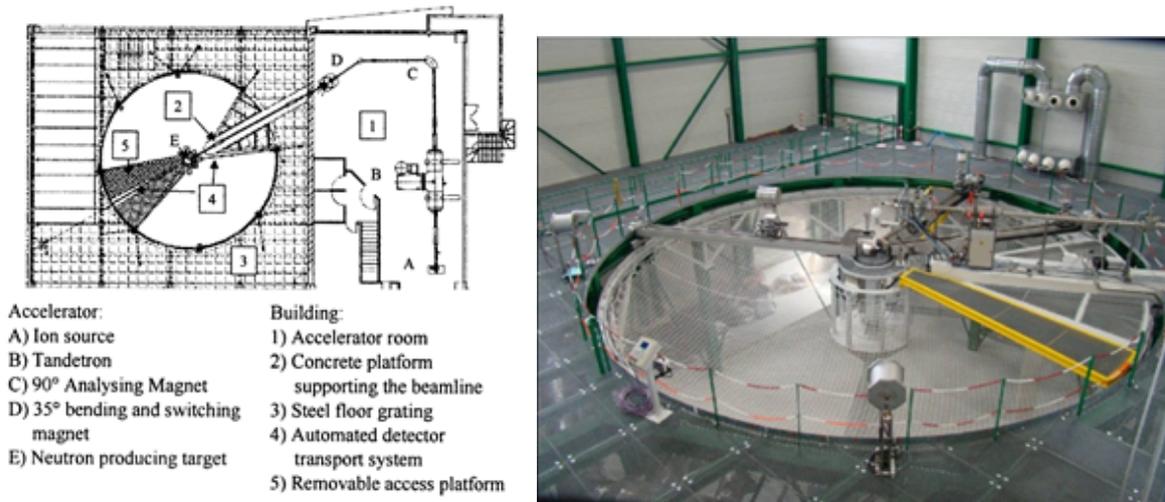


FIGURE 1.12 – Plan de l'installation AMANDE à gauche, et photographie du hall expérimental à droite.

L'accélérateur TANDETRON de 2 MV permet la production de faisceaux de protons et de deutons de 100 keV à 4 MeV. La source est un plasma dont vont être extraits les ions positifs ( $H^+$ ,  $D^+$ ) qui vont ensuite être accélérés. La pureté du faisceau d'ions est garantie par le passage dans un aimant à 90° qui, grâce au courant électrique imposé, va sélectionner un seul type de particules. Ce faisceau de particules est ensuite envoyé dans le hall expérimental jusqu'à la cible. Le faisceau peut être généré en mode continu qui signifie qu'un flux ininterrompu de particules est envoyé sur la cible. Le second mode est appelé pulsé et génère un faisceau constitué de « paquets » d'ions avec une fréquence donnée. Cela est réalisé à l'aide d'un chopper [42] qui bloque le faisceau et le laisse passer, sur un temps très court de l'ordre de 2 ns, avec une fréquence réglable. Ce mode pulsé est nécessaire pour les mesures de temps de vol qui est une des méthodes de caractérisation des champs neutroniques (voir 1.5.3). Les caractéristiques des faisceaux d'ions produits sur l'installation AMANDE, en mode pulsé et continu, sont données dans le tableau 1.6 [14].

Tableau 1.6 – Caractéristiques des faisceaux d'ions, en mode continu et pulsé à 2 MHz, produit avec l'accélérateur AMANDE.

	Mode continu	Mode pulsé (à 2 MHz)
Gamme en courant	0,1 - 50 $\mu A$	0,1 - 8 $\mu A$
Stabilité du courant	< 1%	< 3%
Gamme en énergie des ions	0,1 - 4 MeV	0,1 - 4 MeV
Stabilité en énergie des ions	< 500 eV	< 700 eV
Résolution en énergie des ions	< 500 eV	< 4000 eV
Reproductibilité de l'énergie	< 1000 eV	< 3000 eV

À partir des faisceaux de protons et de deutons, les champs neutroniques monoénergétiques sont produits sur AMANDE. Les caractéristiques des champs neutroniques productibles sur AMANDE sont référencées dans le tableau 1.7. Les valeurs d'énergie neutronique, de résolution en énergie et de fluence neutronique ont été calculées avec le code TARGET [40] en fonction de la nature et de l'énergie du faisceau d'ions ainsi que la composition et l'épaisseur de la cible.

Les champs neutroniques monoénergétiques sont très utilisés pour le développement et l'étalonnage des détecteurs neutrons. Cependant ils ne sont pas représentatifs des champs neutroniques naturels ou qui sont utilisés dans l'industrie (voir 1.2.2). Pour cela, des champs neutroniques étendus, c'est-à-dire avec plusieurs énergies des neutrons, de référence sont aussi utilisés en métrologie des neutrons.

## 1.4.2 Champs étendus de référence : cas des sources radioactives

Les champs étendus sont principalement utilisés pour l'étalonnage en fluence des détecteurs. Parmi ces champs étendus, il existe des champs « réalistes » car ils sont représentatifs de certains champs neutroniques rencontrés aux postes de travail, mais cet aspect ne sera pas développé ici. De nombreuses sources radioactives "artificielles" sont utilisées pour créer des champs étendus. Ces sources sont généralement composées de deux noyaux, l'un émetteur  $\alpha$  (par exemple  $^{238}\text{Pu}$  ou  $^{241}\text{Am}$ ) et l'autre produisant une réaction  $(\alpha, n)$ , comme le  $^7\text{Li}$ , le  $^9\text{Be}$ , le  $^{19}\text{F}$ ) [26]. La norme ISO 8529-1 définit les champs étendus de référence, il s'agit des sources  $(\alpha, n)$   $^{241}\text{Am-Be}$  et  $^{241}\text{Am-B}$  ainsi que la source de fission spontanée  $^{252}\text{Cf}$ , modérée par de l'eau lourde ou non.

### 1.4.2.1 Source de fission spontanée $^{252}\text{Cf}$

La source de  $^{252}\text{Cf}$  est une source de fission spontanée, de demi-vie 2,65 ans, émettant des neutrons entre une dizaine de keV et 10 MeV. L'énergie moyenne en fluence est de 2,13 MeV et le spectre recommandé par la norme iso-8529-1 est représenté sur la figure 1.13. Il s'agit d'un spectre de fission de type Maxwell-Boltzmann.

Afin d'obtenir une référence dans le domaine épithermique, une seconde source de référence a été définie par modération d'une source de  $^{252}\text{Cf}$ . La source est modérée par une sphère de  $\text{D}_2\text{O}$  de 150 mm de rayon et éventuellement recouverte d'une coquille de cadmium de 1 mm d'épaisseur. Le cadmium absorbe les neutrons dont l'énergie est inférieure à 0,5 eV par capture radiative  $(n, \gamma)$ , ce qui représente environ 11,5% des neutrons de la source [43]. Les neutrons émis ont une énergie comprise entre 0,5 eV et environ 10 MeV avec une énergie moyenne en fluence de 0,55 MeV. Le spectre en énergie de la source de  $^{252}\text{Cf}$  modérée est représenté sur la figure 1.14.

Tableau 1.7 – Caractéristiques des champs neutroniques de référence de l’installation AMANDE.

Réaction	Backing	Cible	Épaisseur / $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$	$E_p-E_d$ /MeV	En /keV	$\Delta E_n/E_n$	$\Phi$ / $\text{s}^{-1}$			
$^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$	Ta	Sc	5	2,92	24	2,5%	$2,1 \times 10^5$			
			25			10%	$1,1 \times 10^6$			
$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	Ag	LiF	10	1,9	144	3%	$2,1 \times 10^6$			
			120			14%	$2,6 \times 10^7$			
			10	2,0	250	1%	$3,0 \times 10^6$			
			120			6%	$3,0 \times 10^7$			
			10	2,3	565	0,5%	$3,5 \times 10^6$			
			120			2%	$4,0 \times 10^7$			
			$\text{T}(p,n)^3\text{He}$	Ag	Ti(T)	200	2,0	1200	1,5%	$5,2 \times 10^7$
						2000			13%	$5,9 \times 10^8$
200	3,3	2500				0,6%	$5,1 \times 10^7$			
2000						4,3%	$5,3 \times 10^8$			
$\text{D}(d,n)^3\text{He}$	Ag	Ti(D)	200	1,8	5000	0,6%	$1,5 \times 10^7$			
			800			2,0%	$6,1 \times 10^7$			
$\text{T}(d,n)^4\text{He}$	Ag	Ti(T)	200	0,2	14800	1,6%	$3,9 \times 10^8$			
			2000			2,5%	?			
			200	2,6	19000	0,15%	$1,2 \times 10^7$			
			2000			1,4%	$1,1 \times 10^8$			

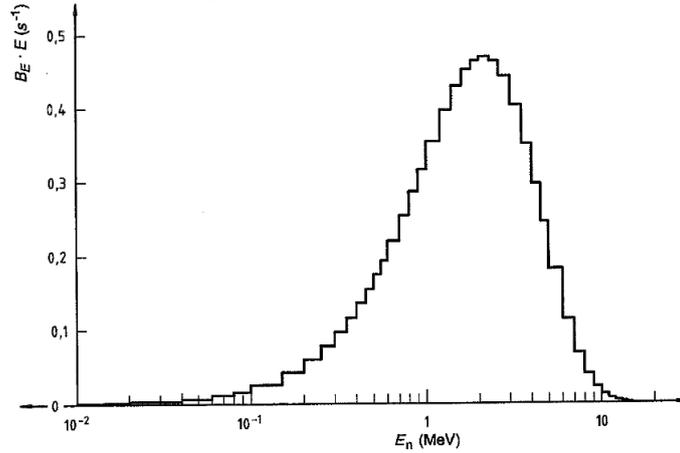


FIGURE 1.13 – Spectre en énergie de la source de  $^{252}\text{Cf}$  selon la norme iso 8529-1.

#### 1.4.2.2 Sources $(\alpha, n)$ $^{241}\text{Am-Be}$ et $^{241}\text{Am-B}$

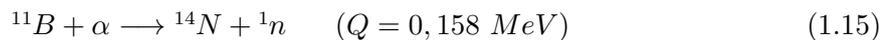
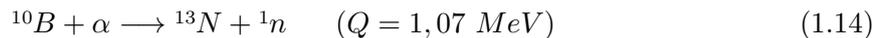
Dans le cas des sources  $(\alpha, n)$   $^{241}\text{Am-Be}$  et  $^{241}\text{Am-B}$ , l'américium  $^{241}\text{Am}$  est utilisé comme émetteur  $\alpha$  pour la réaction de production des neutrons. Ce dernier émet des alphas dont l'énergie et la probabilité d'émission des trois principaux  $\alpha$  sont données dans le tableau 1.8 [44]. La demi-vie de l' $^{241}\text{Am}$  est de 432 ans ce qui en fait une source stable dans le temps.

Tableau 1.8 – Énergie et probabilité d'émission des trois principaux alphas de l'américium  $^{241}\text{Am}$ .

Énergie des alphas /keV	Probabilité d'émission
5338,3	1,6%
5442,9	13%
5485,6	84,5%

#### Source $^{241}\text{Am-B}$

Le bore naturel est constitué à 80% de  $^{11}\text{B}$  et à 20% de  $^{10}\text{B}$ . Les alphas de l'américium réagissent avec les deux isotopes du bore selon les réactions 1.14 et 1.15.



Le spectre en énergie, recommandé par la norme iso 8529-1, d'une source  $^{241}\text{Am-B}$  est représenté sur la figure 1.15. Le spectre en énergie possède une énergie moyenne en fluence de 2,72 MeV. Pour une activité égale de l' $^{241}\text{Am}$ , le débit neutronique d'une source  $^{241}\text{Am-B}$  est environ cinq fois moins intense que celui de la source  $^{241}\text{Am-Be}$  [26].

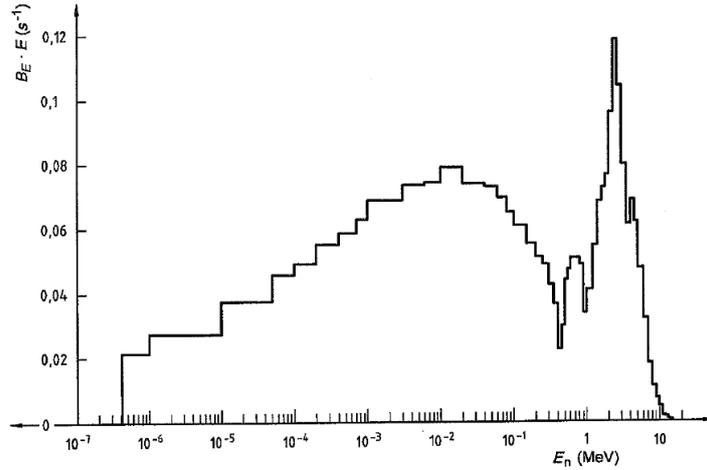
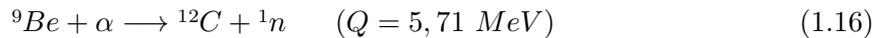


FIGURE 1.14 – Spectre en énergie de la source de  $^{252}\text{Cf}$ , modérée par une sphère d'eau lourde ( $\text{D}_2\text{O}$ ) de 150 mm de rayon recouverte avec une épaisseur de 1 mm de cadmium, selon la norme iso 8529-1.

### Source $^{241}\text{Am-Be}$

Les alphas de l'américium réagissent avec le béryllium  $^9\text{Be}$  selon la réaction 1.16.



Le spectre en énergie recommandé par la norme iso 8529-1 pour une source  $^{241}\text{Am-Be}$  est représenté sur la Figure 1.16. Le spectre en énergie couvre une gamme d'énergie comprise entre une centaine de keV et 10 MeV, dont l'énergie moyenne en fluence est de 4,16 MeV [26]. Cependant, il a été démontré que le spectre en énergie d'une source  $^{241}\text{Am-Be}$  varie légèrement en fonction de l'agencement entre les atomes d'américium et de béryllium [45], qui dépend de la méthode de fabrication de la source. Cela suggère d'effectuer des mesures afin de vérifier la distribution en énergie des neutrons de la source  $^{241}\text{Am-Be}$ .

Plusieurs sources de neutrons sont définies dans la norme iso 8529-1 pour l'étalonnage de détecteurs entre l'énergie thermique et 20 MeV. Une partie de ces sources sont monoénergétiques, entre 2 keV et 20 MeV, générées à partir d'un accélérateur. Cette recommandation a motivé la construction d'installations de référence, comme AMANDE, pour l'étalonnage de détecteurs. Mais une installation est considérée de référence à la condition d'être caractérisée par des détecteurs de référence (voir 1.3.2). La partie suivante sera consacrée à la présentation des caractéristiques et des performances des détecteurs utilisés dans les Instituts Nationaux de Métrologie pour la caractérisation des champs neutroniques de référence.

## 1.5 Détecteurs de référence en deçà de 20 MeV

Les caractéristiques des champs neutroniques monoénergétiques produits avec des accélérateurs peuvent être calculées par des codes de cinématique de réaction tels que TARGET [40].

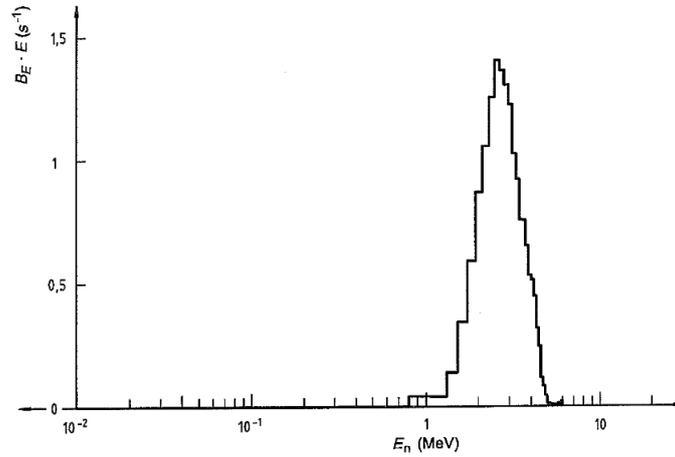


FIGURE 1.15 – Spectre en énergie de la source  $^{241}\text{AmB}$  selon la norme iso 8529-1.

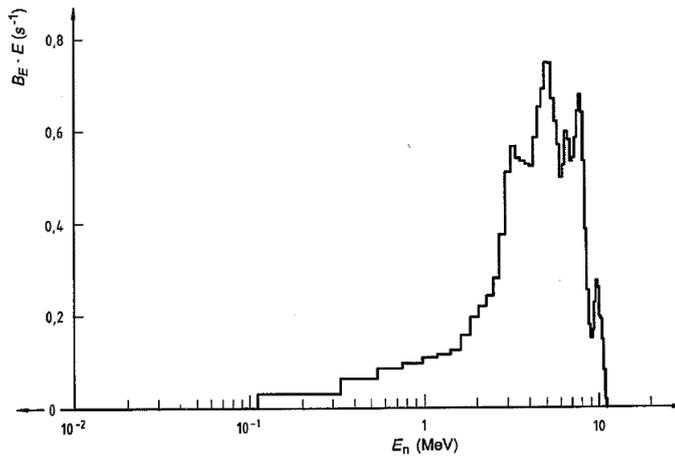


FIGURE 1.16 – Spectre en énergie de la source  $^{241}\text{AmBe}$  selon la norme iso 8529-1.

Pour cela, les caractéristiques de la cible et du faisceau d'ions sont primordiales. Celles du faisceau d'ions (masse, énergie) sont maîtrisées dans l'accélérateur mais la composition de la cible ne peut être connue avec certitude. Celle-ci peut se détériorer (perte de matière) ou être polluée (oxydation, implantation d'ions dans le backing). Des mesures expérimentales sont donc nécessaires pour caractériser les champs neutroniques produits, et des monitorages sont mis en place pour surveiller le taux d'émission de neutrons (si celui-ci change cela peut vouloir dire que les caractéristiques de la cible changent également). Pour cela, de nombreux détecteurs sont utilisés, en fonction de l'énergie des neutrons, afin de déterminer l'énergie et la fluence du champ neutronique produit.

### 1.5.1 Compteur proportionnel

Les compteurs proportionnels sont des détecteurs gazeux basés sur la diffusion élastique des neutrons sur un noyau du gaz. Les gaz couramment utilisés dans ce type de détecteur sont riches en protons puisqu'il s'agit du noyau qui possède la plus grande section efficace de diffusion élastique, environ 1 barn, et dont la section efficace est très bien connue [46]. De nombreuses géométries existent pour ce type de détecteur, le choix du Laboratoire de micro-irradiation, de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) fut d'utiliser des détecteurs sphériques. Ces détecteurs sont constitués d'une cathode sphérique, les parois du détecteur, et d'un fil anodique situé sur un diamètre de la sphère comme représenté sur la Figure 1.17. La cathode est à la masse tandis que l'anode est polarisée avec une haute tension positive. Lors d'une diffusion élastique dans le gaz, le proton mis en mouvement va ioniser le gaz et les électrons ainsi créés vont dériver vers l'anode sous l'effet du champ électrique. A proximité du fil anodique, le champ électrique est assez intense pour avoir un effet d'avalanche électronique, c'est-à-dire que les électrons vont ioniser le gaz et donc amplifier le signal. Afin de garantir la même amplification dans tout le détecteur, il faut s'assurer que le champ électrique est uniforme le long du fil anodique.

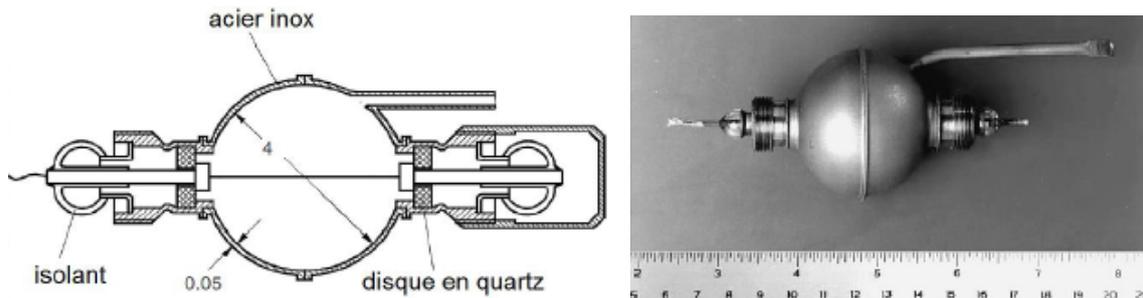


FIGURE 1.17 – Sur l'image de gauche est représenté le schéma d'un détecteur SP2, et à droite, une photographie de ce détecteur.

Pour la caractérisation des champs neutroniques entre 50 keV et 1,5 MeV, le LMDN possède deux compteurs proportionnels SP2 remplis respectivement du dihydrogène  $H_2$  et du méthane  $CH_4$ . Sur la Figure 1.18 est représentée la distribution en énergie des protons de recul mesurée par un compteur proportionnel sphérique dans un champ neutronique de 225 keV [10]. Deux mesures sont présentées ici, les croix représentant la mesure avec le fil anodique du détecteur placé dans l'axe du champ neutronique et les ronds représentant la mesure où l'anode est perpendiculaire au champ. La mesure du détecteur est identique quelle que soit sa position dans le champ neutronique, ce type de détecteur possède donc une réponse isotrope. La comparaison avec la distribution théorique de l'énergie des protons de recul montre une augmentation du taux de comptage pour les faibles énergies déposées. Le taux de comptage près du seuil en énergie ne forme pas un front. Cet effet est l'illustration de l'effet de bord du détecteur, une partie des reculs va heurter les parois et ne pas déposer toute son énergie dans le gaz. Ainsi, le nombre d'événements aux faibles énergies est surestimé. Dans le cas d'un détecteur rempli avec du méthane, les reculs de carbone sont des pollutions. Or ils embarquent moins d'énergie lors de la collision élastique, dû à leur masse, ce qui va contribuer

à surestimer le nombre d'événements aux faibles énergies.

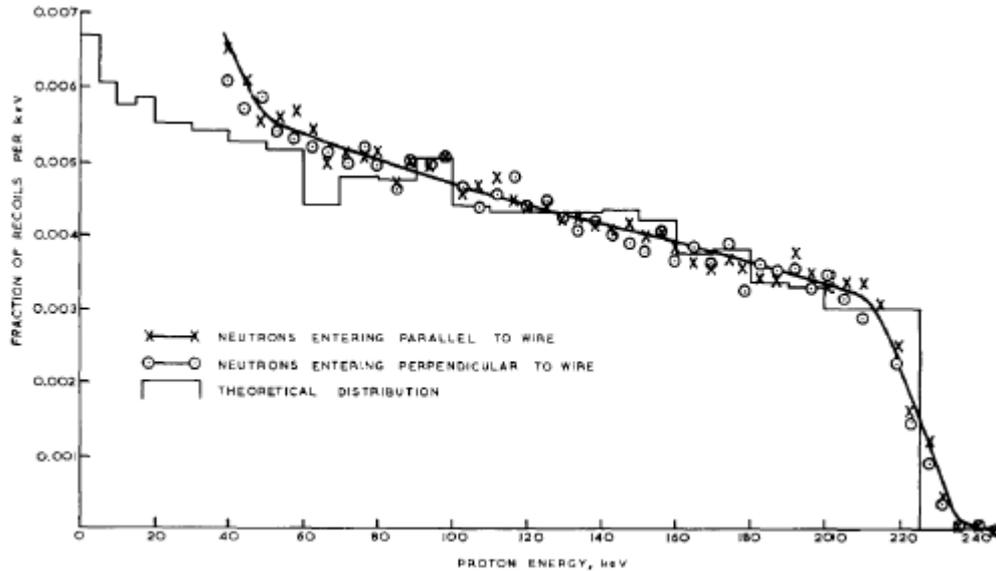


FIGURE 1.18 – Spectre en énergie des protons de recul mesuré avec un détecteur sphérique de type SP2 [10].

L'analyse de cette distribution en énergie de recul est réalisée par des codes de déconvolution qui permettent de relier les distributions en énergie des protons de recul mesurées avec la distribution en énergie de la fluence des neutrons incidents. Pour cela, il faut connaître la fonction de réponse du détecteur en fonction de l'énergie neutron, soit par simulation avec le code SPHERE [47] ou bien en étalonnant le détecteur sur des champs monoénergétiques. Sur la Figure 1.19 est donnée le résultat de la mesure d'un champ neutronique à 250 keV sur l'installation AMANDE avec le détecteur SP2 de l'IRSN pour trois codes de déconvolution différents. Ces codes sont basés sur des algorithmes différents : GRAVEL réalise une minimisation du  $\chi^2$  [48], SPECAN un calcul de maximum d'entropie [48] et FTIKREG une méthode Thikonov [49]. La comparaison de ces résultats (traits pleins) avec la simulation du champ neutronique (traits pointillés) montre des différences entre la réponse de ces trois codes de déconvolution. Les différences observées avec la distribution théorique proviennent en partie des effets de bords, du dépôt d'énergie des  $\gamma$  et des reculs de carbone (lorsqu'il s'agit d'un détecteur au méthane). De plus l'utilisation d'un code de déconvolution rend plus complexe la propagation des incertitudes.

Ce type de détecteur, utilisable de 50 keV à 1,5 MeV, nécessite des codes de déconvolution afin de donner la distribution en énergie de la fluence. Cependant, leur réponse est isotrope dans un champ neutronique, leur résolution en énergie varie entre 2% et 6% selon la nature du gaz et la pression utilisée.

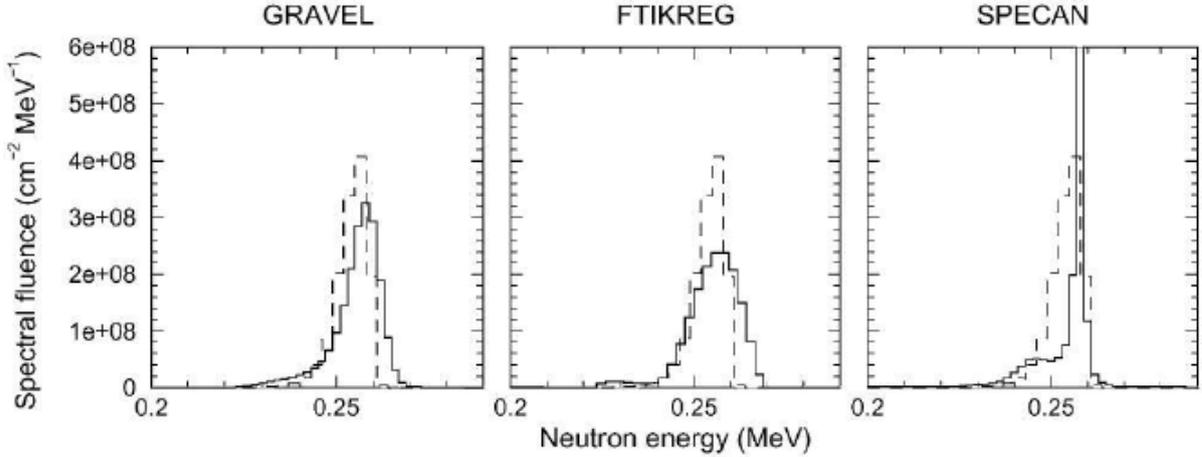


FIGURE 1.19 – Reconstruction de la distribution en énergie de la fluence neutronique d’un champ monoénergétique de 250 keV mesuré sur AMANDE avec le détecteur SP2 d’après trois codes de déconvolution (traits pleins). Les histogrammes en traits pointillés représentent le champ neutronique théorique calculé par le code de cinématique TARGET.

### 1.5.2 Chambre à fission

Les chambres à fission sont généralement des chambres à ionisation avec un dépôt de matière fissile. Les neutrons vont provoquer des fissions dans ce dépôt et la détection d’un des produits de fission permet de signer l’interaction d’un neutron dans le détecteur. Bien que toute matière fissile puisse être utilisée dans ce type de détecteur, les atomes de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  sont préférentiellement utilisés pour la métrologie. En effet, les sections efficaces de fission de ces deux éléments sont très bien connues [46]. La séparation des événements alpha provenant de la décroissance de l’ $^{235}\text{U}$  avec les produits de fission issus de l’interaction des neutrons est un des enjeux de l’analyse. Une fois cette discrimination effectuée, la fluence neutronique est calculée selon l’équation 1.17 où  $N_f$  représente le nombre de fissions détectées et  $N_U$  le nombre de noyaux d’uranium présents dans le détecteur. Le coefficient  $\epsilon_f$ , calculé avec un code Monte Carlo, représente l’efficacité de détection d’une fission, c’est-à-dire qu’il prend en compte le nombre de fragments de fission qui ne sont pas détectés car arrêtés dans le dépôt d’uranium. Le facteur correctif  $f$  est calculé par MCNP [50] pour prendre en compte toutes les corrections dues à la diffusion ou à l’absorption des neutrons dans le détecteur.

$$\phi = \frac{f N_f}{\epsilon_f N_U} \quad (1.17)$$

Ce type de détecteur est notamment utilisé au PTB (Laboratoire National de Métrologie Allemand) comme instrument de référence secondaire pour la mesure de fluence. La principale difficulté de ces détecteurs est l’obtention d’un dépôt d’uranium très pur. De plus, pour augmenter l’efficacité de détection, il faut un dépôt avec beaucoup de matière fissile ce qui eut posé des problèmes d’autorisation avec les instances de sûreté nucléaire. Ces détecteurs peuvent également être utilisés pour effectuer des mesures de temps de vol puisque la réponse

de ces détecteurs est rapide (quelques nano-secondes).

### 1.5.3 Méthode de mesure par temps de vol

La méthode du temps de vol permet la mesure de la distribution en énergie de la fluence par la mesure du temps  $T$  que mettent les neutrons à parcourir la distance entre la source et le détecteur. En mesurant précisément cette distance  $L$ , l'énergie des neutrons  $E_n$  peut être déterminée par l'équation 1.18.

$$E_n = m_n c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \quad (1.18)$$

où  $\beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{cT}$  et  $m_n c^2 = 939,56 \text{ MeV}$ .

Pour cela, il existe deux grandes contraintes :

1. Il faut posséder un détecteur avec une réponse rapide afin de mesurer précisément le temps d'arrivée du neutron dans le détecteur.
2. Il faut déterminer le temps  $t_0$  d'émission du neutron. Cela n'est possible qu'en champ neutronique dit pulsé, c'est-à-dire lorsque les neutrons sont émis par « paquets », et pour cela l'utilisation d'un accélérateur est nécessaire. Cette valeur de  $t_0$  est donnée par la mesure dans un *pick-up ring* situé 1 m avant la cible sur l'installation AMANDE [51].

Les chambres à fission peuvent mesurer ce temps  $T$  mais avec une résolution de 3 à 5 ns. Les chambres à fission ont fait l'objet d'une intercomparaison [52] sur la mesure de la fluence neutronique en fonction de l'énergie, par la méthode de temps de vol, qui a validé les performances de ce type de détecteurs.

A l'IRSN, la mesure par temps de vol est assurée par un scintillateur liquide BC501A (voir 1.5.4). Ce détecteur étant également sensible aux  $\gamma$ , deux pics vont être détectés : le premier correspondant aux  $\gamma$ , et le second correspondant aux neutrons comme le montre la Figure 1.20. La mesure des photons  $t_\gamma$  est exploitée pour s'affranchir du temps  $t_0$  de création des neutrons puisque celle-ci ne correspond pas réellement à leur création. En effet, la mesure des  $\gamma$  va donner un temps  $t_\gamma - t_0 = \frac{D}{c}$ . La mesure du temps de vol des neutrons  $T = t_n - t_0 = t_n - t_\gamma + \frac{D}{c}$ . Les incertitudes de mesure vont principalement dépendre de celle sur la distance  $D$  entre la cible et le détecteur. Il est montré dans [51] que ce système permet la mesure de l'énergie des neutrons avec une précision de 1,5% pour une distance de mesure supérieure à 2 m et pour des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV. L'inconvénient de cette mesure est qu'il faut disposer d'un champ pulsé, mais ce scintillateur peut également être utilisé dans un flux continu de neutron.

### 1.5.4 Scintillateur

Il existe plusieurs types de scintillateurs en fonction de la nature du matériau scintillant. Les scintillateurs organiques ont un matériau scintillant sous forme liquide ou plastique, tandis

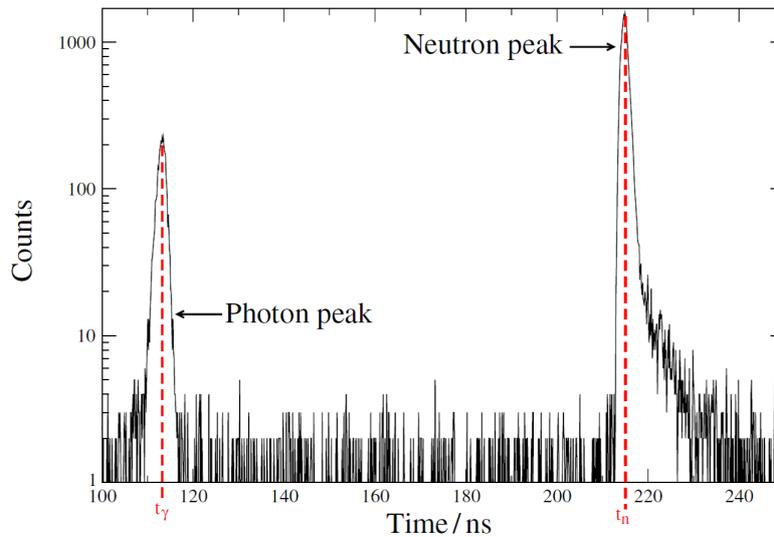


FIGURE 1.20 – Résultat de la mesure (en temps) d'un champ neutronique de 2,8 MeV à 2,5 m de la cible avec un scintillateur liquide BC501A sur l'installation AMANDE.

que les scintillateurs inorganiques utilisent un cristal.

Au LMDN, le scintillateur de référence est un BC501A qui est un liquide scintillant sensible aux  $\gamma$  et aux neutrons dont la gamme de fonctionnement est de 1 MeV à 20 MeV. Les  $\gamma$  vont interagir par effet Compton [26] dans le liquide pour créer un électron tandis que les neutrons vont créer des noyaux de recul par diffusion élastique. Ces particules vont exciter les molécules scintillantes qui vont se désexciter en émettant de la lumière qui est transférée via un guide de lumière vers un photomultiplicateur comme représenté sur la Figure 1.21.

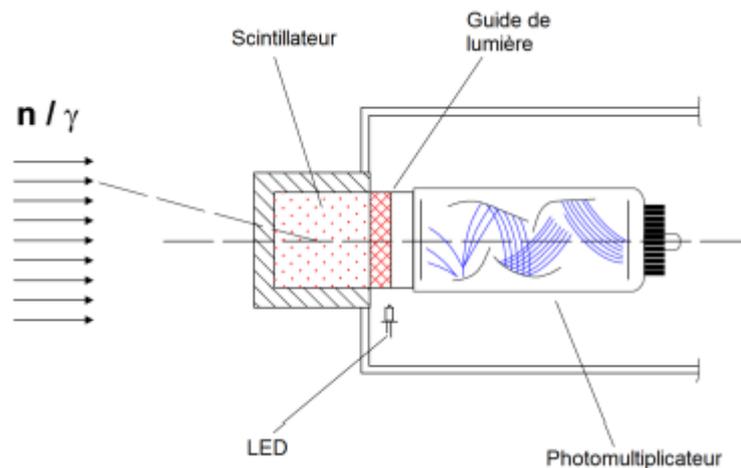


FIGURE 1.21 – Schéma de fonctionnement d'un scintillateur liquide type BC501A.

En fonction de la particule générée dans le détecteur, électrons ou protons, les niveaux excités des molécules scintillantes seront différents et leur temps de décroissance également.

Cela signifie que la discrimination  $\gamma$ -recoil est possible dans ce type de détecteur. Le spectre en amplitude des signaux "protons" mesurés dans le détecteur est présenté sur la Figure 1.22 de gauche. Or la mesure de l'angle de diffusion  $\theta$  est impossible avec ce type de détecteur, il faut donc utiliser un code de déconvolution pour obtenir la distribution en énergie de la fluence neutronique. Comme dans le cas des compteurs proportionnels, il faut connaître la matrice des fonctions de réponses, c'est-à-dire la distribution en amplitude des signaux protons pour chaque énergie neutron. Ces fonctions de réponses sont obtenues par simulation Monte Carlo. L'analyse de cette distribution par le code GRAVEL est présentée sur la Figure 1.22 de droite et est comparée à la mesure du même champ neutronique par la méthode du temps de vol avec le même détecteur. La déconvolution, de par les incertitudes concernant les fonctions de réponses, peut conduire comme dans ce cas à donner un spectre neutronique avec des pics « fantômes ». L'étalonnage de ce détecteur permet de déterminer que l'incertitude sur toute la gamme de mesure est comprise entre 2% et 5% [53].

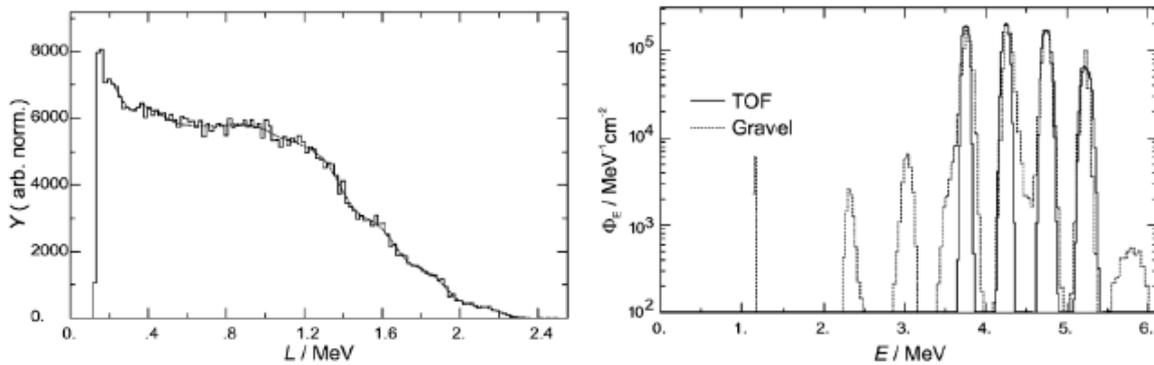


FIGURE 1.22 – La figure de gauche présente la distribution de l'amplitude des événements mesurée par le BC501A correspondant au champ neutronique donné sur l'image de droite. Le spectre neutronique est calculé avec le code de déconvolution GRAVEL (ligne en pointillés) ou par mesure de temps de vol (traits pleins).

### 1.5.5 Détecteur utilisant la modération des neutrons

Les dispositifs utilisant la modération des neutrons ralentissent les neutrons incidents avant leur détection. Afin de modérer les neutrons, ces détecteurs utilisent des matériaux fortement hydrogénés comme du polyéthylène ( $\text{CH}_2$ ) (voir 1.1.3). La détection des neutrons thermiques est généralement effectuée par des chambres d'ionisation remplies avec de  $^3\text{He}$  ou du  $\text{BF}_3$ . Les réactions mises en jeu sont respectivement  $^3_2\text{He}(n, p)^3_1\text{H}$  et  $^{10}_5\text{B}(n, \alpha)^7_3\text{Li}$  qui sont les deux réactions qui présentent les sections efficaces les plus élevées pour la détection des neutrons thermiques, respectivement 5300 barns et 3900 barns [54]. En fonction de la géométrie du détecteur et du traitement des événements, il est possible de mesurer la fluence neutronique ou la distribution en énergie de la fluence. Au LMDN, il s'agit respectivement d'un Long Compteur et de plusieurs systèmes multisphère de type sphères de Bonner dont les spécificités sont données dans les paragraphes suivants.

### 1.5.5.1 Sphères de Bonner

Les sphères de Bonner ou *Bonner Sphere Spectrometer* (BSS) sont des détecteurs sphériques composés d'un compteur à Hélium-3 situé à l'intérieur d'une sphère en polyéthylène. La taille de la sphère en polyéthylène, partie modératrice du détecteur, définit la gamme en énergie de fonctionnement du détecteur (domaine en énergie où elle est la plus efficace). Pour cette raison, les BSS sont constitués d'un ensemble de sphères, de diamètres différents et permettant une mesure des neutrons depuis l'énergie thermique jusqu'au GeV (énergie caractéristique des neutrons issus du rayonnement cosmique). Pour les neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV, le polyéthylène n'est plus suffisant pour modérer les neutrons. Pour cela, une coquille métallique constituée d'un matériau avec un haut numéro atomique, comme le plomb (Pb) ou le tungstène (W), permet la modération des neutrons par la réaction (n,xn').

Compte tenu qu'il s'agit d'un système multisphères, la mesure d'un champ neutronique doit être effectuée avec chacune de ces sphères positionnées au même point de mesure. Le spectre neutronique se calcule grâce à un code de déconvolution et pour cela il faut connaître la fonction de réponse de chaque sphère en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les fonctions de réponse de chaque sphère de Bonner du système HERMEIS de l'IRSN sont représentées sur la Figure 1.23 [11].

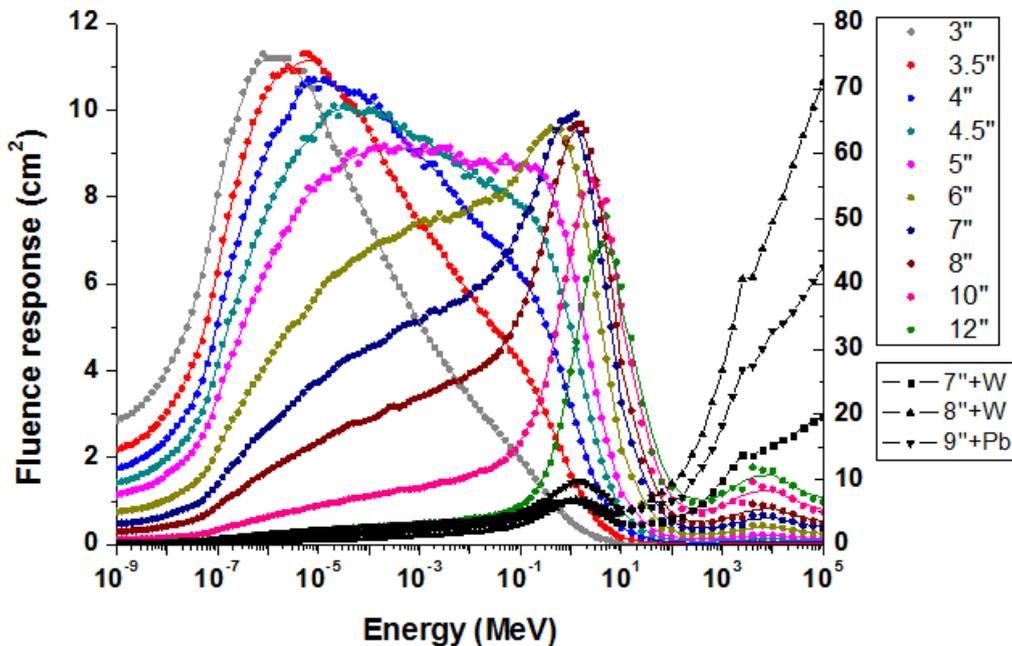


FIGURE 1.23 – Fonctions de réponse en énergie neutron des sphères de Bonner du système HERMEIS de l'IRSN. L'axe de droite correspond aux sphères utilisant une coque en métal et l'axe gauche aux sphères uniquement modérée par du polyéthylène. Le diamètre de chaque sphère de polyéthylène est donné en pouce [11].

Bien que la mesure d'un champ neutronique nécessite plusieurs mesures (passage de toutes les sphères au même point de mesure), leurs grande efficacité de détection (quelques %) en

font un système relativement rapide à utiliser. Cependant, le recours à une déconvolution et la similarité des fonctions de réponse limite la résolution du spectre neutronique. Une revue des avantages et inconvénients, de ce type de détecteur, a été réalisée dans [55]. Compte tenu de sa très large gamme de fonctionnement, il est très utilisé pour effectuer les mesures aux postes de travail ou pour des mesures de neutrons d'origine cosmiques [56].

### 1.5.5.2 Long Compteur

Les détecteurs de type Long Compteur sont les détecteurs les plus répandus en métrologie pour la mesure de la fluence neutronique de champs neutroniques. L'IRSN possède un LC dont la géométrie simplifiée est donnée sur la Figure 1.24 de gauche [12]. Ce type de détecteur est composé d'une enceinte en aluminium, d'une succession de cylindres en polyéthylène et polyéthylène borée afin de modérer les neutrons, et d'un détecteur central sensible aux neutrons thermiques. Il s'agit généralement d'un compteur proportionnel cylindrique rempli avec du  $\text{BF}_3$  ou de  $^3\text{He}$ . Sur la Figure 1.24 de droite est représenté la fonction de réponse du détecteur PLC (*Precision Long Compteur*) de l'IRSN [57]. La réponse de ce type de détecteur est quasiment plate entre 1 keV et 1 MeV puis diminue fortement au-delà. La mesure de l'énergie des neutrons n'étant pas réalisée avec ce détecteur, il mesure uniquement la fluence intégrale sur tout le domaine en énergie. De plus, ce détecteur doit être étalonné devant des champs neutroniques de référence en fluence. Au LMDN, ce sont les sources de californium et d'américium-béryllium qui sont utilisées. Du fait de cet étalonnage, les LC sont considérés comme des étalons de transfert pour la mesure de la fluence neutronique. Ce type de détecteur a été utilisé lors d'une intercomparaison entre Laboratoires Nationaux de Métrologie qui a démontré la fiabilité des mesures de fluence des LC sur des champs monoénergétiques et des sources radioactives [13].

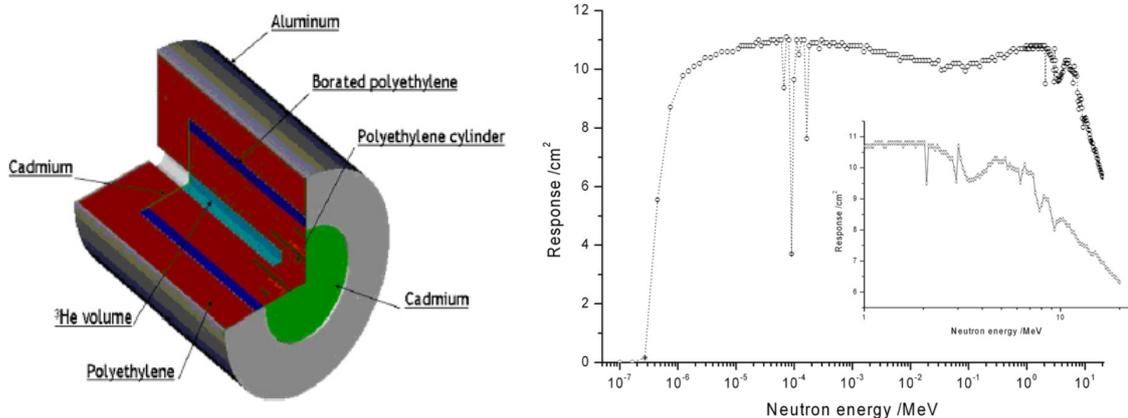


FIGURE 1.24 – Sur la Figure de gauche est représentée la modélisation MCNP d'un Long Compteur (LC) de type De Pangher[12], et sur celle de droite la fonction de réponse du LC de l'IRSN [13].

### 1.5.6 Télescope à noyau de recul (TNR)

Les télescopes sont des détecteurs dont le principe de détection repose sur la diffusion élastique des neutrons sur un convertisseur, généralement hydrogéné pour sa grande section efficace, et qui vont mesurer les caractéristiques du noyau de recul afin de déterminer l'énergie du neutron incident. La section efficace de diffusion élastique étant très bien connue, il est possible de calculer la réponse de ces détecteurs à un champ neutronique. Ainsi ces détecteurs permettent la mesure de la distribution en énergie de la fluence avec une procédure primaire.

Le PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), le laboratoire de métrologie allemand, a développé un TNR solide pour les mesures de référence en fluence. Ce détecteur possède un convertisseur solide très fin en entrée,  $6,4 \mu\text{m}$  ou  $113 \mu\text{m}$  en fonction de l'énergie des neutrons à mesurer, et la mesure de l'énergie est réalisée à l'aide d'un compteur gazeux et d'un détecteur silicium [58]. Le désavantage de ces TNR solides est qu'ils ne peuvent détecter que les reculs émis avec un angle proche de  $0^\circ$  ce qui limite très fortement l'efficacité de détection, entre  $10^{-6}$  et  $10^{-5}$  dans le cas du TNR du PTB. La résolution en énergie varie de 5% et 8% selon l'énergie des neutrons.

Afin d'améliorer l'efficacité et la résolution en énergie, l'IRSN développe un TNR solide, le TPR-CMOS [59], basé sur une technologie très similaire développée à l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) [60] [61]. Le schéma de fonctionnement de ce détecteur (projet ATHENA) est représenté sur la Figure 1.25 de gauche, et est composé de :

1. Une plaque en polyéthylène ( $\text{CH}_2$ ), d'épaisseur variable entre  $20 \mu\text{m}$  et  $500 \mu\text{m}$  en fonction de l'énergie des neutrons, permettant de convertir les neutrons en protons de recul par diffusion élastique.
2. De trois capteurs CMOS à pixels actifs, de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur, mesurant la position afin de déterminer précisément l'angle d'émission.
3. Une diode silicium mesurant l'énergie résiduelle des protons jusqu'à 20 MeV.

Ce dispositif permet la mesure de champs neutroniques entre 5 MeV et 20 MeV dont les résultats sont présentés sur la Figure 1.25 de droite. La mesure de la trajectoire du proton permet de réduire les incertitudes de mesure jusqu'à 1,5% en énergie et 3% en fluence [59]. La résolution en énergie varie entre 3% et 7% en fonction de l'épaisseur du convertisseur. De plus son efficacité de détection est d'environ  $10^{-4}$  ce qui est beaucoup plus élevé que les autres TPR existants. Des recherches sont en cours afin d'étendre la gamme de mesure vers les basses énergies [62], mais il ne sera pas possible de descendre en dessous du MeV avec ce type de convertisseur. Pour cela, il faut utiliser un convertisseur gazeux. Un convertisseur gazeux permet également la mesure des reculs avec des « grands angles » de diffusion ce qui augmente l'efficacité de mesure.

### 1.5.7 Bilan

Le rayonnement cosmique produit des neutrons dont l'énergie moyenne est d'environ 1 MeV. Dans les autres domaines, notamment dans le médical, il existe toujours des neu-

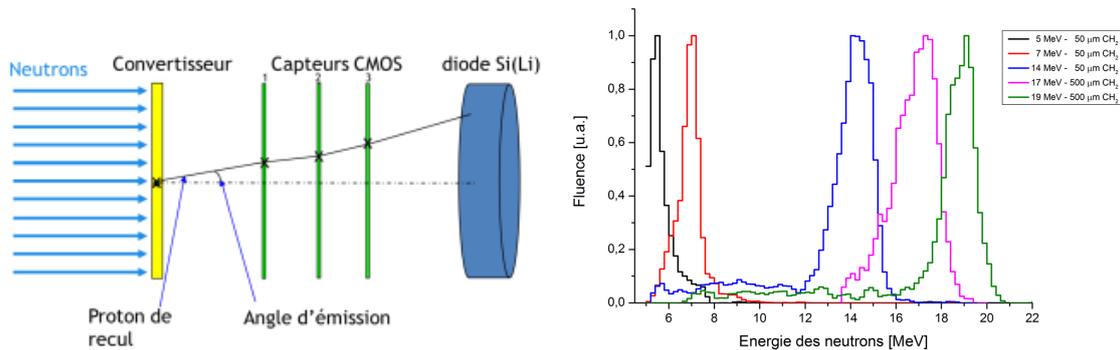


FIGURE 1.25 – Sur la figure de gauche est présenté le schéma du fonctionnement du TPR-CMOS, et sur la figure de droite le résultat de mesures sur l’installation AMANDE pour différents champs monoénergétiques.

trons ayant des énergies autour du MeV et qui sont responsables de la majorité de la dose reçue. Les besoins en spectrométrie, bien que nécessaires sur l’ensemble des énergies, nécessitent une attention particulière autour du MeV. Des champs neutroniques de référence sont définis pour l’étalonnage des différents détecteurs. Cependant, il est nécessaire de caractériser expérimentalement ces champs neutroniques avec une traçabilité métrologique jusqu’à une référence primaire de la grandeur mesurée. Les caractéristiques des principaux détecteurs utilisés en métrologie des neutrons dans cette gamme en énergie sont données dans le Tableau 1.9. Dans cette liste, il existe seulement deux techniques capables d’effectuer une mesure primaire de l’énergie d’un champ neutronique en deçà du MeV, le temps de vol et les télescopes à noyaux de recul. Or le temps de vol n’est exploitable qu’en champ pulsé contrairement au TNR gazeux et à la plupart des détecteurs à étalonner sur les installations de référence. Le choix s’est donc porté sur le développement d’un détecteur à noyaux de recul avec un convertisseur gazeux pour la mesure de référence de champs monoénergétiques entre 27 keV et 6,5 MeV.

Tableau 1.9 – Caractéristiques des différents détecteurs utilisés en métrologie des neutrons.

Détecteur	Gamme en énergie	Grandeurs mesurées	Incertitude	Détecteur primaire	Efficacité	Irradiation continue
Compteurs proportionnels	50 keV à 1,5 MeV	$\phi_E$	2-6%	Non (déconvolution)	1-3%	Oui
Scintillateur BC501A	1 MeV à 20 MeV	$\phi_E$	3-5%	Non (déconvolution)	20%	Oui
Chambre à fission	Thermiques à 20 MeV	$\Phi$	3%	Non (transfert)	-	Oui
Temps de vol	1 MeV à 20 MeV	$\phi_E$	1,5%	Oui	-	Non
TNR solide	1 MeV à 20 MeV	$\phi_E$	1,5%	Oui	$10^{-2}$ - $10^{-4}\%$	Oui
TNR gazeux	10 keV à 5 MeV	$\phi_E$	1,5%	Oui	$10^{-3}$ %	Oui
Système multisphères (BSS)	Thermiques à quelques GeV	$\phi_E$	5%	Non (déconvolution)	1	Oui
Long Compteur	Thermiques à 20 MeV	$\Phi$	3%	Non (transfert)	-	Oui
Bain de manganèse	-	$\phi$	1%	Oui	-	Oui

1. Dépend de la nature du convertisseur (gaz  $^3\text{He}$  ou  $\text{BF}_3$  ou feuille d'or) et de la pression du gaz.



# Le détecteur $\mu$ TPC de l'IRSN : le LNE-IRSN-MIMAC

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Présentation du détecteur</b>	<b>45</b>
2.1.1	Fonctionnement général	45
2.1.2	Le gaz convertisseur	47
2.1.3	Ionisation du gaz	49
2.1.4	Collection des charges	50
2.1.5	Fonctionnement du détecteur Micromegas	52
2.1.6	Électronique de mesure	57
<b>2.2</b>	<b>Simulation du détecteur</b>	<b>59</b>
2.2.1	Modélisation du détecteur : modèle direct	59
2.2.2	Reconstruction de l'énergie des neutrons : modèle indirect	62
<b>2.3</b>	<b>Méthode d'analyse des données</b>	<b>67</b>
2.3.1	Reconstruction de l'énergie des neutrons : sélection des événements	68
2.3.2	Reconstruction de la fluence neutronique	78
<b>2.4</b>	<b>Paramètres d'intérêt</b>	<b>80</b>
2.4.1	Mesure de l'énergie neutronique	80
2.4.2	Reconstruction de la fluence neutronique	81

## 2.1 Présentation du détecteur

### 2.1.1 Fonctionnement général

Le détecteur LNE-IRSN-MIMAC est une  $\mu$ TPC (*micro Time Projection Chamber*), c'est-à-dire une chambre à projection temporelle qui fonctionne sur le principe des télescopes à noyau de recul. Le détecteur peut être rempli avec différents mélanges gazeux en fonction de la gamme d'énergie des neutrons à étudier (voir 2.1.2). Le neutron va réaliser une diffusion élastique sur le noyau d'un atome du gaz qui va acquérir une partie de l'énergie cinétique du neutron. Le noyau, doté d'une énergie cinétique  $E_R$ , va être mis en mouvement dans le détecteur, avec un angle de diffusion  $\theta$  par rapport à la direction incidente du neutron dans le

référentiel du laboratoire. D’après les équations de conservation de l’énergie et de l’impulsion de la collision élastique, l’énergie du neutron incident peut être définie d’après l’équation 2.1, où  $m_n$  représente la masse du neutron et  $m_R$  la masse du noyau de recul.

$$E_n = \frac{(m_n + m_R)^2}{4 \times m_n \times m_R} \times \frac{E_R}{\cos^2(\theta)} \quad (2.1)$$

Sur la Figure 2.1 est illustré le fonctionnement du détecteur  $\mu$ TPC. Le noyau de recul mis en mouvement par la collision élastique d’un neutron va ioniser le gaz (voir 2.1.3) lors de son parcours, il est question d’ionisation primaire. L’application d’un champ électrique  $E_d$  entre la cathode et la grille du détecteur Micromegas (voir 2.1.5.1) entraîne la dérive de ces électrons primaires en direction de l’anode (voir 2.1.4), cet espace est appelé zone de dérive. La grille est séparée d’une anode pixelisée par des plôts formant un gap constant de  $256 \mu\text{m}$ . Le champ électrique  $E_a$  imposé dans cette zone, appelée zone d’amplification, est suffisamment important pour que les électrons primaires produisent des avalanches électroniques, il s’agit d’une ionisation secondaire. Ce phénomène permet d’amplifier le signal avant le déclenchement des pixels de l’anode.

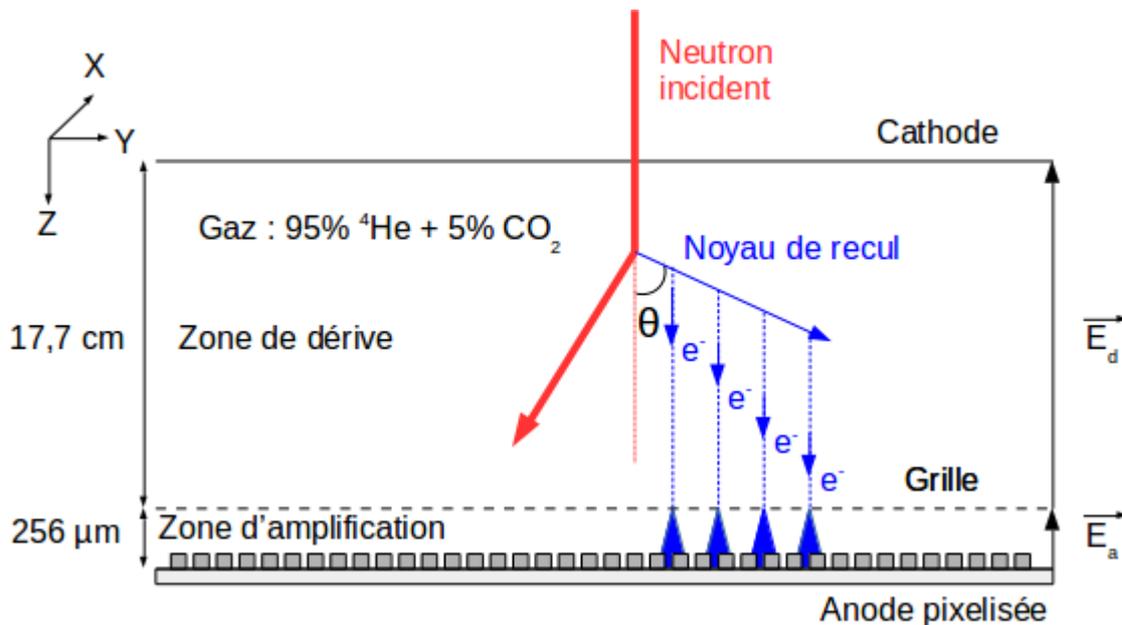


FIGURE 2.1 – Schéma de la détection d’un neutron par le détecteur  $\mu$ TPC LNE-IRSN-MIMAC.

Lors de l’étape d’amplification, un courant, proportionnel à l’énergie déposée en ionisation dans la zone de dérive, est collecté sur la grille (voir 2.1.5.3). La lecture des pixels déclenchés est réalisée avec une électronique rapide (voir 2.1.6), spécialement développée par le LPSC.

Les éléments suivants, développés ci-après, permettent d’expliquer plus en détail le fonctionnement du détecteur :

- le mélange gazeux à utiliser en fonction de la gamme en énergie des neutrons à étudier

- le processus d’ionisation du gaz par les noyaux de recul
- la dérive des électrons primaires avec leurs diffusions dans le gaz
- la détection des électrons par le détecteur Micromegas
- l’électronique de lecture permettant de lire les pistes déclenchées sur l’anode pixelisée ainsi que le traitement du courant généré sur la grille

### 2.1.2 Le gaz convertisseur

La plupart des Télescopes à Noyaux de Recul utilise de l’hydrogène comme noyau cible puisqu’il s’agit d’une des sections efficaces de diffusion élastique la plus grande comme le montre la Figure 2.2. De plus, la section efficace sur l’hydrogène est très bien connue (environ 1% d’incertitude) ce qui en fait un gaz très utilisé dans ce type de détecteur, notamment pour la détermination de la fluence neutronique. Du fait sa faible masse, le noyau d’hydrogène est celui qui embarque le plus d’énergie lors d’une diffusion élastique (pour un angle de diffusion donné) comme discuté au 1.1.3. Cette propriété permet de mesurer de plus faibles énergies neutrons avec l’hydrogène qu’avec n’importe quel autre noyau cible. Les TNR gazeux à base d’hydrogène sont donc utilisés pour la mesure des neutrons de « basses énergies », comme ce fut le cas pour ce détecteur avec un mélange gazeux composé de  $C_4H_{10}$  et  $CHF_3$  pour les mesures entre 27 keV et 565 keV [14].

La mesure de l’énergie des neutrons incidents nécessite une mesure précise de l’énergie cinétique du noyau de recul (équation 2.1). Cette énergie dépend de celle du neutron et de l’angle de diffusion. Plus l’énergie cinétique des neutrons sera importante et plus l’énergie transmise et donc le parcours des noyaux de recul dans la matière sera grand. Si le recul vient à sortir du volume de détection alors la mesure de l’énergie sera faussée et la reconstruction de l’énergie du neutron également. Pour contrer cet effet, il existe deux choix possibles :

- Augmenter la pression du gaz dans le détecteur afin de réduire le parcours du noyau de recul de manière à ce que toute son énergie soit déposée dans le détecteur.
- Changer de noyau cible pour un atome plus lourd qui embarquera moins d’énergie lors de la diffusion élastique pour le même angle de diffusion.

Pour des raisons de sécurité, le détecteur ne doit pas contenir de gaz à une pression supérieure à la pression atmosphérique. L’objectif du détecteur  $\mu$ TPC étant la mesure de neutron jusqu’à 6,5 MeV, le changement de mélange gazeux est nécessaire.

Sur la Figure 2.2 sont représentées les sections efficaces de diffusion élastique des neutrons sur l’hydrogène et sur l’hélium-4. Pour des énergies neutron supérieures à 800 keV, la section efficace sur l’hélium-4 devient plus importante que celle sur l’hydrogène. De plus sa masse étant plus important ( $A=4$ ), il embarque 64% de l’énergie qui serait transmise à un proton pour le même angle de diffusion ce qui permet de réaliser des mesures à de plus hautes énergies neutrons.

L’autre paramètre ayant motivé le choix de l’hélium-4 comme noyau cible pour les mesures jusqu’à 6,5 MeV est le pouvoir d’arrêt des particules dans la matière. En effet comme modélisé dans les années 1930 par Bethe et Bloch, le pouvoir d’arrêt des ions, pour des énergies

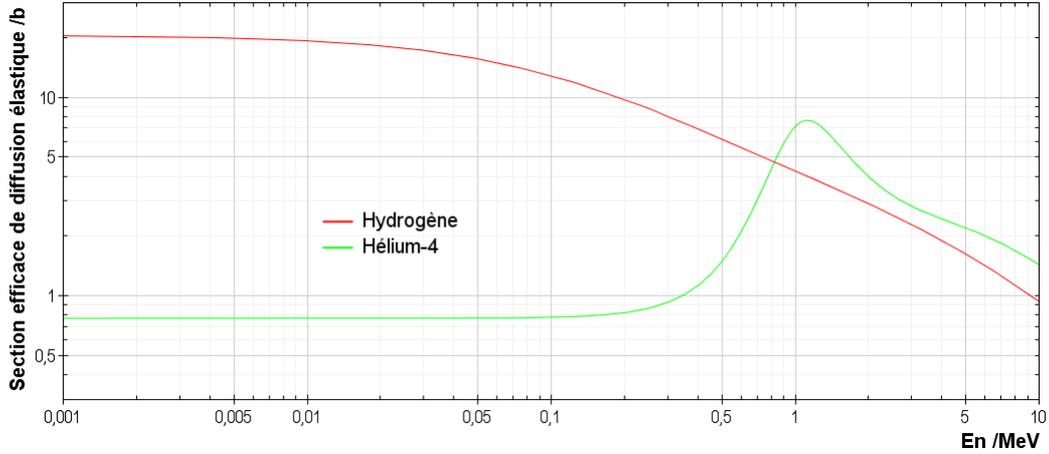


FIGURE 2.2 – Section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l’hydrogène en rouge, et sur l’ $^4\text{He}$  en vert, en fonction de l’énergie incidente des neutrons.

supérieures à 1 MeV/nucléon peut s’exprimer avec l’équation 2.2 [63].

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z_2}{m_e v^2} Z_1^2 \left[ \ln \left( \frac{2mv^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln \left( 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right) - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

Avec,

- $Z_1$  et  $Z_2$ , respectivement les numéros atomiques du noyau de recul et du noyau cible
- $c$  et  $v$ , respectivement la vitesse de la lumière et la vitesse du noyau de recul
- $m$  et  $m_e$ , la masse du noyau et d’un électron respectivement
- $\langle I \rangle$  le potentiel moyen d’excitation d’un électron

Cette grandeur dépend du numéro atomique du noyau de recul et de celui du noyau du gaz qu’il ionise. Ainsi le pouvoir d’arrêt sera d’autant plus élevé que le noyau de recul est lourd. Or plus le pouvoir d’arrêt d’une particule est grand, plus la longueur de sa trace est faible. C’est pourquoi l’hélium-4 déposera son énergie sur une distance plus faible qu’un hydrogène ayant la même énergie cinétique. Cette propriété, ainsi que les valeurs des sections efficaces de diffusion élastique, ont motivé le choix de l’hélium-4 comme noyau cible pour les mesures neutroniques jusqu’à 6,5 MeV.

Entre la grille et l’anode pixelisée du détecteur Micromegas, le signal est amplifié par avalanche électronique, ce qui nécessite un gaz *quencheur* qui absorbe les photons émis lors de l’avalanche. Les gaz *quencheur* couramment utilisés sont l’isobutane  $\text{C}_4\text{H}_{10}$  ou le  $\text{CO}_2$ . Ici, le choix s’est porté sur un ajout de 5% de  $\text{CO}_2$  puisqu’il est non inflammable. Le mélange gazeux utilisé pour la mesure des neutrons jusqu’à 6,5 MeV est donc 95%  $^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$ . Comme expliqué précédemment, la pression du gaz influence la longueur des traces dans le détecteur. Du fait de l’énergie cinétique des hélium-4 allant jusqu’à quelques MeV, il faut travailler avec une pression de gaz proche de la pression atmosphérique afin de limiter le parcours des reculs d’hélium-4 à haute énergie. De plus, plus la pression choisie est élevée et plus le nombre de noyaux cibles est important ce qui augmente l’efficacité de détection. Une pression de 700 hPa absolu d’un mélange de 95% $^4\text{He}$ +5% $\text{CO}_2$  a été choisie pour la mesure de

champs neutroniques jusqu'à 6,5 MeV.

### 2.1.3 Ionisation du gaz

L'ionisation d'un gaz est le mécanisme physique par lequel une particule transfère son énergie cinétique au gaz par la formation de paires électron-ion. Cependant, une partie de l'énergie cinétique n'est pas transmise sous forme d'énergie d'ionisation lors du processus d'ionisation, c'est le phénomène de *quenching* en ionisation qui devra être pris en compte pour la détermination de l'énergie cinétique des ions dans le détecteur (voir 3.1.2). Le mécanisme d'ionisation et l'explication de cette perte d'énergie au cours de l'ionisation vont être présentés ci-après.

#### 2.1.3.1 Interaction des particules

Les noyaux de recul perdent leur énergie par interaction électromagnétique avec les atomes du gaz qu'ils traversent. Cette perte d'énergie est caractérisée par le pouvoir d'arrêt  $dE/dX$ , exprimé en  $\text{MeV}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ , qui correspond à la perte d'énergie  $dE$  sur une longueur  $dX$ . Il est possible d'exprimer cette perte d'énergie à partir de trois interactions [64] comme défini par l'équation 2.3.

$$\frac{dE}{dX} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{el} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{nuc} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{rad} \quad (2.3)$$

où  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{el}$  est le pouvoir d'arrêt électronique qui correspond aux collisions inélastiques avec les électrons des atomes du gaz. Ce pouvoir d'arrêt est responsable de la création de paires électron-ion et de l'excitation des électrons des atomes. Le coefficient  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{nuc}$  est le pouvoir d'arrêt nucléaire qui correspond aux collisions avec les noyaux des atomes du gaz. Ces noyaux mis en mouvement vont également ioniser le gaz et participeront donc à la détermination de la charge déposée en ionisation dans le détecteur. Le coefficient  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{rad}$  est le pouvoir d'arrêt radiatif et il correspond à une perte d'énergie par émission d'un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ceci intervient à proximité du champ électrique produit par le noyau d'un atome du gaz. Le mécanisme de création de paires mis en jeu lors de l'interaction du noyau de recul avec les électrons des atomes du gaz (pouvoir d'arrêt électronique) va être détaillé dans la suite.

#### 2.1.3.2 Création de paires électron-ion

Lors du parcours du noyau de recul, celui-ci peut transmettre une partie de son énergie aux électrons des atomes du gaz qu'il traverse. Si l'énergie transmise à un électron est suffisante, ce dernier se détache du noyau et forme une paire électron-ion, c'est le phénomène d'ionisation primaire discuté au 2.1.1. La perte d'énergie moyenne pour former une paire électron-ion dans un gaz, notée  $W$ , est définie par l'équation 2.4, où  $E$  est l'énergie cinétique du noyau de recul et  $N_e$  le nombre moyen de paires électron-ion formées par la perte de toute l'énergie cinétique

$E$  dans le gaz [65].

$$W = \frac{E}{N_e} \quad (2.4)$$

Si le facteur  $W$  est supposé constant, à partir de la mesure de la charge et de  $W$ , il est possible de déterminer l'énergie cinétique initiale  $E$  du noyau de recul. Comme expliqué dans [66], le facteur  $W$  varie linéairement avec le numéro atomique moyen du gaz. Dans le cas d'un mélange gazeux, il est possible de le calculer avec une combinaison linéaire des  $W_i$  de chacun des gaz composant le mélange, en prenant en compte leurs proportions volumiques  $x_i$ .

La probabilité de créer "n" paires électron-ion peut être modélisée par une loi de Poisson donnée par l'équation 2.5 [66]. Cependant, la variance de cette distribution, qui vaut  $N_e$ , ne correspond pas à celle observée expérimentalement. Afin de la corriger, il faut multiplier la variance  $N_e$  par le facteur de Fano  $F$ , déterminé empiriquement. Dans le cas des gaz, la distribution de Poisson surestime le nombre de paires électron-ion formés, le facteur  $F$  est donc inférieur à 1 [26].

$$P_n^{N_e} = \frac{(N_e)^n}{n!} e^{-N_e} \quad (2.5)$$

### 2.1.3.3 Dépendance en énergie du facteur $W$

L'hypothèse d'un facteur  $W$  constant n'est plus valable lorsque l'énergie cinétique du recul est inférieure à 1 MeV environ. Cela s'explique principalement par deux phénomènes :

- la diffusion nucléaire des ions qui peut transférer une partie de son énergie cinétique à un noyau sans créer des paires électron-ion
- la section efficace d'excitation (des électrons) qui devient non négligeable à basse énergie comparée à la section efficace d'ionisation

Pour de hautes énergies cinétiques, la diffusion nucléaire est négligeable et la compétition entre l'ionisation et l'excitation des électrons d'un atome du gaz est indépendante de l'énergie. Cette limite en énergie est située au-delà du MeV pour les ions, et dépend de la masse de l'ion, comme le montre la Figure 2.3 [65]. Cette Figure représente la dépendance du facteur  $W$  des alphas dans du  $\text{CH}_4$  à gauche et l'évolution du facteur  $W$  d'ions plus lourds, dans un gaz équivalent tissu composé de  $\text{CH}_4 + 32,4\% \text{CO}_2 + 3,2\% \text{N}_2$ , à droite. Le facteur  $W$  augmente à basse énergie correspondant à une diminution du nombre de paires électron-ion créées due à la compétition avec l'excitation des électrons et la diffusion nucléaire qui dissipe également de l'énergie.

### 2.1.4 Collection des charges

Lors de la création de paires électron-ion par ionisation du gaz, les électrons sont éjectés avec une énergie cinétique de l'ordre de quelques électronvolts. Sans l'application d'un champ électrique, ces derniers se recombineraient avec les ions. L'application d'un champ électrique permet de faire dériver ces électrons en direction de l'anode, selon l'axe qui sera noté  $Z$ . Lors

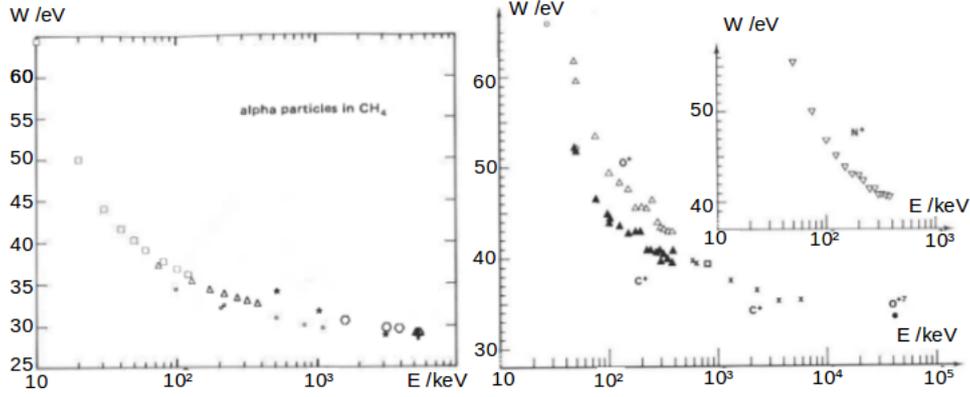


FIGURE 2.3 – L'image de gauche représente l'évolution du facteur  $W$  des alphas dans du  $\text{CH}_4$ , et celle de droite représente les évolutions des facteurs  $W$  du carbone, de l'oxygène et de l'azote dans un gaz équivalent tissu composé de  $\text{CH}_4+32,4\%\text{CO}_2+3,2\%\text{N}_2$ .

de cette dérive, les électrons vont diffuser dans les trois directions de l'espace par collisions multiples, deux types de diffusion sont alors distingués :

- la diffusion longitudinale qui correspond à une diffusion selon l'axe de la dérive (axe Z)
- la diffusion transversale qui concerne la diffusion dans un plan parallèle à l'anode (axe X et Y) perpendiculaire à la dérive de l'électron

La densité de probabilité de la position d'un électron après la dérive s'exprime sous la forme d'une gaussienne à trois dimensions selon l'équation 2.6 [66].

$$n(x, y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3}} \times \frac{\exp[-(x^2 + y^2)/4D_t t]}{2D_t t} \times \frac{\exp[-z^2/4D_l t]}{\sqrt{2D_l t}} \quad (2.6)$$

où  $D_l$  et  $D_t$  sont respectivement les coefficients de diffusion longitudinale et transversale,  $t$  la durée de la diffusion, et  $(x,y,z)$  la position finale de l'électron. Cette distribution est caractérisée par les écarts-types dans le plan transverse (X,Y) valant  $\sigma_t = \sqrt{2D_t t}$  et l'écart-type longitudinal valant  $\sigma_l = \sqrt{2D_l t}$ . En connaissant la vitesse de dérive  $v_d$  des électrons dans le gaz, la distance  $L_d$  parcourue par l'électron au cours de la dérive, et en posant  $\tilde{D}_{l/t} = \sqrt{2D_{l/t}/v_d}$ , les écarts-types s'expriment selon l'équation 2.7.

$$\sigma_t = \tilde{D}_t \sqrt{L_d} \quad \text{et} \quad \sigma_l = \tilde{D}_l \sqrt{L_d} \quad (2.7)$$

La vitesse de dérive ainsi que les coefficients de diffusion dépendent de la composition du mélange gazeux, de sa pression et du champ électrique dans l'espace de dérive. Le code de simulation MAGBOLTZ [67] permet d'estimer ces paramètres qui sont en bon accord avec des mesures expérimentales réalisées au LPSC [68]. Avec le mélange gazeux  $\text{He}+5\%\text{CO}_2$  à

700 hPa et une valeur de champ électrique de  $156,5 \text{ V.cm}^{-1}$ , les coefficients sont :

$$\begin{cases} v_d = 9,55 \mu\text{m}.ns^{-1} \pm 0,04 \mu\text{m}.ns^{-1} \\ D_t = 282,0 \mu\text{m}.\sqrt{cm}^{-1} \pm 0,7 \mu\text{m}.\sqrt{cm}^{-1} \\ D_l = 249,2 \mu\text{m}.\sqrt{cm}^{-1} \pm 20,8 \mu\text{m}.\sqrt{cm}^{-1} \end{cases} \quad (2.8)$$

## 2.1.5 Fonctionnement du détecteur Micromegas

### 2.1.5.1 Présentation

Les détecteurs Micromegas (*MICRO MESH Gaseous Structure*) ont été développés par Y. Giomataris et G. Charpak [69]. Il s'agit de détecteurs rapides permettant la mesure de l'énergie dans un haut flux de particules. Ils sont constitués d'une microgrille placée au-dessus d'une anode et séparées d'une distance constante grâce à des plots (présents tous les 2 mm) comme le montre la Figure 2.4. Cette distance est appelée zone d'amplification car elle est utilisée pour effectuer une avalanche électronique permettant l'amplification du signal. Une des difficultés de conception est de garantir un espace microgrille/anode uniforme sur tout le détecteur afin que l'amplification soit identique en tout point du détecteur.

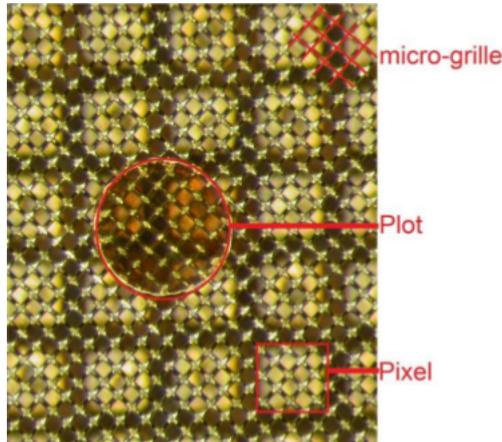


FIGURE 2.4 – Zoom sur le détecteur Micromegas du détecteur  $\mu$ TPC, à l'arrièreplan l'anode avec les pixels, au centre un plot permettant de supporter la microgrille au premier plan avec un gap constant de  $256 \mu\text{m}$ , photographie extraite de [14].

Depuis les années 2000, de nombreux développements ont conduit à différents types de détecteurs Micromegas, fonctionnant sur le même principe de mesure, mais avec des caractéristiques différentes :

- **Les Micromegas « Bulk »**, développés en 2003, est la technologie utilisée pour le détecteur  $\mu$ TPC. Il s'agit de détecteurs robustes dont l'assemblage anode/plot/microgrille est construit sur une plaque de PCB (*Printed Circuit Board*).

- **Les Micromegas « MicroBulk »**, développés en 2006, sont des détecteurs avec très peu de matière afin de réduire le bruit de fond dû à la radioactivité naturelle. La résolution en énergie de cette technologie a aussi été améliorée.
- **Les « Resistive Micromegas »** possèdent un isolant placé entre la grille et les pistes de lectures du détecteur. Cette technologie permet de dissiper très rapidement les charges et ainsi éviter les claquages qui peuvent endommager le détecteur Micromegas. Ce phénomène de claquage se produit lorsque le nombre d'électrons est trop important dans l'espace d'amplification, ce qui peut arriver lors de mesures à haut flux de particules et/ou avec un fort gain d'amplification.

Depuis le début du projet, en 2006, c'est la technologie « Bulk » qui a été retenue pour équiper le détecteur  $\mu$ TPC. Il s'agit d'une technologie robuste, ce qui était idéal pour effectuer le développement d'un nouveau détecteur. De plus, il s'agissait du procédé de fabrication le plus éprouvé garantissant un gap constant pour une taille de détecteur carré de 10,8 cm de côté. La fabrication des plots, qui permettent l'obtention d'un gap constant entre l'anode et la microgrille, est réalisée par un procédé d'attaque chimique [15]. Les pixels de l'anode sont positionnés sur un PCB (*Printed Circuit Board*) lors de la fabrication et des études par simulation ont montré que la lecture de l'anode nécessitait des pixels de 200  $\mu\text{m}$  de largeur [15]. La Figure 2.5 représente l'assemblage réalisé pour l'installation du détecteur Micromegas dans le détecteur  $\mu$ TPC. L'interface, notée (b), est un sandwich composé de PCB et de cuivre (pour le blindage magnétique) d'environ 0,5 cm d'épaisseur garantissant la rigidité du montage et assurant l'étanchéité du détecteur  $\mu$ TPC. Elle permet aussi un passage électrique entre le détecteur Micromegas, plaque (a), et la carte électronique (c) effectuant la lecture des pistes de l'anode pixelisée. Cet ensemble est supporté par une plaque en acier de 2 cm d'épaisseur (non représentée ici) permettant de fixer ce dispositif sur le détecteur.

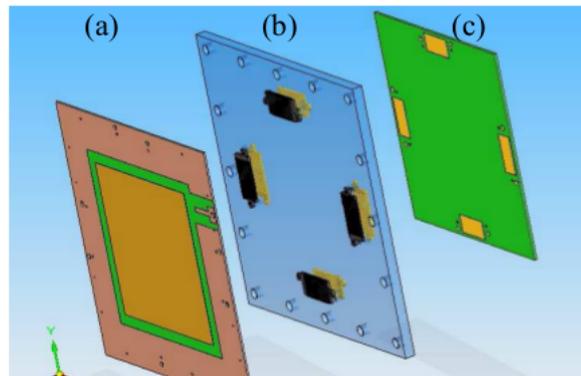


FIGURE 2.5 – Schéma de l'assemblage réalisé pour le détecteur  $\mu$ TPC entre le détecteur Micromegas et la carte électronique servant à la lecture de l'anode. Le PCB (a) supporte le Micromegas en son centre, la plaque (b) est un sandwich de PCB et de cuivre de 0,5 cm d'épaisseur garantissant la rigidité et assurant l'étanchéité, et le PCB (c) est la carte électronique [15].

### 2.1.5.2 Passage de la grille

La grille du détecteur Micromegas est un maillage micrométrique permettant la séparation entre l'espace de dérive et celui d'amplification. Les électrons primaires, issus de l'ionisation par le noyau de recul, doivent la traverser afin d'être amplifiés. Au cours de la dérive, les électrons suivent les lignes de champ formées par la différence de potentiel appliquée entre la cathode et la microgrille mais celles-ci sont déformées au niveau de la microgrille comme le montre la Figure 2.6 de gauche [16]. Le nombre d'électrons la traversant est caractérisé par la transparence de la grille aux électrons qui dépend du rapport entre le champ électrique de dérive et celui d'amplification comme le montre la Figure 2.6 de droite [15]. Pour une Micromegas de  $256\mu\text{m}$  (identique à celle installée dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ ), la transparence de la microgrille aux électrons est maximale pour un rapport des champs électriques de dérive et d'amplification compris entre 0,002 et 0,01, avec un mélange gazeux composé de  ${}^4\text{He}+5\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ . Il est recommandé de rester dans cette gamme de fonctionnement même si *in fine*, le mélange gazeux utilisé dans le détecteur est différent.

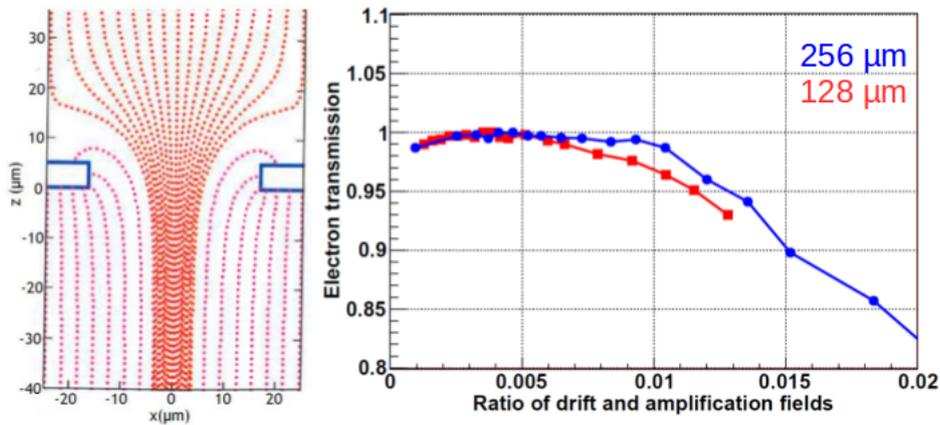


FIGURE 2.6 – À gauche, une visualisation des lignes de champs au voisinage de la grille d'une Micromegas qui est représenté par les rectangles bleus [16]. À droite, l'évolution de la transparence de la grille en fonction du rapport entre le champ électrique de dérive et celui d'amplification mesurée avec une source de  ${}^{55}\text{Fe}$  pour une Micromegas de  $256\mu\text{m}$  en bleu et de  $128\mu\text{m}$  en rouge. Le mélange gazeux utilisé est 95% Ar+5%  $i\text{C}_4\text{H}_{10}$  [15].

### 2.1.5.3 Amplification

Après le passage de la grille, les électrons entrent dans la zone d'amplification. Dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ , cette zone est de  $256\mu\text{m}$  où est appliqué une tension supérieure à 400 V ce qui conduit à un champ électrique de l'ordre de  $16\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ . Avec une telle valeur de champ électrique, le libre parcours moyen des électrons est très faible, ils vont donc ioniser le gaz à leur tour ce qui produit un phénomène d'avalanche électronique permettant d'amplifier le signal.

Une avalanche électronique est caractérisée par le gain de l'amplification, c'est-à-dire le nombre d'électrons générés par électron incident. L'équation 2.9 permet de calculer le nombre d'électrons générés lors d'une avalanche  $N(d)$ , pour une distance  $d$  d'amplification à partir du nombre d'électrons primaires traversant la grille  $N_0$  et du coefficient de Townsend  $\alpha$  qui représente le nombre d'électrons produits par unité de distance pour un électron incident. Le gain de l'amplification vaut alors  $e^{\alpha d}$ .

$$N(d) = N_0 e^{\alpha d} \quad (2.9)$$

Le nombre d'électrons générés lors de l'avalanche peut être mesuré, ou simulé à l'aide du logiciel Garfield++ [70]. Il a été montré que la distribution du nombre d'électrons générés  $N$  lors d'une avalanche s'approche d'une distribution de Polya  $f(N)$  (voir [64]) définie par l'équation 2.10.

$$f(N) = \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \times \left(\frac{N}{\bar{N}}\right)^\theta \times \exp\left(-\frac{N}{\bar{N}}(1 + \theta)\right) \quad (2.10)$$

où  $\Gamma$  est la fonction d'Euler,  $\bar{N}$  est le gain moyen (c'est-à-dire le nombre moyen d'électrons produits lors de l'avalanche) et  $\theta$  le paramètre de Polya. L'écart type de cette distribution est  $\sigma^2 = \bar{N}^2/(\theta + 1)$ .

Le gain, lié à cette amplification, dépend de la valeur du champ électrique présent dans l'espace d'amplification. Sur la Figure 2.7 [15] est représenté le gain d'une Micromegas de 256  $\mu\text{m}$  mesuré avec une source alpha (en vert) ou une source de  $^{55}\text{Fe}$  (en bleu) montrant une variation du gain entre 3 et  $2 \cdot 10^4$  en fonction de la valeur du champ électrique appliqué. La courbe rouge correspond au gain d'une Micromegas de 128  $\mu\text{m}$  mesuré avec une source de  $^{55}\text{Fe}$ . Dans ce cas, il faut appliquer une tension plus importante pour obtenir le même gain qu'avec un détecteur Micromegas de 256  $\mu\text{m}$ .

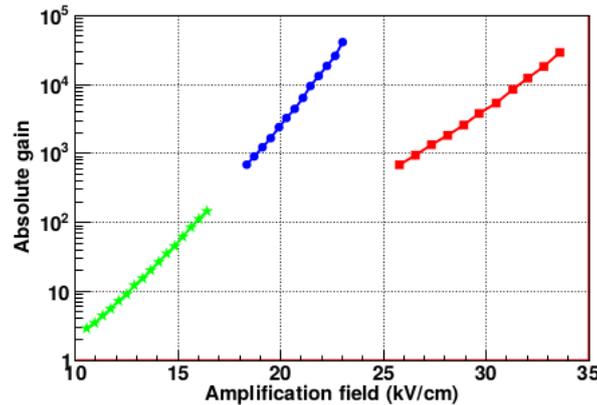


FIGURE 2.7 – Valeur du gain d'une Micromegas de 256  $\mu\text{m}$  mesuré avec une source alpha en vert, avec une source de  $^{55}\text{Fe}$  en bleu, et le gain d'une Micromegas de 128  $\mu\text{m}$  mesuré avec une source de  $^{55}\text{Fe}$  en rouge [15]. Le gaz utilisé pour ces mesures est composé d'Ar+5% iC<sub>4</sub>H<sub>10</sub>.

D'après la figure 2.7, le gain dans un mélange d'argon et d'isobutane avec un champ électrique d'environ 16  $\text{keV} \cdot \text{cm}^{-1}$ , est de  $10^2$ . Or une étude de l'amplification dans les détecteurs

Micromegas [64] a montré que le gain de l'amplification est plus grand dans un mélange gazeux à base d'hélium-4 que dans un gaz à base d'argon. Ainsi, le gain dans le détecteur Micromegas utilisé dans le détecteur  $\mu$ TPC sera supérieur à  $3.10^3$ .

Lors de l'avalanche, il y a une compétition entre excitation des électrons des atomes du gaz et création de paires électron-ion. L'excitation des électrons engendre l'émission de nombreux photons qu'il faut absorber, à l'aide d'un gaz *quencheur*, afin de rester dans un régime de fonctionnement proportionnel. Dans le cas de mesures de champs neutroniques jusqu'à 6,5 MeV, il s'agit du  $\text{CO}_2$  qui est présent à 5% dans le mélange gazeux.

#### 2.1.5.4 Pixellisation de l'anode

L'anode utilisée dans le détecteur  $\mu$ TPC est une Micromegas, de type « Bulk », carrée de 10,8 cm de côté. Celle-ci est pixelisée ce qui signifie que les positions X et Y de détection des électrons sont possibles à l'aide d'une électronique adaptée (voir 2.1.6). Cette information est nécessaire pour reconstruire l'image de la trace dans le détecteur utilisée pour déterminer l'angle de diffusion  $\theta$  de la diffusion élastique. L'anode pixelisée comporte 256 pistes de pixels en X et en Y, soit 512 voies de lecture.

Les voies de lecture des pixels de l'anode du détecteur  $\mu$ TPC sont schématisées sur la Figure 2.8 de gauche. Les pixels font  $200 \mu\text{m}$  séparés par un espace de  $100 \mu\text{m}$  ce qui implique que la distance entre deux voies de lecture soit de  $424 \mu\text{m}$  (voir Figure 2.8 de droite). De plus, les plans de lecture des pistes X et Y sont situés à des profondeurs différentes ce qui permet de gagner de la place. L'identification des pixels déclenchés est réalisée par coïncidence entre les pistes X et Y.

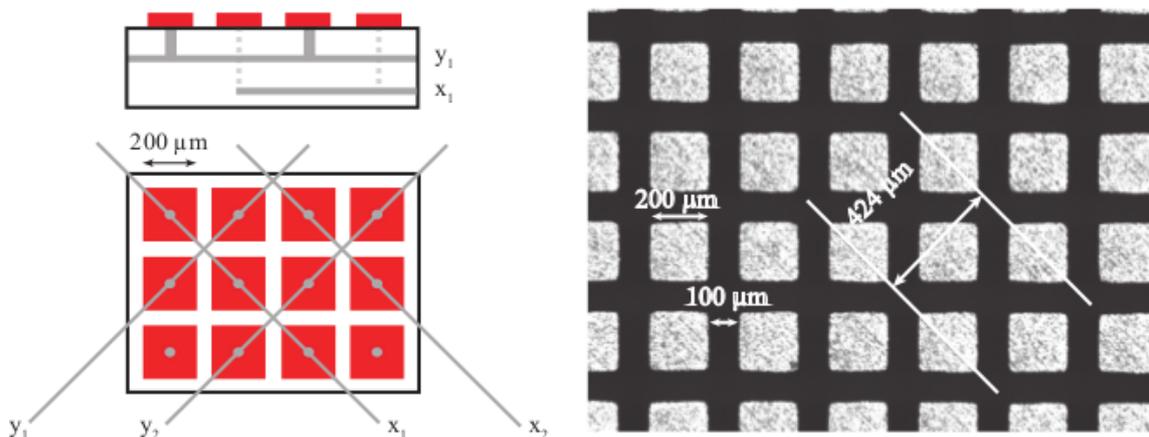


FIGURE 2.8 – Un schéma des voies de lecture du détecteur Micromegas de la  $\mu$ TPC est représenté sur l'image de gauche. À droite, une photographie d'une partie des pixels de l'anode [15].

## 2.1.6 Électronique de mesure

Le détecteur Micromegas permet de mesurer l'énergie déposée par ionisation, dans le volume actif du détecteur  $\mu$ TPC, par le signal induit sur la microgrille et les positions (X,Y) des électrons détectés par la coïncidence entre les pistes de pixels X et Y déclenchées. Afin de reconstruire la trace du noyau de recul en 3D dans le détecteur, il faut obtenir la coordonnée Z des électrons détectés. Pour cela, une électronique de mesure rapide a été spécialement développée par le LPSC de Grenoble pour la lecture de l'anode avec une fréquence d'échantillonnage de 50 MHz [17].

### 2.1.6.1 Mesure de l'énergie d'ionisation des événements

Lors de l'avalanche électronique, le déplacement des charges va induire un courant sur la microgrille de l'anode (théorème de Ramo [26]). Le gain de l'amplification est constant sur tout le détecteur Micromegas puisque le gap entre l'anode et la grille est constant. Ceci implique que le courant généré sur la grille est proportionnel au nombre d'électrons primaires détectés et donc à l'énergie déposée par l'ionisation due au noyau de recul dans le volume actif du détecteur  $\mu$ TPC. Ce courant est mesuré à l'aide d'un préamplificateur de charges spécialement développé par le LPSC pour cette application. Ce préamplificateur peut être assimilé à un circuit RC qui permet d'intégrer le courant. La lecture de la sortie du préamplificateur est effectuée toutes les 20 ns (fréquence d'échantillonnage de 50 MHz), par le flash ADC de la carte électronique, ce qui permet de construire le signal de collection de charge comme présenté sur la Figure 2.9. En sortie de flash ADC, l'amplitude du signal est digitalisée sur 4096 canaux ADC et l'énergie déposée par ionisation correspond à la différence entre le maximum et le minimum du signal de collection de charge.

La charge collectée augmente au cours du temps, c'est-à-dire au cours des échantillonnages temporels appelés « *Time slices* », pour arriver à un maximum. À la suite du maximum, une décroissance du signal peut être observée dont le temps caractéristique  $\tau$  vaut  $R \times C$  dans le cas d'un circuit RC. Pour déterminer l'énergie déposée par ionisation, il faut que le temps caractéristique de la décroissance soit beaucoup plus grand que le temps de montée du signal, c'est-à-dire que le temps entre le maximum et le minimum de la courbe de collection de charge.

Le signal en sortie du flash ADC est utilisé pour définir le début et la fin d'un événement lors des mesures. Ainsi, lorsque la différence d'amplitude entre 32 échantillons consécutifs (une valeur toutes les 20 ns) est supérieure au seuil défini par l'utilisateur, l'acquisition enregistre l'événement. Cela permet de ne pas déclencher l'enregistrement d'un « événement » sur le bruit électronique. La fin d'un événement est définie à partir de la position du maximum de la collection de la charge. Afin de s'assurer que l'événement est bien fini, l'acquisition enregistre 128 *Time slices* après le maximum. La valeur du nombre d'échantillons enregistrés entre le maximum et la fin d'un événement peut être modifiée en fonction des besoins mais celle-ci ne l'a pas été durant cette thèse. Si cette valeur est trop grande, il y a un risque d'empilement c'est-à-dire d'acquies un second événement sans que le premier soit terminé. Dans ce cas,

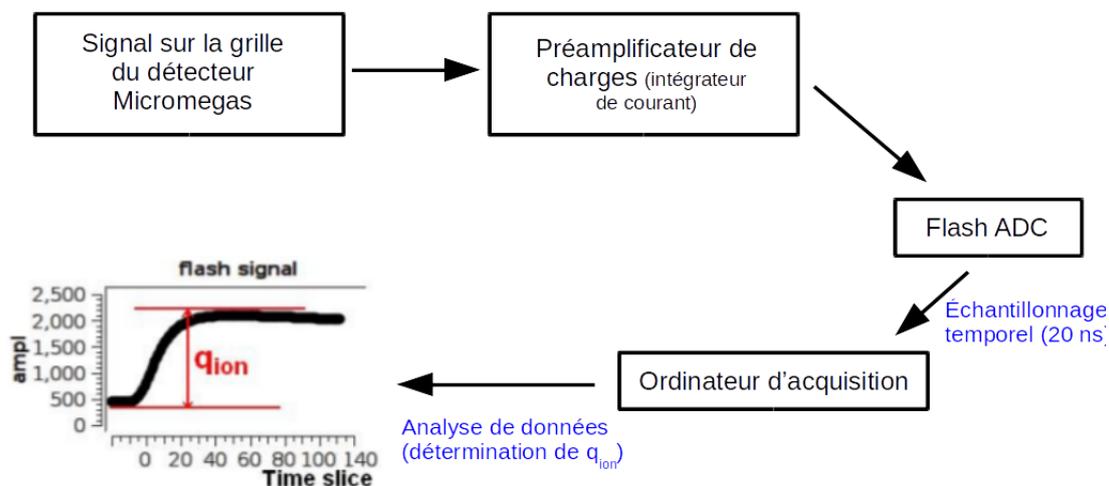


FIGURE 2.9 – Schéma de la chaîne électronique de mesure du signal généré sur la grille du détecteur Micromegas.

l'énergie de l'événement correspond à deux noyaux de reculs et la trace également, ce type d'événements n'est pas exploitable.

### 2.1.6.2 Lecture des pistes de l'anode

L'électronique de mesure est aussi en charge de la lecture des 512 voies des pistes, 256 pour les voies X et autant pour les voies Y. Pour cela, l'équipe MIMAC du LPSC a développé des ASICs (*Application Specific Integrated Circuit*) permettant la lecture de 64 pistes, le diagramme en bloc d'un quart d'ASIC est donné sur la Figure 2.10 [17]. Dans un ASIC, chacune des 64 pistes de mesure est traitée de manière identique. Tout d'abord, le courant est amplifié 15 fois avant d'être comparé au seuil de la piste qui est fixé juste au-dessus du bruit électronique de celle-ci par un algorithme automatique d'auto-calibration. Sur chaque voie de lecture est ajouté un auto-zéro afin de limiter le courant d'offset et ainsi d'augmenter l'efficacité du comparateur de courant. La sortie des comparateurs est échantillonnée avec une fréquence de 50 MHz et une sérialisation des voies permet de les synchroniser avant de les envoyer au FPGA.

### 2.1.6.3 Synchronisation des informations d'un événement

Un ASIC permet la lecture de 64 pistes de l'anode. Comme celle-ci en possède 512, 8 ASIC sont utilisés pour effectuer la lecture de toutes les pistes de l'anode tous les 20 ns. L'horloge de chaque ASIC étant identique, cela permet de synchroniser les 512 pistes de lecture. Comme vu précédemment, le flash ADC permet le traitement du signal de sortie du préamplificateur de charge. Les informations sur l'énergie et sur les pistes sont mesurées et envoyées séparément au FPGA qui les synchronise avant d'envoyer ces informations au PC d'acquisition. Le schéma complet de l'électronique, regroupant toutes ces étapes, est donné sur la Figure 2.11.

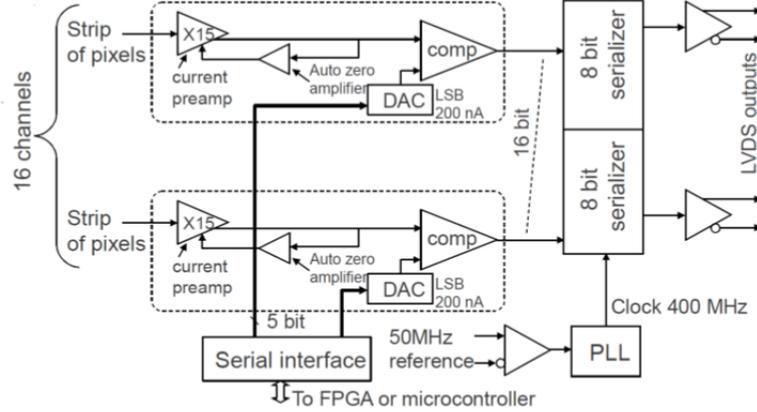


FIGURE 2.10 – Diagramme en bloc d’un quart d’ASIC [17].

## 2.2 Simulation du détecteur

La fonction de réponse d’un détecteur est le lien entre les observables mesurées et les grandeurs d’intérêt. Celle-ci dépend de la géométrie du détecteur ainsi que de tous les mécanismes physiques intervenant dans le processus de mesure. Afin d’estimer la fonction de réponse du détecteur  $\mu$ TPC, D. Maire a développé pendant sa thèse [14] deux algorithmes appelés « modèle direct » et « modèle indirect (ou inverse) » qui permettent respectivement de modéliser la réponse du détecteur et de reconstruire le spectre neutronique à partir des observables de mesures [14]. Ces codes de calcul sont écrits en C++ et utilisent des classes de la bibliothèque du logiciel ROOT [71]. Dans cette partie, le fonctionnement de ces deux algorithmes va être brièvement expliqué et les améliorations qui y ont été apportées au cours de cette thèse seront présentées.

### 2.2.1 Modélisation du détecteur : modèle direct

Le détecteur  $\mu$ TPC a été développé pour devenir un étalon primaire pour la mesure de l’énergie et de la fluence neutronique. Pour cela, le détecteur ne doit pas être étalonné auprès d’une source de neutrons. L’étalonnage en énergie est effectué par la mesure des alphas et des lithium-7 provenant de la réaction  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  (voir la section 3.1.3) tandis que le calcul de la fluence neutronique nécessite de connaître la réponse du détecteur. Afin d’éviter un étalonnage auprès d’un champ neutronique, le modèle direct a été développé pour quantifier l’effet du calcul de l’angle de diffusion  $\theta$  et des critères de sélection sur la fluence neutronique. Ainsi, le modèle direct permet de simuler la détection des électrons primaires, issus de l’ionisation produite par un recul dans le gaz.

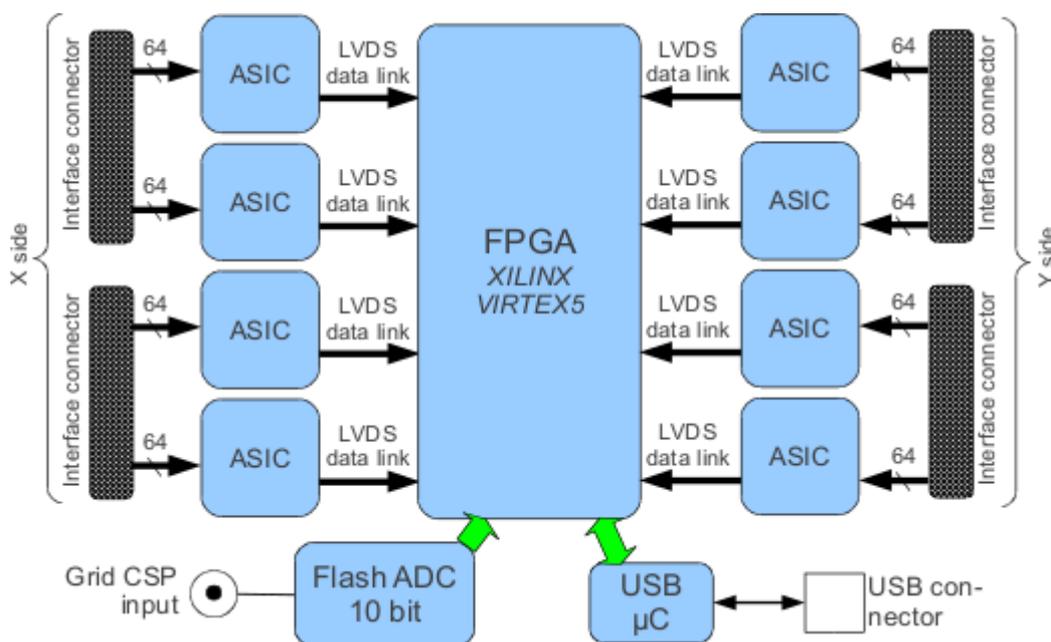


FIGURE 2.11 – Schéma complet de l'électronique de mesure du détecteur  $\mu$ TPC [17].

### 2.2.1.1 Fonctionnement du modèle en 2015

Le modèle direct est constitué de plusieurs codes Monte-Carlo et de fonctions spécialement développées pour modéliser aussi précisément que possible les mécanismes physiques depuis la collision élastique des neutrons dans le gaz jusqu'au déclenchement des pistes de l'anode. Le fonctionnement du modèle direct est illustré sur la Figure 2.14 [14] et son fonctionnement suit les étapes suivantes :

1. La première étape consiste à obtenir une simulation du spectre en énergie des neutrons détectés expérimentalement. Le code TARGET [40], développé au PTB (Institut National de Métrologie Allemand), permet de simuler le champ neutronique produit à partir des matériaux et de l'épaisseur de la cible, la composition et l'énergie du faisceau d'ions et de l'angle de mesure par rapport à l'axe de propagation du faisceau d'ions incident.
2. La seconde étape est la modélisation de la détection neutronique dans le détecteur  $\mu$ TPC. La modélisation du champ neutronique issu de TARGET est utilisée comme donnée d'entrée dans le logiciel MCNPX [50] qui simule le transport et les interactions des particules à n'importe quelle énergie. L'interaction des neutrons est simulée grâce aux sections efficaces de réaction issues des bases de données comme ENDF.B-VI. Le logiciel easyptrac [72] a été développé au LMDN pour exploiter le fichier "ptrac" de MCNP ce qui permet de récupérer l'information sur les positions des interactions des neutrons dans le détecteur ainsi que l'énergie cinétique et l'angle de diffusion des noyaux de reculs créés lorsqu'il y en a.
3. Le parcours des reculs dans le gaz est simulé avec le logiciel SRIM/TRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter/Transport of Ions in Matter*) [63] qui est un des codes les

plus reconnus et les plus précis pour simuler l'interaction des ions dans la matière [73]. Il permet de définir la trajectoire du noyau de recul et donne les pertes d'énergie tout au long de la trace.

4. Comme vu au 2.1.3, le nombre de paires électron-ion dépend de l'énergie moyenne de création d'une paire  $W$ . Le processus d'ionisation suit une loi de Poisson avec un facteur de Fano  $F$  inférieur à 1 modélisant la répartition des charges. En première approximation,  $F$  est pris égal à 1 pour se placer dans le cas le plus défavorable et à partir des pertes d'énergie fournies par TRIM, la position des électrons est déterminée tout le long de la trace du recul.
5. La diffusion des électrons dans les trois directions de l'espace dépend des coefficients de diffusion longitudinal et transversal (voir 2.1.4). De plus, l'anode est lue toutes les 20 ns expérimentalement, il faut donc modéliser cette lecture. Cela est effectué en tenant compte de la vitesse de dérive des électrons qui permet de passer d'une variable temporelle à une coordonnée spatiale. Ces trois paramètres sont simulés par le code MAGBOLTZ [67] développé par S. Biagi, et sont calculés en fonction du type de gaz, de sa pression, sa température et du champ électrique imposé.
6. La pixellisation ainsi que le découpage en temps (*Time slice*) sont effectués avec un code écrit en C++. En fonction de la position  $(X,Y)$ , les numéros de pistes correspondantes sont déclenchés sachant qu'un pixel fait  $424 \mu\text{m}$  de large. Le numéro de *time slice* est calculé en fonction de la coordonnée  $Z$  de création, de la diffusion longitudinale et de la vitesse de dérive.

### 2.2.1.2 Améliorations

Le modèle direct a été validé lors de la thèse de D. Maire [14] puisque celui-ci a permis la détermination d'une méthode d'analyse conduisant à la reconstruction de l'énergie et de la fluence neutronique entre 27 keV [74] et 565 keV [14]. Cependant deux modifications ont été apportées à cet algorithme pendant cette thèse.

La première a été au niveau de la modélisation du détecteur avec MCNPX. En effet, des modifications ont été effectuées pour que celle-ci soit la plus représentative du détecteur. Ainsi, le capteur de pression a été remplacé par un nouveau et la géométrie des vannes et du pied du détecteur a été corrigée comme le montre la Figure 2.13. De plus, les deux porte-cibles, qui sont représentés par les deux tiges violettes pointées vers le haut, qui servaient à l'étalonnage du détecteur à basse énergie, ont été enlevés (voir 3.1.3 pour les détails sur l'étalonnage du détecteur).

La seconde amélioration concerne la gestion des électrons primaires générés en dehors du volume de détection. Deux types de traces sortants du détecteur sont distingués :

1. les traces sortant dans le plan  $(X,Y)$ , c'est-à-dire par l'un des côtés de l'anode
2. les traces qui sortent selon l'axe  $Z$ , c'est-à-dire en traversant la cathode ou l'anode

Dans le premier cas, les électrons qui sont générés ne déclencheront pas de piste de l'anode car leur position  $(X,Y)$  ne correspond pas à la position de l'anode. Le traitement des ces électrons

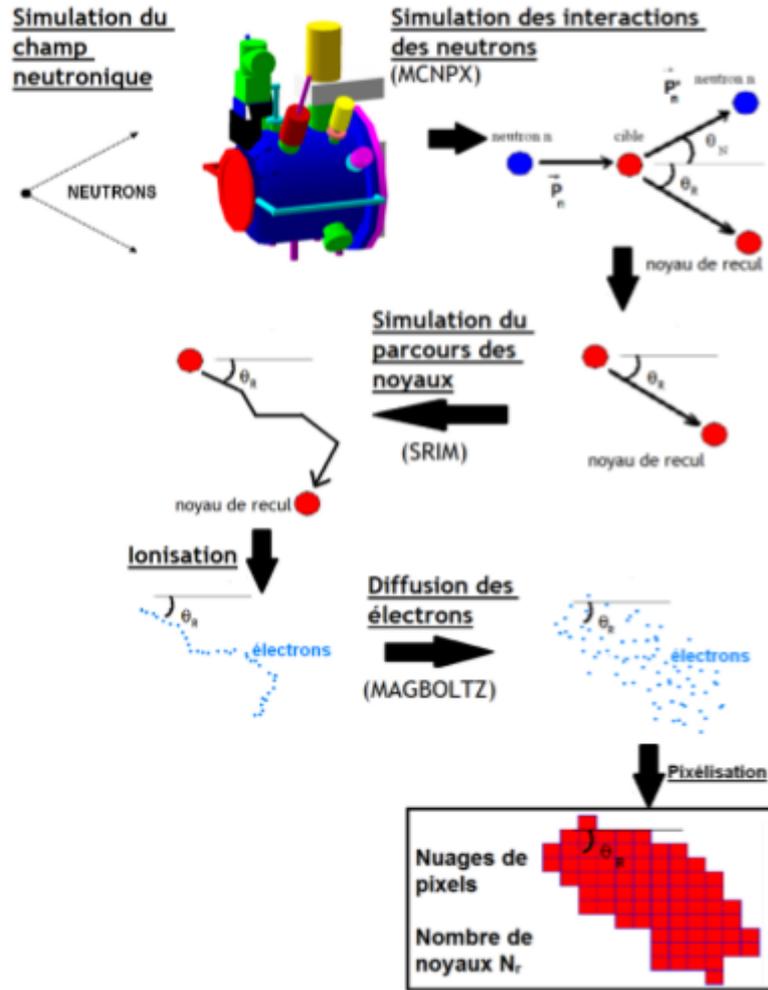


FIGURE 2.12 – Schéma du fonctionnement de la modélisation des données du détecteur  $\mu$ TPC [14].

n'apportait pas d'erreur mais un gain de temps de calcul est possible en ne les traitant pas. Mais dans le deuxième cas, les électrons créés de l'autre côté de la cathode ou de l'anode, en dehors du volume de détection, ne seront pas collectés dans le cas expérimental car ils ne sont pas soumis à un champ électrique. Ne pas considérer les électrons créés en dehors du volume de détection pour le déclenchement des pixels de l'anode constitue la principale correction effectuée sur le modèle direct durant cette thèse.

## 2.2.2 Reconstruction de l'énergie des neutrons : modèle indirect

L'énergie des neutrons  $E_n$  se calcule à partir de l'énergie cinétique des noyaux de recul  $E_R$ , de l'angle de diffusion  $\theta$  et du facteur de masse  $\frac{(m_n+m_r)^2}{4m_n m_r}$  qui tient compte de la différence

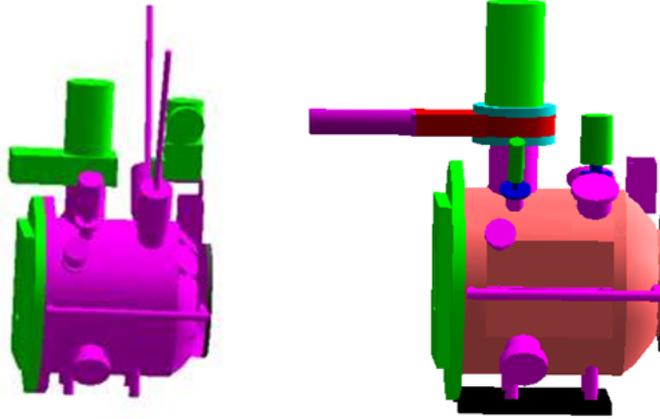


FIGURE 2.13 – Modélisation du détecteur  $\mu$ TPC en 2015 à gauche et modélisation actuelle à droite.

des masses du neutron incident et du noyau de recul comme donnée par l'équation 2.11.

$$E_n = \frac{(m_n + m_r)^2}{4m_n m_r} \times \frac{E_r}{\cos^2(\theta)} \quad (2.11)$$

Le modèle indirect est l'algorithme permettant de calculer l'énergie des neutrons à partir des observables de mesure, à savoir l'énergie déposée par ionisation dans le détecteur et les pixels déclenchés sur l'anode comme schématisé sur la Figure 2.14 [14]. Les détails du calcul de l'énergie cinétique des noyaux de recul et leurs angles de diffusion sont développés ci-après.

### 2.2.2.1 Reconstruction de l'angle de diffusion des noyaux de recul

#### Principe de calcul [14]

L'angle de diffusion est calculé à partir des pixels déclenchés sur l'anode qui donnent accès aux positions X et Y des électrons primaires détectés. La coordonnée Z est fournie grâce à la lecture toutes les 20 ns des pixels déclenchés, chaque lecture est appelée *time slice*. Ainsi, l'électronique du détecteur fournit deux projections : les pixels X et Y déclenchés pour chaque *time slice* comme le montre la Figure 2.15 pour un recul d'hélium-4 de 471 keV mesuré dans le détecteur  $\mu$ TPC.

À partir de ces projections, la coïncidence des pistes X et Y déclenchées notée  $n_{X_i}$  et  $n_{Y_i}$ , où  $i$  représente le numéro du *time slice*, permet de localiser les pixels déclenchés dans le plan (X,Y) du  $i^{\text{ème}}$  *time slice*. Sachant que la taille d'un pixel  $\Delta_d$  est de 424  $\mu\text{m}$ , la conversion en coordonnées spatiales  $X_i$  et  $Y_i$  des pixels déclenchés est effectuée selon l'équation 2.12, en supposant que le premier *time slice* est à  $Z=0$ .

$$X_i = n_{X_i} \times \Delta_d \quad \text{et} \quad Y_i = n_{Y_i} \times \Delta_d \quad (2.12)$$

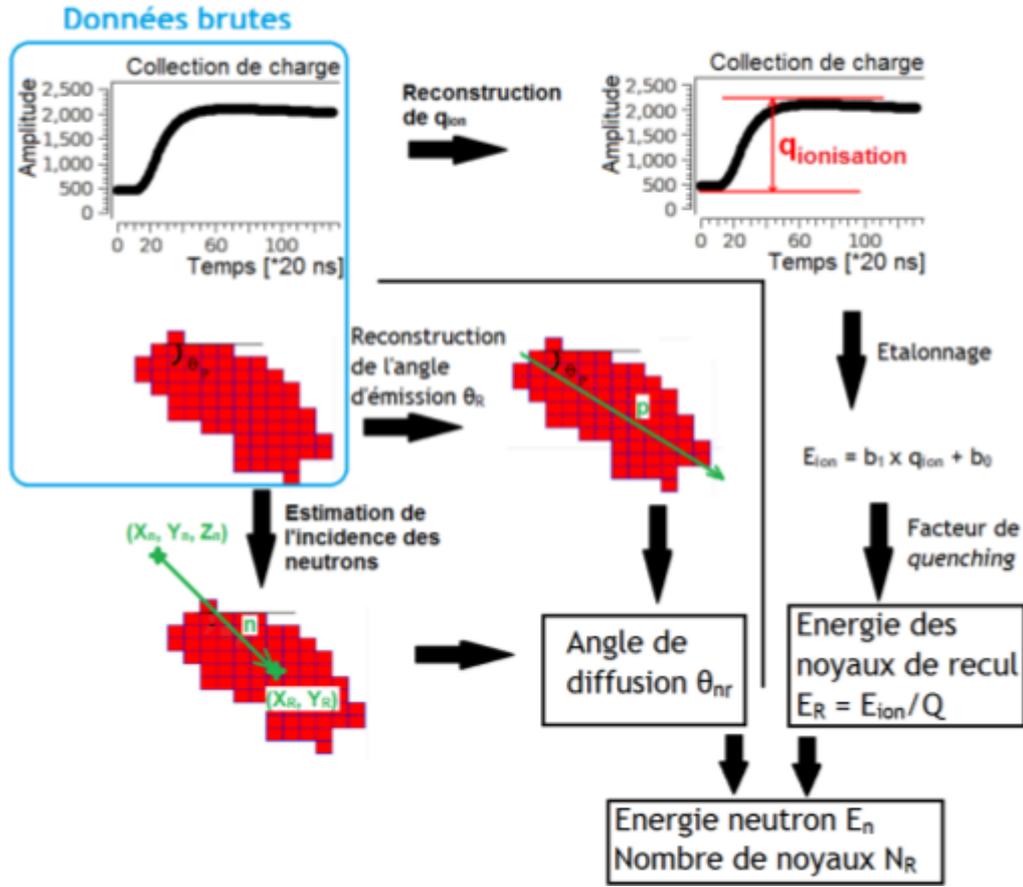


FIGURE 2.14 – Schéma du fonctionnement de la reconstruction de l'énergie neutronique à partir des observables de mesure [14].

La distance  $Z_i$  correspondant à la  $i^{\text{ème}}$  *time slice*, par rapport au premier, est calculée grâce à la vitesse de dérive  $v_d$  des électrons et le temps écoulé entre deux *time slice*  $\Delta_t$ , à savoir 20 ns, selon l'équation 2.13.

$$Z_i = v_d \times \Delta_t \times (i - 1) \quad (2.13)$$

Ceci permet de reconstruire le nuage de points en trois dimensions en coordonnées spatiales comme le montre la Figure 2.16. Cette trace est la reconstruction en trois dimensions des deux projections (XZ) et (YZ) de la Figure 2.15, correspondant à la trace d'un hélium-4 de 471 keV en ionisation mesuré avec le détecteur  $\mu$ TPC.

Afin de calculer l'angle de diffusion  $\theta$ , il faut déterminer la direction du noyau de recul  $\vec{r}$ , et la direction du neutron incident  $\vec{n}$ . Avec ces deux informations, le cosinus de l'angle de diffusion est obtenu par un produit scalaire des deux directions précédentes comme explicité par l'équation 2.14.

$$\cos(\theta) = \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{\|\vec{n}\| \cdot \|\vec{r}\|} \quad (2.14)$$

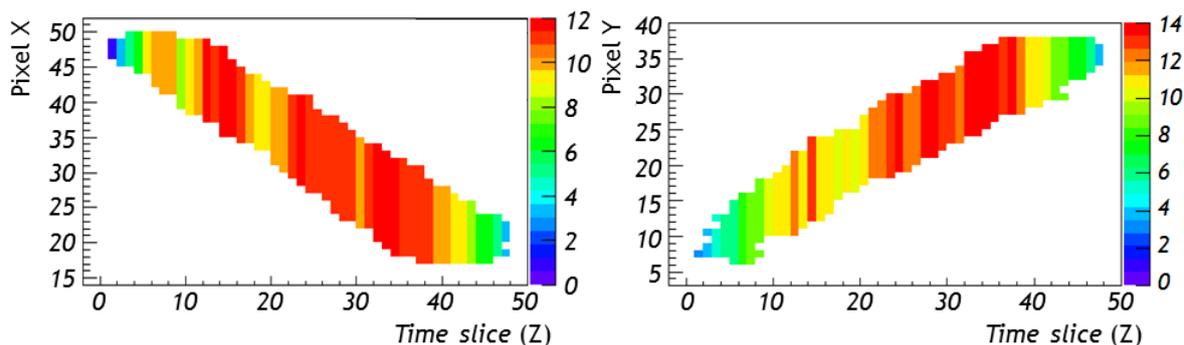


FIGURE 2.15 – Projections des pixels X déclenchés pour chaque time slice à gauche et des pixels Y pour chaque *time slice* à droite, d'un recul d'hélium-4 de 471 keV en ionisation mesuré avec le détecteur  $\mu$ TPC.

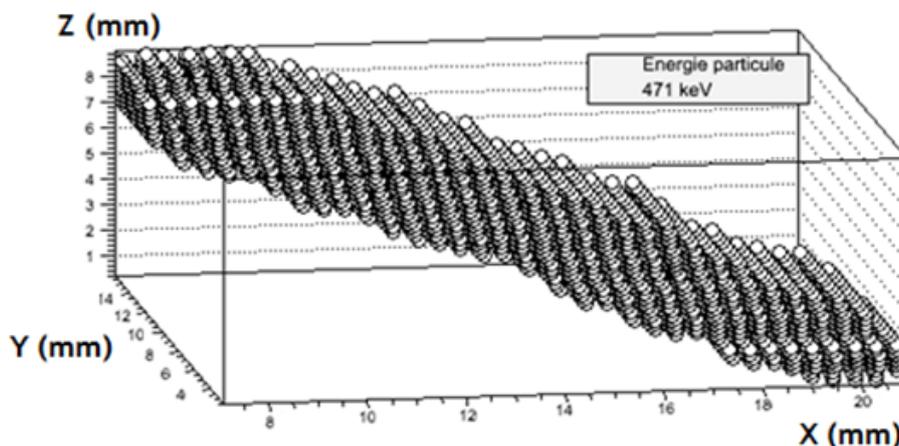


FIGURE 2.16 – Reconstruction en trois dimensions du nuage d'électrons primaires, créé par l'ionisation d'un hélium-4 de 471 keV. Ce nuage de points correspond à la reconstruction 3D des deux projections de la Figure 2.15.

### Détermination de la direction des neutrons

Les « neutrons directs » correspondent à des neutrons qui proviennent de la cible et dont la première interaction est une diffusion élastique sur un noyau de gaz dans le détecteur. Dans ce cas, la trajectoire du neutron est rectiligne et les informations sur la position d'émission du neutron et sur la position de l'interaction avec le noyau de recul dans le détecteur sont suffisantes pour déterminer l'angle de diffusion. Le neutron provenant directement de la cible, la position d'émission correspond à la position de la cible et est notée  $(X_s, Y_s, Z_s)$ .

Les positions  $(X_R, Y_R)$  de la collision élastique entre le neutron et le noyau du gaz sont déterminées à partir de la trace du noyau de recul. En effet, lors d'une mesure, la source de neutrons est placée dans l'axe du détecteur tel que l'on a l'enchaînement suivant : source de neutron - cathode - zone de dérive - anode. Ainsi les noyaux de recul sont dirigés vers l'anode puisque l'angle de diffusion ne peut excéder  $90^\circ$  dans le référentiel du laboratoire. Dans ce cas, l'interaction se produit sur l'extrémité de la trace la plus proche de la cathode. Or les électrons produits proches de la cathode sont les derniers détectés par l'anode car ils ont une

distance de dérive plus importante que les électrons proches de l'anode. Les positions  $(X_R, Y_R)$  de la diffusion élastique sont donc calculées comme le barycentre des charges du dernier *time slice* mesuré sur l'anode qui correspond au barycentre des premières charges créées dans le détecteur.

La position  $Z_R$  de la diffusion élastique ne peut être mesurée dans le détecteur (voir les améliorations possibles au 5.3), seule la distance entre deux *time slice* est bien déterminée. Une étude de sensibilité de la position  $Z_R$  a été effectuée pour évaluer son impact sur la reconstruction angulaire (voir la section 3.2.2.2). Celle-ci a démontré que la position  $Z_R$  n'avait que très peu d'influence sur la reconstruction angulaire, et il a donc été choisi de fixer cette position à la moitié de la zone de dérive pour toutes les traces détectées, soit à 8,85 cm de l'anode.

À partir de la position d'émission des neutrons  $(X_s, Y_s, Z_s)$  et de la position d'interaction dans le détecteur  $(X_R, Y_R, Z_R)$ , le vecteur directeur associé à la direction des neutrons vaut  $\vec{n} = (X_R - X_s, Y_R - Y_s, Z_R - Z_s)$

### Détermination de la direction du noyau de recul

La détermination du vecteur directeur associé à la direction du noyau de recul est effectuée avec le nuage de points en trois dimensions. Différentes méthodes ont été comparées pour définir la méthode permettant la reconstruction angulaire avec la plus grande précision et l'incertitude la plus faible possible. La méthode utilisée pendant cette thèse est une analyse en composantes principales du nuage de points en trois dimensions. Il s'agit d'une méthode analytique, basée sur le calcul matriciel, issue du travail de K. Pearson [75] (voir les détails des études de comparaison et de la méthode choisie dans le paragraphe 3.2.2.1).

Cette méthode permet de définir le vecteur direct  $\vec{r}$  associé à la direction du noyau de recul dans le gaz. La direction du neutron  $\vec{n}$  ayant été déterminée précédemment, le calcul du cosinus de l'angle  $\theta$  avec l'équation 2.14 est possible. Il reste à présent à calculer l'énergie cinétique du noyau de recul afin d'évaluer l'énergie du neutron incident.

#### 2.2.2.2 Reconstruction de l'énergie cinétique des noyaux de recul

Comme expliqué au paragraphe 2.1.6.1, l'énergie déposée par ionisation dans le détecteur est calculée à partir du signal de collection de charges mesurées sur la microgrille de l'anode à l'aide d'un préamplificateur de charge. Cette énergie correspond à la différence entre le maximum et le minimum du signal de collection. Elle est notée  $q_{ion}$  et est exprimée en canal ADC puisqu'elle est digitalisée par le flash ADC de la carte électronique. La droite d'étalonnage du détecteur (voir 3.1.3), préalablement déterminée, permet de calculer l'énergie déposée en keV dans le détecteur selon l'équation 2.15.

$$E_{ion} = b_1 \times q_{ion} + b_0 \quad (2.15)$$

L'énergie déposée par ionisation n'est jamais identique à l'énergie cinétique du noyau de recul, une partie de l'énergie est dissipée par des collisions noyau-noyau ou bien par excitation des électrons sans création de paires électron-ion comme expliqué dans le paragraphe 2.1.3.3. Cette perte d'énergie est estimée grâce au facteur de *quenching* en ionisation (FQI), qui relie l'énergie cinétique des noyaux de recul  $E_R$  et l'énergie déposée par ionisation dans le détecteur  $E_{ion}$  par l'équation 2.16. Ce FQI peut être exprimé en fonction de l'énergie cinétique de la particule, noté alors notée  $FQI_{4He}(E_c)$ , ou bien en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le gaz notée  $FQI_{4He}(E_{ion})$ .

$$E_R = \frac{E_{ion}}{FQI_{4He}(E_{ion})} \quad (2.16)$$

L'évolution de ce facteur de *quenching* en ionisation en fonction de l'énergie cinétique, ou de l'énergie d'ionisation, peut être estimée par simulation ou par mesure dans notre mélange gazeux comme détaillé dans la section 3.1.2. Cependant, le FQI n'a pu être mesuré que pour des hélium-4 dans nos conditions expérimentales (composition de gaz, de pression et de champ électrique). La principale difficulté de l'analyse des données est alors de sélectionner les reculs  $^4\text{He}$  dont l'énergie déposée par ionisation et l'angle de diffusion sont correctement déterminés dans le détecteur afin de reconstruire le spectre en énergie des neutrons incidents.

## 2.3 Méthode d'analyse des données

Le détecteur  $\mu\text{TPC}$  a été développé pour devenir un détecteur de référence pour la mesure de l'énergie et de la fluence neutronique sur l'installation AMANDE. Le détecteur peut être rempli avec un mélange gazeux riche en  $^1\text{H}$  ou en  $^4\text{He}$  selon la gamme en énergie du champ neutronique à caractériser. Que les reculs d'intérêt soient des  $^1\text{H}$  ou des  $^4\text{He}$ , ils sont toujours mélangés avec des reculs différents notamment dus aux autres noyaux présents dans les mélanges gazeux.

La méthode de sélection des événements a été mise au point grâce au couplage du modèle direct, permettant de simuler un jeu de données à partir d'un champ neutronique incident, et du modèle indirect permettant la reconstruction de l'énergie des neutrons incidents. La présentation de la méthode de sélection des événements développée pendant cette thèse sera illustrée, en détail, pour un champ neutronique monoénergétique simulé de 2,5 MeV. Le mélange gazeux, utilisé pour les mesures à cette énergie, est composé de  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$ , donc les discriminations présentées auront pour objectif la sélection des reculs d'hélium-4 dans le détecteur.

## 2.3.1 Reconstruction de l'énergie des neutrons : sélection des événements

### 2.3.1.1 Quels noyaux de recul sont présents dans le détecteur ?

Les neutrons incidents vont effectuer des diffusions sur les noyaux présents dans le gaz ainsi que sur les parois du détecteur. Cela va entraîner des reculs nucléaires de différentes masses et dont le point d'interaction n'est pas obligatoirement localisé dans le volume de détection du détecteur. La distinction des différents types d'événements ainsi que des trajectoires dans le détecteur est effectuée comme suit :

- des traces dus aux électrons, par interaction des photons dans le gaz, peuvent être détectées
- des reculs d'hélium-4, produits par des neutrons directs, dont la trace est entièrement localisée dans le volume de détection. Ce sont les événements d'intérêt pour la reconstruction de l'énergie neutronique
- des reculs de carbones et d'oxygènes dus à l'interaction des neutrons avec les noyaux du gaz *quencheur*. L'incapacité de l'analyse à différencier ces deux types de reculs oblige à les retirer de l'analyse puisque le facteur de masse est un des paramètres de la reconstruction de l'énergie des neutrons
- des reculs nucléaires dont une partie de la trace est située en dehors du volume de détection. Cela signifie soit que la diffusion élastique s'est déroulée en dehors du volume et que le recul hélium-4 est entré dans le volume actif, soit que le recul hélium-4 produit dans le volume actif est sorti lors de son parcours. L'énergie collectée pour ces événements ne correspond pas à leur énergie totale, il faut donc supprimer ce type d'événement
- des reculs de protons sont produits par l'interaction des neutrons avec la face avant du détecteur en aluminium (réaction (n,p)) et avec les colonnettes en PEEK (plastique fortement hydrogéné) de la cage de champ. Ces reculs étant créés en dehors du volume de détection doivent être rejetés lors de l'analyse
- les reculs issus de la collision élastique d'un neutron diffusé c'est-à-dire lorsque la diffusion élastique dans le volume actif n'est pas la première interaction du neutron incident. Dans ce cas, le neutron ayant diffusé, l'hypothèse qu'il provient directement de la cible n'est plus correcte (incapacité de reconstruire la direction du neutron incident et donc l'angle de diffusion de la diffusion élastique), son énergie est différente de l'énergie initiale : il faut donc enlever ce type d'événement

La sélection des reculs d'hélium-4 dont la trace est entièrement localisée dans le volume de détection est réalisée en plusieurs étapes : une étape de « coupures minimales » servant notamment à rejeter les électrons, une étape de sélection des reculs d'hélium-4 et enfin une étape de sélection des événements générés par des neutrons directs.

### 2.3.1.2 Coupures minimales

Les coupures minimales sont composées de trois sélections distinctes, la première pour s'assurer que le calcul de l'angle de diffusion est possible, la seconde pour discriminer une

partie des événements dont l'énergie n'est pas totalement collectée (traces sorties du volume de détection) et la dernière pour rejeter les électrons.

### Sélection sur le nombre de *time slices*

Pour calculer l'angle de diffusion  $\theta$ , il faut déterminer la direction du neutron incident, discuté dans le paragraphe 2.2.2.1, et la direction du noyau de recul. Le calcul de la direction du noyau de recul est présenté dans le paragraphe 3.2.2.1 et consiste en l'analyse en composante principale du nuage d'électrons primaires de la trace. Ainsi, chaque *time slice* correspond à un point  $(X,Y,Z)$  avec un poids  $w$  qui correspond au nombre de pixels déclenchés. Le parcours des noyaux de recul étant considérés comme rectilignes dans le détecteur, la détermination de la direction nécessite au minimum deux points (deux *time slices* mesurés). Pour s'assurer que la direction du noyau de recul peut être considérée comme une droite, il a été considéré que trois *time slices* étaient nécessaires pour le calcul. Ceci constitue la première sélection des coupures minimales, elle permet de rejeter tous les événements pour lesquels il n'y a pas assez d'informations sur l'anode pour déterminer la direction du noyau de recul. Elle est définie par l'équation 2.17, où  $Nb\_Slice$  est le nombre de *time slices* de la trace.

$$Nb\_Slice > 2 \tag{2.17}$$

### Sélection sur la position de la trace

La seconde sélection des coupures minimales concerne les événements qui ne vont pas déposer toute leur énergie dans la zone active du détecteur (espace où sont collectées les charges). Ceci correspond à des événements dont une partie de la trace est située en dehors de cette zone. Parmi ces événements, deux types peuvent être définis et sont représentés sur la Figure 2.17 :

- les événements qui sortent, ou entrent, par un côté latéral de la zone de dérive (en rouge). Cela signifie qu'ils traversent l'un des quatre côtés sur un plan parallèle au détecteur Micromegas, à une coordonnée  $Z$  inconnue, entre la cathode et la grille
- les événements qui sortent, ou entrent, selon l'axe  $Z$  du détecteur (en bleu) c'est-à-dire par la cathode ou l'anode.

Les observables de la  $\mu$ TPC ne permettent pas, à l'heure actuelle, de mesurer la coordonnée  $Z$  correspondant aux premières charges créées dans le détecteur. Il n'est donc pas possible de discriminer les événements sortant sur l'axe  $Z$  par la position de la trace dans le détecteur. L'exploitation du «signal cathode» [76] permettrait de connaître cette coordonnée  $Z$  et d'envisager une réjection de ce type d'événements en conjuguant la coordonnée  $Z$  de création de la trace et la longueur rectiligne de l'événement, voir les améliorations possibles dans le chapitre 5.3.

Les événements sortant, ou entrant, par l'une des faces latérales de la zone de dérive auront respectivement leurs dernières, ou premières, charges créées dans le détecteur qui seront situées sur l'un des bords de l'anode. Ces événements sont discriminés grâce à la position des pixels déclenchés sur l'anode. Tous les événements qui déclenchent l'un des cinq pixels du bord de l'anode, en  $X$  ou  $Y$ , sont considérés comme ne déposant pas toute leur énergie dans le détecteur. Il y a 256 pistes de lecture en  $X$  et  $Y$ , en posant  $X_{\min}$  et  $X_{\max}$ , respectivement

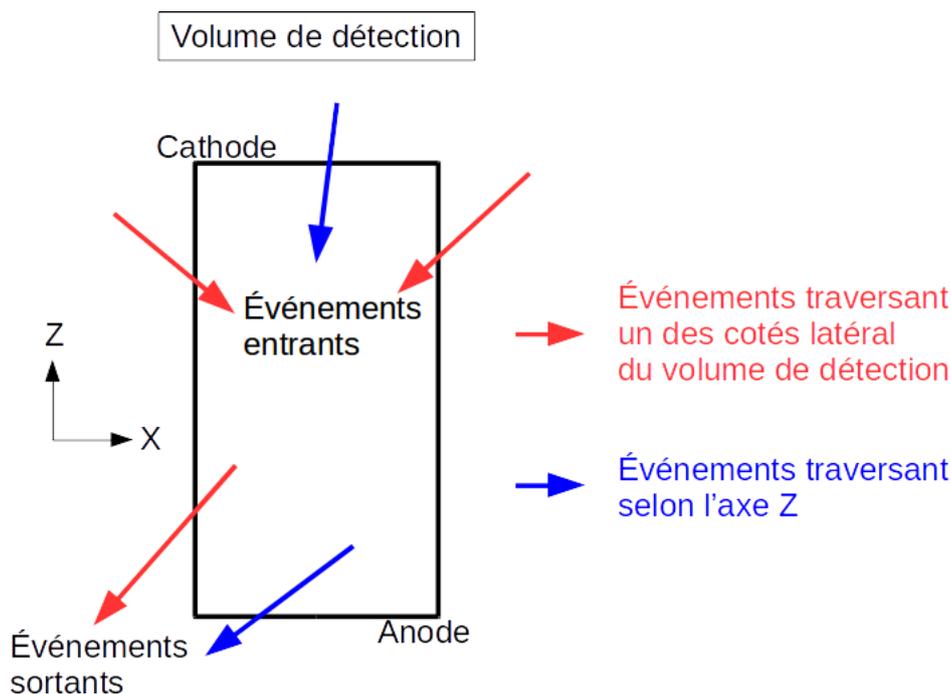


FIGURE 2.17 – Schéma représentant les deux types d'événements ne déposant pas toute leur énergie dans le volume de détection.

$Y_{\min}$  et  $Y_{\max}$ , les positions des premiers et derniers pixels déclenchés sur l'anode, le critère de sélection est défini par l'équation 2.18.

$$X(\text{ou}Y)_{\min} > 5 \quad \text{et} \quad X(\text{ou}Y)_{\max} < 251 \quad (2.18)$$

### Sélection sur la taille des trous dans la trace

La dernière sélection des coupures minimales est destinée à la réjection des électrons. Le pouvoir d'arrêt des électrons est beaucoup plus faible que celui des ions dans un gaz. Ceci implique que l'énergie déposée par unité de distance, et donc le nombre de paires électron-ion, est plus faible en comparaison avec celle des ions. Or cette quantité d'électrons primaires est parfois trop faible pour déclencher les pistes de l'anode, ce qui se traduit par des traces avec des trous. Les différents "paquets" de pixels déclenchés sont alors appelés "*cluster*" de charges. Sur la Figure 2.18 est représentée à gauche la position des pixels X déclenchés pour chaque *time slice* de la trace, notée projection (XZ) par la suite, d'une trace d'un électron de 43 keV et à droite d'une projection (XZ) d'une trace d'un hélium-4 de même énergie.

Les traces provenant de l'interaction des photons avec le gaz sont caractérisées par la distance entre les différents *clusters* de la trace, appelés trous. Les traces de reculs nucléaires ne possédant pas de trous, il a été considéré qu'un trou supérieur à trois pixels consécutifs, en X ou Y, était caractéristique d'un électron. Ceci permet de conserver les traces d'hélium-4 qui seraient coupées par deux pistes mortes consécutives de l'anode pixelisée. Dans la direction Z, un trou de trois *time slice* a également été considéré pour l'identification des traces dues

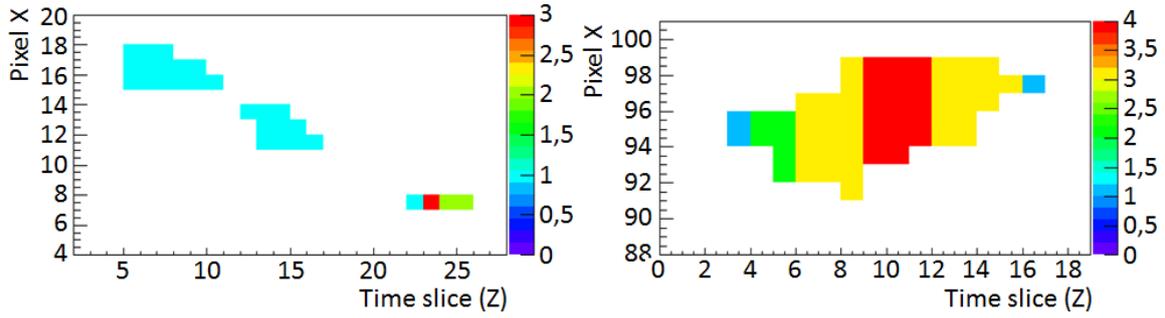


FIGURE 2.18 – Position des pixels X, déclenchés pour chaque *time slice*, d’une trace d’un électron de 43 keV à gauche, et d’un hélium-4 de même énergie à droite.

aux électrons. À noter qu’il est possible de réduire la taille du trou à considérer en Z. En effet, l’anode pixelisée peut amener des trous « artificiels » dans une trace en cas de pistes de lecture défectueuses. Mais les trous dans l’axe Z, correspondant à des *time slice* vides, ne dépendent que de la densité de charge déposée dans l’axe Z, ce qui est caractéristique de la nature de la particule ionisant le gaz. Le critère de sélection des événements sur les trous dans la trace est donnée par la série de conditions 2.19, où *trouX* (ou Y ou Z) représente le plus grand trou dans la direction de l’espace correspondant.

$$\text{trouX} < 3 \text{ et } \text{trouY} < 3 \text{ et } \text{trouZ} < 3 \quad (2.19)$$

### 2.3.1.3 Sélection des reculs d’hélium-4

L’identification de la masse du noyau de recul est nécessaire puisque c’est un des paramètres du calcul de l’énergie des neutrons incidents. De plus, l’énergie déposée par ionisation n’est pas identique à l’énergie cinétique du noyau de recul comme discuté dans la section 3.1.2. Or le facteur correctif à apporter, nommé facteur de *quenching* en ionisation, a été déterminé uniquement pour les reculs d’hélium-4, ce qui impose leur sélection.

Le pouvoir d’arrêt d’une particule dépend de ses caractéristiques (masse, énergie cinétique) ainsi que de la composition, pression et température du gaz. Les caractéristiques du gaz étant constantes au cours d’une mesure, la détermination du pouvoir d’arrêt de chaque particule doit permettre une identification. À partir de l’énergie déposée par ionisation  $E_{ion}$  et de la longueur rectiligne de la trace du noyau de recul  $Lr$ , c’est-à-dire la distance entre le barycentre des charges du premier et du dernier *time slice*, un pouvoir d’arrêt moyen a été défini comme  $E_{ion}/Lr$ . Cette grandeur représente la perte d’énergie moyenne par unité de longueur sur l’ensemble de la trace. La représentation du pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie déposée par ionisation pour la simulation d’un champ neutronique de 2,5 MeV est donnée sur la Figure 2.19.

Chaque type de recul forme une branche sur le graphique de l’évolution du pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie d’ionisation. Pour une énergie d’ionisation donnée, plus les reculs sont lourds et plus le pouvoir d’arrêt moyen est important, ce qui est cohérent avec

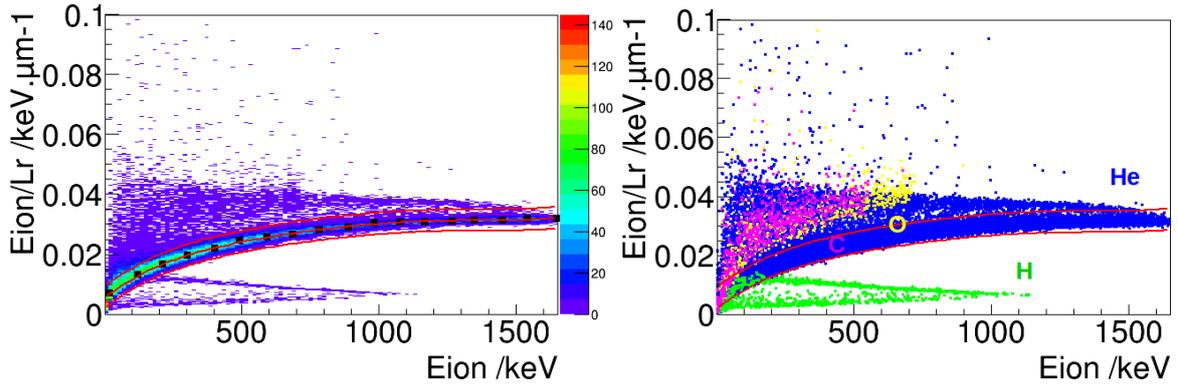


FIGURE 2.19 – Évolution de la perte d'énergie par unité de distance en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Sur l'image de gauche est représenté le nombre d'événements par pixels tandis que l'image de droite identifie les différents reculs nucléaires. En bleu sont représentés les hélium-4, en vert les protons, en jaune les oxygènes et en magenta les carbonés.

la forme du pouvoir d'arrêt de Bethe et Bloch décrite dans la section 2.1.2. Les événements qui ne sont pas situés sur la branche de leur famille correspondent à des événements sortis du détecteur. Ainsi la sélection de la branche hélium-4 permet la réjection des autres types de reculs nucléaires. Celle-ci est identifiée à l'aide de la Figure 2.19 de droite, elle correspond à la branche bleue, et sa sélection correspond à l'espace entre les deux courbes rouges. Il est important de noter que la projection de la branche hélium-4 sur l'axe  $E_{ion}/Lr$  pour un intervalle  $\Delta E_{ion}$  est une gaussienne asymétrique qui peut être caractérisée par la position de son maximum en fréquence et ses deux demi-largeurs à mi-hauteur. Cette observation va être à la base de la méthode de sélection automatique des événements développée pendant cette thèse afin que les coupures soient indépendantes de l'utilisateur. La méthode développée comporte cinq étapes :

1. la détermination des positions des maximums en fréquence de la branche hélium-4 qui sont représentées par les carrés noirs sur la Figure 2.19 de gauche
2. pour chaque maximum, les valeurs des deux demi-largeurs à mi-hauteur sont calculées. Elles sont notées  $\sigma_{(H)_i}$  pour la demi-largeur inférieure servant à discriminer les protons et  $\sigma_{(CO)_i}$  pour la demi-largeur supérieure utilisée pour la réjection des carbonés et oxygènes
3. un ajustement des positions des maximums précédemment calculés est réalisé par une fonction polynomiale
4. la valeur moyenne de la demi-largeur supérieure  $\sigma_{CO}$  et inférieure  $\sigma_H$  est calculée à partir des valeurs des demi-largeurs précédemment déterminées
5. les deux courbes de sélection de la branche hélium-4 sont déterminées par l'équation calculée à l'étape 3. et par les deux demi-largeurs calculées au 4. Celles-ci correspondent à une sélection des événements à  $3\sigma$  soit environ 99% des événements de la branche hélium-4

Cette sélection présente la limite suivante : pour de faibles énergies d'ionisation elle ne permet pas de séparer les héliums-4 des autres types de reculs, comme cela est visible sur la

Figure 2.19 de droite. Le pourcentage d'événements hélium-4 après les coupures minimales et la sélection de la branche hélium-4 sont regroupés dans le tableau 2.1, pour des simulations de champs neutroniques monoénergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV. En effet, plus l'énergie cinétique des neutrons incidents est faible et plus l'efficacité de cette sélection diminue.

Tableau 2.1 – Bilan des taux d'hélium-4, et d'hélium-4 provenant de neutrons diffusés, après la sélection de la branche hélium.

Énergie des neutrons incidents	Taux d'hélium-4	Taux d'hélium-4 diffusés
250 keV	86,8%	12,3%
565 keV	96,4%	7,5%
1200 keV	99,5%	4,9%
2500 keV	99,5%	11,3%
5000 keV	99,5%	15,1%
6500 keV	99,7%	5,4%

Le taux d'événements hélium-4 après ces sélections est supérieur à 86% quelle que soit l'énergie des neutrons incidents. Ce pourcentage augmente très rapidement au-delà de 99% dès que l'énergie des neutrons est supérieure à 1,2 MeV. En effet, l'énergie cinétique des noyaux de recul est très liée à celle des neutrons incidents et plus les reculs sont énergétiques et plus la sélection de la branche hélium-4 est efficace puisqu'elle est mieux séparée des autres branches. Quelle que soit l'énergie cinétique des neutrons incidents, une partie des événements conservés provient de collisions élastiques avec des neutrons diffusés. La méthode de réjection de ces neutrons, développée pour l'analyse des champs monoénergétiques, est présentée dans la partie suivante.

#### 2.3.1.4 Réjection des neutrons diffusés

À ce niveau de l'analyse des données, les noyaux d'hélium-4 représentent plus de 95% des événements (pour des champs neutroniques d'énergie supérieure à 565 keV) mais une partie de ces derniers provient de neutrons diffusés. Lors d'une diffusion élastique, l'énergie cinétique ( $E_c$ ) et le cosinus carré de l'angle de diffusion ( $\cos^2(\theta)$ ) forment un couple de variables permettant le calcul de l'énergie du neutron incident. Plus l'angle de diffusion est faible et plus l'énergie transmise est grande et inversement. Ainsi pour la mesure d'un champ neutronique monoénergétique, sur un graphique représentant l'une des variables en fonction de l'autre, tous les événements hélium-4 doivent se placer sur une droite.

Sur l'image (a) de la Figure 2.20 est représenté le  $\cos^2(\theta)$  des reculs en fonction de l'énergie déposée par ionisation. Comme prévu par la physique de la collision élastique, les événements

d'intérêts forment une droite (image (b)) qu'il convient de sélectionner. La méthode de sélection mise en place ici est la même que précédemment, à partir des maximums et des demi-largeurs à mi-hauteur de la branche, les courbes rouges permettent de sélectionner 99% des événements contenus dans la branche hélium-4 produits par des neutrons directs.

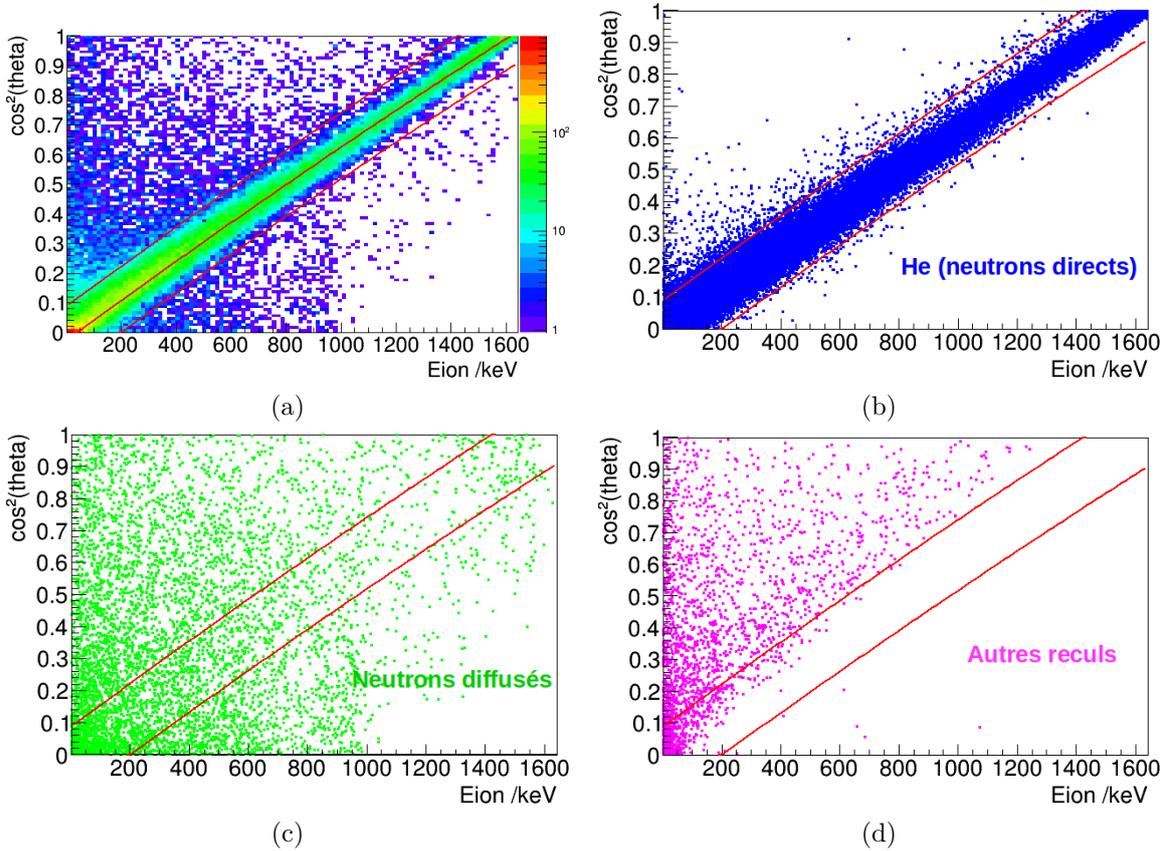


FIGURE 2.20 – Évolution du  $\cos^2(\theta)$  en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Sur l'image (a) est représenté la densité des événements par pixels tandis, l'image (b) identifie la position des reculs d'hélium-4 issus de neutrons directs, l'image (c) représente les événements provenant de neutrons diffusés et l'image (d) montre les reculs qui ne sont pas des hélium-4.

Comme représenté sur les images (c) et (d), des événements provenant de neutrons diffusés, ou d'autres reculs, peuvent également être situés dans cette branche. La réjection des neutrons diffusés restant est effectuée expérimentalement par des mesures avec un cône d'ombre dont le principe de mesure est présenté section 3.1.4. Les autres reculs, principalement situés à basses énergies, ne peuvent être discriminés par cette méthode, ce qui constitue la limite de cette méthode d'analyse. Il est possible de les éliminer en appliquant une coupure en énergie mais celle-ci n'est pas effectuée car la proportion de ces événements est très faible comme résumé dans le Tableau 2.2. Plus de 99% des événements sélectionnés, par cette méthode d'analyse, pour la reconstruction de l'énergie neutronique correspondent au recul d'intérêt, excepté à 250 keV. En effet, les différences avec les neutrons diffusés, ou les autres masses des

reculs, sont alors beaucoup plus ténues. Ceci explique que le nombre de neutrons diffusés, et de reculs de masses différentes, conservés soit plus important à basse énergie. Les résultats sur la reconstruction de l'énergie des neutrons correspondant à ces simulations sont donnés dans la partie suivante.

Tableau 2.2 – Bilan du taux d'hélium-4, et d'hélium-4 provenant de neutrons diffusés, après la réjection des neutrons diffusés.

Énergie des neutrons incidents	Taux total d'hélium-4	Taux d'hélium-4 diffusés
250 keV	96,5%	7,4%
565 keV	99,6%	3,3%
1200 keV	~100%	2,5%
2500 keV	~100%	4,1%
5000 keV	~100%	5,5%
6500 keV	~100%	2,9%

Cette sélection ne peut être effectuée que pour des mesures sur des champs monoénergétiques. Prenons le cas d'un champ étendu comprenant deux pics "monoénergétiques", alors les événements de chacun de ces pics seront placés sur une branche différente sur ce type de spectre. Ainsi la discrimination des événements diffusés et directs est impossible car ces derniers ne sont plus situés uniquement sur une branche.

### 2.3.1.5 Performances de la méthode

Le spectre neutronique est caractérisé par deux grandeurs physiques, l'énergie moyenne du pic monoénergétique et sa résolution. La distribution en énergie des neutrons simulés (en pointillés noirs) est comparée à celle des neutrons reconstruite avec le modèle indirect, pour la simulation d'un champ monoénergétique à 2,5 MeV, sur la Figure 2.21. L'énergie moyenne de la distribution reconstruite est en accord avec la distribution en énergie des neutrons simulés. Cependant, une dégradation de la résolution est observée due à la reconstruction de l'angle de diffusion (voir le paragraphe 3.2.2.1). L'ajustement de la distribution reconstruite par une gaussienne permet de déterminer l'énergie moyenne et la résolution du pic monoénergétique. Les valeurs de ces deux paramètres pour des simulations de champs monoénergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV sont données dans le Tableau 2.3.

L'énergie moyenne de la distribution en énergie des champs neutroniques monoénergétiques est reconstruite avec moins de 1% d'écart sur toute la gamme de mesure. La résolution de ces distributions est dégradée, entre 2% et 5%, selon l'énergie des neutrons incidents. La dégradation de la résolution est plus importante dans le cas des simulations à 250 keV et 6,5 MeV. Dans ces deux cas, la majorité des reculs d'hélium-4 sont très peu énergétiques.

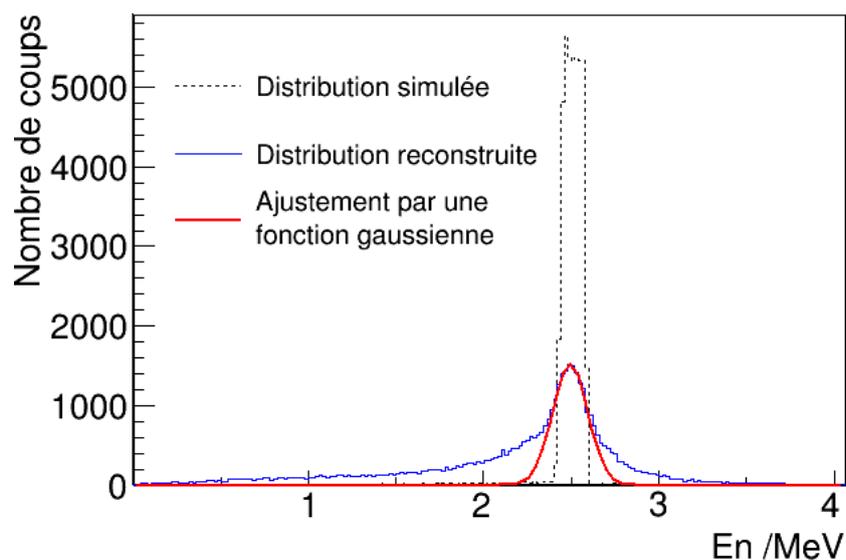


FIGURE 2.21 – Reconstruction de l'énergie des neutrons dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Les pointillés noirs représentent la distribution en énergie des neutrons incidents et la courbe bleue est la reconstruction de l'énergie avec le modèle indirect.

Le facteur de masse et la faible énergie cinétique des neutrons à 250 keV expliquent que les reculs soient peu énergétiques pour cette simulation. À 6,5 MeV, la distribution angulaire des angles de diffusion étant centrée sur  $75^\circ$ , la majorité des reculs d'hélium-4 sont émis avec une faible énergie cinétique. Comme présenté sur la Figure 2.22, la distribution angulaire des reculs d'hélium-4 diffère en fonction de l'énergie. Pour des énergies neutroniques supérieures à 5 MeV, cette distribution est centrée sur  $70^\circ$  ce qui explique la faible énergie cinétique des ions de recul. Lorsque les ions de recul sont peu énergétiques la longueur de la trace dans le détecteur  $\mu$ TPC est faible et la reconstruction angulaire est moins précise (voir le paragraphe 3.2.2.1).

Tableau 2.3 – Performance du modèle indirect sur la reconstruction de l'énergie moyenne et de la résolution du spectre en énergie pour des simulations de champs neutroniques mono-énergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV.

Énergie des neutrons simulés	FWHM simulé	Valeur de l'énergie moyenne reconstruite	FWHM reconstruite	Écart sur l'énergie neutron
250 keV	18,0%	252 keV	23,0%	0,8%
565 keV	5,2%	568 keV	7,4%	0,5%
1200 keV	7,0%	1207 keV	10,0%	0,6%
2500 keV	6,0%	2494 keV	9,6%	0,2%
5000 keV	7,6%	5009 keV	12,4%	0,2%
6500 keV	3,9%	6508 keV	14,7%	0,1%

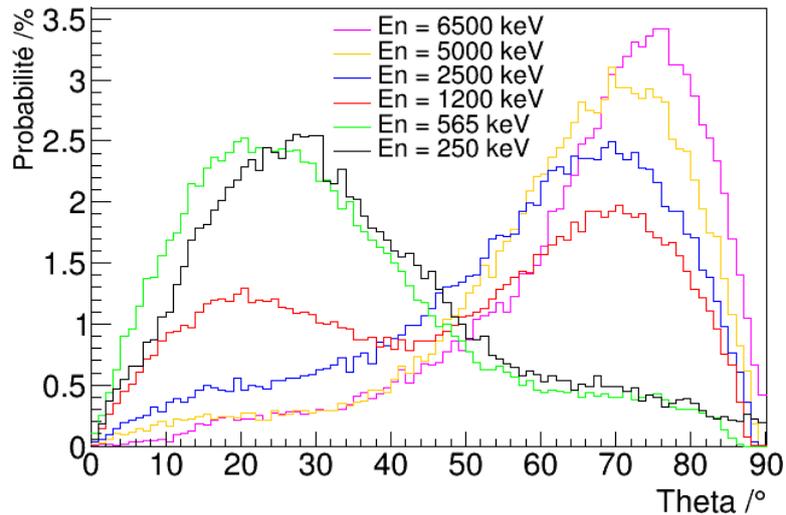


FIGURE 2.22 – Distribution de probabilité des angles de diffusion  $\theta$ , dans le référentiel du laboratoire, en fonction de l'énergie des neutrons incidents, déterminées par calculs MCNP.

## 2.3.2 Reconstruction de la fluence neutronique

Le détecteur  $\mu$ TPC a été développé pour donner les références en énergie et en fluence de champs neutroniques monoénergétiques. La fluence neutronique est le nombre de neutrons incidents sur une sphère de  $1 \text{ cm}^2$  de section, elle s'exprime en  $\text{cm}^{-2}$ . Il s'agit d'un des paramètres permettant la caractérisation d'un champ neutronique et sa mesure est notamment primordiale lors d'étalonnages.

### 2.3.2.1 Mise en équation

La fluence neutronique  $\Phi(r)$  à une distance  $r$  de la cible s'exprime en fonction du nombre de noyaux de recul produits dans le volume du détecteur  $N_{\text{recul\_produit}}$ , du nombre de noyaux cibles dans le détecteur  $N_{\text{noyau\_cibles}}$  et de la section efficace de diffusion élastique des neutrons dans le gaz  $\sigma_{\text{élas}}$  selon l'équation 2.20.

$$N_{\text{recul\_produit}} = N_{\text{noyau\_cibles}} \times \sigma_{\text{élas}} \times \Phi(r) \quad (2.20)$$

Le nombre de noyaux cibles,  $N_{\text{noyau\_cibles}}$ , s'exprime en fonction du nombre de noyaux par unité de volume  $N_C$ , et du volume de détection qui est, pour le détecteur  $\mu$ TPC,  $L_X \times L_Y \times L_Z$  où  $L_X, L_Y, L_Z$  représentent respectivement les dimensions en X, Y et Z du volume actif. La fluence neutronique s'exprime alors selon l'équation 2.21.

$$\Phi(r) = \frac{N_{\text{recul\_produit}}}{N_C \times \sigma_{\text{élas}} \times L_X \times L_Y \times L_Z} \quad (2.21)$$

Or lors de l'analyse des données, le nombre de noyaux cibles  $N_{\text{noyau\_cibles}}$  va être impacté par les sélections d'événements. Afin de corriger de l'effet des sélections d'événements, un facteur correctif  $k_\phi$  est calculé à l'aide de la simulation (voir le paragraphe 3.2.3), et défini par  $N_{\text{noyau\_cibles}} = N_R/k_\phi$  où  $N_R$  représente le nombre de reculs dans le détecteur après les sélections des événements. La fluence neutronique s'exprime donc selon l'équation 2.22.

$$\Phi(r) = \frac{N_R}{k_\phi \times N_C \times \sigma_{\text{élas}} \times L_X \times L_Y \times L_Z} \quad (2.22)$$

Le gaz utilisé pour les mesures entre 250 keV et 6,5 MeV est composé de 95% d'hélium-4 + 5%  $\text{CO}_2$ . Afin de reconstruire la fluence neutronique avec la meilleure incertitude possible, il faut limiter le nombre de sélections d'événements car chacune d'elles contribue à l'incertitude. Contrairement à la reconstruction de l'énergie neutronique, pour laquelle les hélium-4 ont été sélectionnés, tous les reculs nucléaires dus à la diffusion élastique des neutrons dans le gaz vont être conservés pour le calcul de la fluence. Cela signifie que les reculs d'hélium-4, de carbones et d'oxygènes seront conservés. Afin d'effectuer le calcul avec l'équation 2.22, il faut calculer la section efficace moyenne de diffusion  $\overline{\sigma_{\text{élas}}}$  à partir des sections efficaces de diffusion

élastique de chacun des noyaux et de la composition du gaz (équation 2.23).

$$\overline{\sigma}_{\text{élas}} = x_{He}\sigma_{\text{élas}}^{He} + x_C\sigma_{\text{élas}}^C + x_O\sigma_{\text{élas}}^O \quad (2.23)$$

où  $x_{He}$ ,  $x_C$  et  $x_O$  représentent la fraction molaire de chaque noyau contenu dans le gaz qui se calculent d'après l'équation 2.24 avec  $n_{He}=0,95$   $n_C=0,05$   $n_O=0,10$  qui sont les proportions de chacun des noyaux dans le mélange gazeux

$$x_{He} = \frac{n_{He}}{n_{tot}} = \frac{n_{He}}{n_{He} + n_C + n_O} = 86,36\% ; x_C = \frac{n_C}{n_{tot}} = 4,55\% ; x_O = \frac{n_O}{n_{tot}} = 9,09\% \quad (2.24)$$

### 2.3.2.2 Sélection des événements

#### Principe de la méthode

Comme vu au paragraphe 2.3.1.3, lors de la mesure d'un champ neutronique il y a quatre types de recul nucléaire dans le détecteur : des hélium-4, des carbone-12 et des oxygène-16 dus à la diffusion élastique des neutrons dans le volume actif et des protons qui proviennent de réactions (n,p) sur les constituants du détecteur. La première étape de la sélection concerne la réjection des événements protons mesurés. Cela est réalisé avec une coupure sur le graphique du *stopping power* en fonction de l'énergie déposée par ionisation qui est représenté sur l'image de gauche de la Figure 2.23. La branche proton possédant un pouvoir d'arrêt moyen plus faible que les hélium-4, la définition d'un polynôme permettant de séparer ces deux branches est réalisée (la méthode est détaillée au paragraphe 2.3.1.3) comme le montre la Figure 2.23. Les carrés noirs représentent les maximums en fréquence de la branche hélium-4 et la courbe rouge la réjection des événements protons.

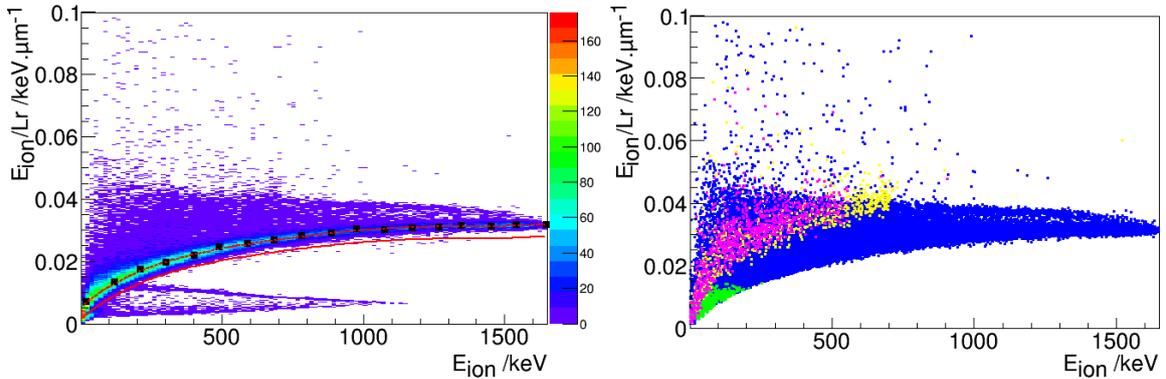


FIGURE 2.23 – Évolution du *stopping power* en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV à gauche et lors de la mesure de ce champ neutronique à droite. La densité des événements est représentée par l'échelle de couleur.

Sur l'image de droite sont représentés les événements après cette réjection. Il apparaît que des événements protons sont toujours présents, à basses énergies d'ionisation, car il est impossible de discriminer les branches hydrogène-1 et hélium-4 en dessous d'une énergie d'ionisation

seuil qui dépend de l'énergie incidente des neutrons. Or le nombre de reculs d'hydrogène-1 dans la simulation n'est pas quantitativement représentatif du nombre expérimental puisque cela dépend de la composition chimique, de la taille et de la densité de chaque matériaux constituant le détecteur, qui sont parfois méconnues. Ainsi le calcul de la fluence neutronique nécessite une sélection en énergie afin de rejeter tous les reculs  $^1\text{H}$ . Cette énergie est définie comme l'énergie à partir de laquelle la branche hydrogène-1 peut être discriminée de celle des hélium-4 sur les données expérimentales. Le détail de la définition de la coupure en énergie d'ionisation et du calcul de  $k_\phi$  est donné, pour toutes les énergies de champs neutroniques mesurés, dans la section 3.2.3.

## 2.4 Paramètres d'intérêt

Afin de mesurer l'énergie et la fluence neutronique, le détecteur  $\mu\text{TPC}$  s'appuie sur différentes observables vues précédemment. Leur identification est nécessaire pour effectuer le calcul des incertitudes des grandeurs dosimétriques.

### 2.4.1 Mesure de l'énergie neutronique

D'après les équations 2.1, 2.15 et 2.16 qui expriment respectivement le calcul de l'énergie neutronique à partir de l'énergie cinétique du recul et de l'angle de diffusion, l'équation de la droite d'étalonnage et le facteur de *quenching* en ionisation, l'énergie cinétique du neutron incident s'exprime selon l'équation 2.25.

$$E_n = \frac{(m_n + m_R)^2}{4 \times m_n \times m_R} \times \frac{(a \times q_{ion} + b)/FQI_{4He}(E_{ion})}{\cos^2(\theta)} \quad (2.25)$$

où  $E_n$  est l'énergie cinétique du neutron incident,  $m_n$  et  $m_R$  respectivement les masses du neutron et du noyau de recul,  $a$  et  $b$  les coefficients d'étalonnage,  $q_{ion}$  l'énergie déposée par ionisation dans le détecteur (en canal ADC),  $FQI_{4He}(E_{ion})$  la valeur du facteur de *quenching* en ionisation à l'énergie  $E_{ion}$  et  $\theta$  l'angle de diffusion du noyau de recul.

L'équation 2.26 est utilisée pour le calcul de l'énergie cinétique des neutrons à partir des reculs d'hélium-4 sélectionnés dans le détecteur.

$$E_n = \frac{25}{16} \times \frac{(a \times q_{ion} + b)/FQI_{4He}(E_{ion})}{\cos^2(\theta)} \quad (2.26)$$

À partir de cette équation, l'identification des observables contribuant au calcul de l'énergie cinétique des neutrons est possible. Il faut alors apporter une attention toute particulière à la mesure de l'énergie  $q_{ion}$  dans le détecteur, à l'étalonnage en énergie ainsi qu'à la reconstruction de l'angle  $\theta$ . De plus, la détermination du facteur de *quenching* en ionisation est primordiale et nécessite une étude approfondie. L'étude de ces paramètres et de leurs incertitudes a été effectuée durant cette thèse, et présentée dans le chapitre 3.

## 2.4.2 Reconstruction de la fluence neutronique

Le calcul de la fluence neutronique est effectué avec l'équation 2.22.

Tous les paramètres du calcul vont contribuer à l'incertitude de la fluence neutronique. Ces grandeurs ne sont pas tabulés à l'exception de  $\sigma_{elas}$ . Ainsi la connaissance de la composition du gaz est un enjeu majeur pour le calcul du nombre de noyaux cibles par unité de volume  $N_C$ . Les dimensions du volume de détection  $L_X \times L_Y \times L_Z$  doivent être mesurées avec la meilleure précision possible. Et le facteur correctif  $k_\phi$  a été estimé par simulation, à l'aide des modèles direct et indirect, dont les résultats sont détaillés dans la partie 3.2.3.



# Caractérisation du détecteur

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Caractérisation expérimentale du détecteur</b>	<b>83</b>
3.1.1	Linéarité de l'électronique	83
3.1.2	Facteur de <i>quenching</i> en ionisation	88
3.1.3	Étalonnage en énergie	99
3.1.4	Caractérisation des neutrons diffusés par l'environnement : méthode du cône d'ombre	105
<b>3.2</b>	<b>Caractérisation du détecteur par simulation</b>	<b>108</b>
3.2.1	Changement de cathode du détecteur	108
3.2.2	Reconstruction de l'angle de diffusion	109
3.2.3	Détermination de la fluence neutronique : calcul du facteur $k_\phi$	118

## 3.1 Caractérisation expérimentale du détecteur

Les paramètres d'intérêt du détecteur  $\mu$ TPC ont été définis précédemment. Plusieurs d'entre eux doivent être caractérisés expérimentalement afin de valider la méthode de mesure, la reconstruction en énergie du champ neutronique et les incertitudes de mesures associées. Dans ce cadre, quatre paramètres vont être étudiés dans cette partie :

- la linéarité de la chaîne électronique afin de garantir que l'énergie d'ionisation mesurée sur la grille n'est pas biaisée
- l'étalonnage en énergie du détecteur permettant de relier l'énergie collectée, en canal ADC, sur la grille et l'énergie déposée par ionisation, en keV, par l'événement dans le volume actif du détecteur
- le facteur de *quenching* en ionisation (FQI) afin de valider le calcul de l'énergie cinétique du noyau de recul
- une estimation de la contribution des neutrons diffusés par la méthode du cône d'ombre

### 3.1.1 Linéarité de l'électronique

Le signal de collection de charge possède deux grandeurs caractéristiques : son amplitude qui correspond à l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur et le temps de montée du

signal qui est le temps entre le minimum et le maximum de ce signal. Celui-ci correspond au temps de collection des charges. Ainsi, plus la trace sera longue et plus ce temps de collection sera important. Afin de garantir que la mesure de l'énergie est correcte, il faut s'assurer que l'électronique de mesure a une réponse linéaire en amplitude et en temps de montée du signal sur toute la gamme de mesure.

### 3.1.1.1 Montage expérimental

Tester la linéarité de la mesure de l'énergie dans le détecteur  $\mu$ TPC consiste à comparer la charge présente sur la grille et celle qui est mesurée après acquisition de l'événement par toute la chaîne électronique. Pour cela, il faut injecter sur la grille une charge connue et maîtrisée pour permettre la comparaison. La charge est créée artificiellement sur la grille à l'aide d'un générateur de tension et d'un condensateur, de capacité C, qui relie une entrée "test" et la grille du détecteur Micromegas. Le principe de mesure est schématisé sur la Figure 3.1, les différentes étapes de cette mesure sont :

- le générateur de tension délivre une tension, de type créneau, d'amplitude  $U_E$ , et avec une rampe réglable
- cette tension appliquée aux bornes du condensateur induit un courant  $I = C \frac{dU_E}{dt}$  sur la grille du détecteur Micromegas
- le préamplificateur de charge, qui est un intégrateur de courant, convertit ce courant I en un signal de collection de charge donc l'amplitude  $U_S$  est proportionnelle à l'amplitude d'entrée  $U_E$
- ce signal est ensuite traité par le flash ADC de la carte électronique qui réalise un échantillonnage à 50 MHz et l'envoi à l'ordinateur d'acquisition
- le traitement de ce signal de collection de charge, d'amplitude  $q_{ion}$ , peut alors être comparé à la tension appliquée en entrée du détecteur  $U_E$

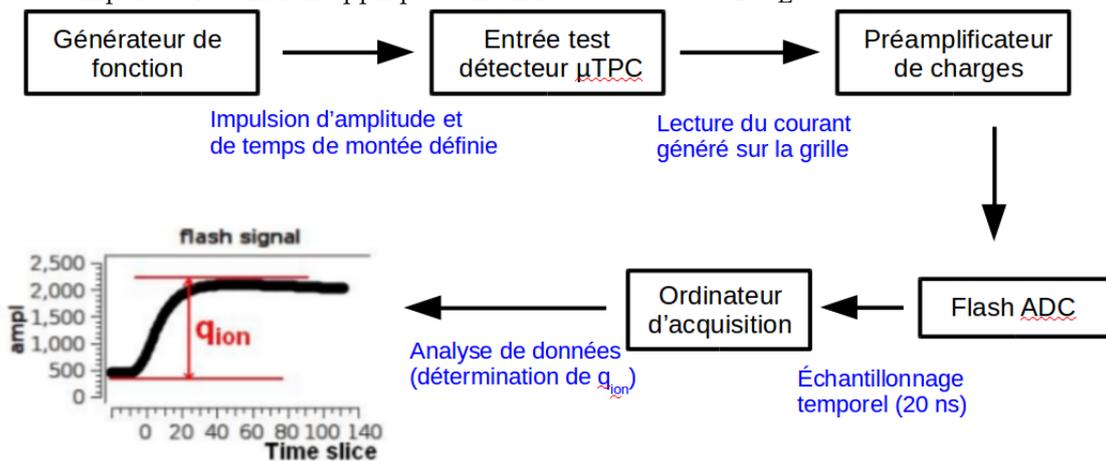


FIGURE 3.1 – Schéma du montage expérimental pour la mesure de la linéarité de l'électronique.

### 3.1.1.2 Linéarité du générateur de fonction

La linéarité de l'électronique se mesure à l'aide d'un générateur de tension. La première étape de la mesure consiste à vérifier que le générateur qui va être utilisé, est bien linéaire en amplitude. Pour cela, la sortie du générateur est reliée à un oscilloscope sur lequel la tension de lecture de sortie est mesurée. L'évolution de la tension délivrée par le générateur en fonction de la tension demandée est représentée sur la Figure 3.2.

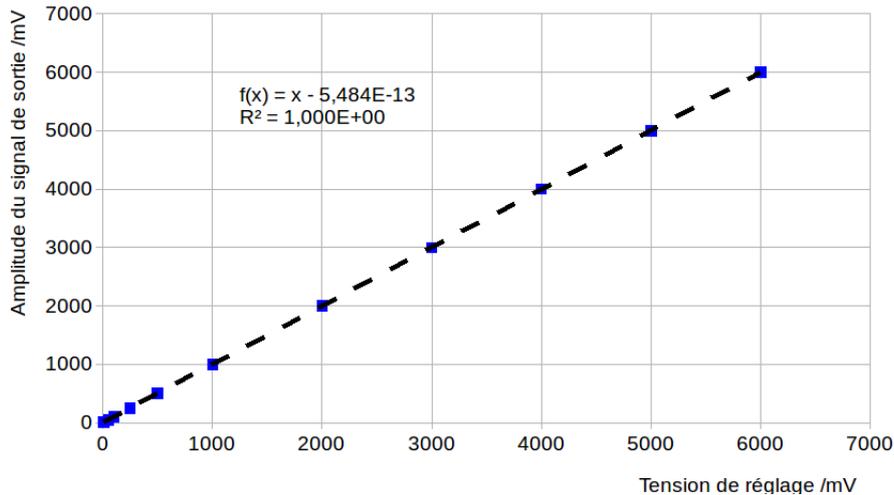


FIGURE 3.2 – Linéarité du générateur de fonction utilisé pour les mesures de linéarité de l'électronique du détecteur  $\mu$ TPC.

Les points de mesure de l'amplitude de sortie du générateur de fonction et la tension de réglage peuvent être ajustés par une droite de pente proche de 1 entre 10 mV et 6 V. Cet ajustement permet de valider la linéarité de ce générateur en amplitude. Son utilisation pour les mesures de linéarité de la chaîne électronique est donc justifiée.

### 3.1.1.3 Linéarité en fonction de l'amplitude du signal

Mesurer la linéarité de la chaîne électronique en fonction de l'amplitude du signal consiste à comparer l'amplitude injectée en entrée du détecteur et celle mesurée en sortie. Les amplitudes de sortie de l'électronique sont comprises entre les numéros de canaux ADC 0 et 4096. La linéarité de l'électronique a été vérifiée sur cinq points de mesure permettant de couvrir toute la gamme de fonctionnement de l'électronique (axe Y) comme le montre le résultat sur la Figure 3.3. Pour cela, les amplitudes d'entrées choisies sont 100 mV, 1,5 V, 3 V, 4,5 V et 5,9 V. L'échantillonnage temporel étant de 50 MHz (période de 20 ns), un temps de montée de 20 ns permet de mesurer la réponse impulsionnelle de l'électronique. Expérimentalement, les temps de montée des signaux de collection de charge n'excédant pas 1  $\mu$ s, la linéarité a donc été testée entre 20 ns et 1600 ns pour couvrir toute la gamme de fonctionnement du détecteur.

Cette linéarité a été vérifiée pour six temps de montée différents sur toute la gamme de mesure. Quel que soit le temps de monter du signal (entre 20 ns et 1,6  $\mu$ s), l'amplitude mesurée en sortie est identique. Cela signifie que l'électronique n'apporte aucun biais sur la mesure de l'amplitude (la décroissance de l'électronique due au préamplificateur de charge n'est pas visible). L'ajustement des mesures avec un temps de montée de 20 ns est représenté sur la Figure 3.3. Le facteur de régression  $R^2$  est très proche de 1 ce qui confirme la linéarité de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal quel que soit le temps de montée de celui-ci.

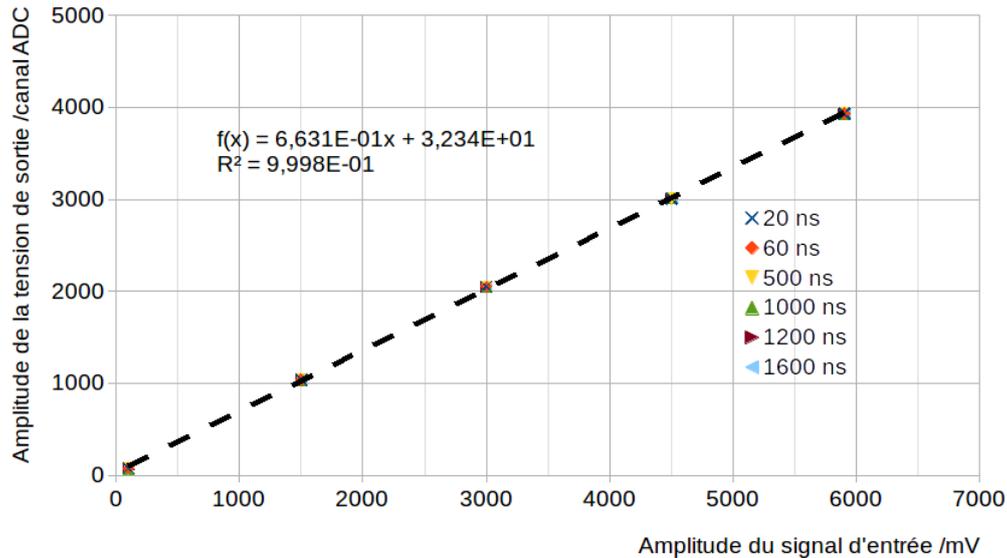


FIGURE 3.3 – Linéarité de l'électronique en fonction de l'amplitude du signal pour différents temps de montée du signal d'entrée. La droite en pointillés correspond à l'ajustement des points de mesure pour un temps de montée de 20 ns.

### 3.1.1.4 Résolution en énergie de la mesure de la charge

À partir des mesures d'amplitudes présentées précédemment, il est possible de mesurer la résolution en énergie due à l'électronique. La distribution étant gaussienne, à partir de la position moyenne du pic  $\overline{q_{ion}}$  et de son écart-type  $\sigma$ , la résolution en énergie est définie par le rapport  $\sigma/\overline{q_{ion}}$ .

Le temps de montée du signal correspond au temps de collection des charges dans le détecteur. Ainsi, un événement qui déposerait quelques millivolts en énergie correspondrait à une trace très courte et donc à un temps de collection des charges court également. C'est pourquoi, un signal physique de quelques dizaines de millivolts ne peut pas correspondre à un temps de montée du signal supérieur à plusieurs centaines de nanosecondes. Les points de mesure de 1  $\mu$ s (et plus) ne sont donc pas utilisés pour calculer la résolution de l'électronique à 100 mV. La résolution en énergie en fonction de l'amplitude du signal d'entrée, pour les différents temps de montée considérés, ainsi que l'ajustement des mesures à 500 ns sont représentés sur la Figure 3.4. La résolution est indépendante du temps de montée pour des

amplitudes supérieures au volt. Pour de faibles amplitudes, ici 100 mV, ce n'est pas le cas. Cette dispersion peut être due à la résolution du générateur de tension qui n'a pas été mesurée. L'ajustement des mesures à 500 ns montre que pour des signaux d'amplitude supérieure à 300 mV, correspondant au canal 232 d'après l'équation de la linéarité en amplitude, la résolution en énergie est inférieure à 1%.

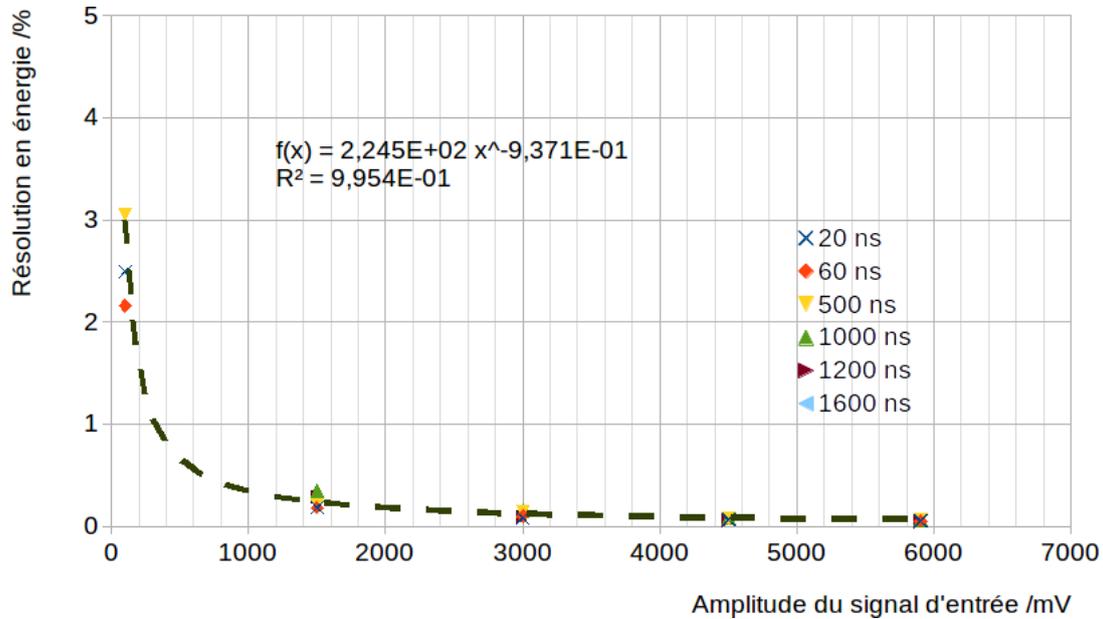


FIGURE 3.4 – Résolution en énergie de l'électronique de mesure du détecteur  $\mu$ TPC en fonction de l'amplitude du signal d'entrée pour différents temps de montée.

### 3.1.1.5 Linéarité en fonction du temps de montée du signal

La seconde propriété à vérifier est la linéarité de l'électronique de mesure en fonction du temps de montée du signal d'entrée. En sachant que le temps de montée du signal représente le temps de collection des charges dans le volume actif, il n'est pas possible de mesurer des événements de faible amplitude associés à un grand temps de montée du signal. Pour cette raison, seuls des signaux d'amplitude supérieure à 1,5 V ont été utilisés pour la vérification de la linéarité en temps de montée de la chaîne électronique.

Pour une étude en fonction du temps de montée du signal, la mesure à 20 ns constitue la valeur de référence car il s'agit de la réponse impulsionnelle de l'électronique. La grandeur d'intérêt étant l'amplitude des signaux de sortie  $q_{ion}$ , le biais sur l'amplitude de sortie amené par le temps de montée du signal d'entrée  $T$  peut être défini comme  $(q_{ion}(T) - q_{ion}(T = 20 \text{ ns})) / q_{ion}(T = 20 \text{ ns})$ . Les résultats du biais sur l'amplitude en fonction du temps de montée du signal d'entrée sont présentés sur la Figure 3.5.

Par construction, quelle que soit l'amplitude d'entrée, le biais est égal à 0 pour  $T=20$  ns. Ensuite, le biais relatif sur l'amplitude n'excède pas 0,2% pour des temps de montée inférieure à 1,6  $\mu$ s et des amplitudes comprises entre 1,5 V et 5,9 V. Ainsi, le biais apporté par

l'électronique sera négligeable devant les incertitudes liées à la mesure de la charge.

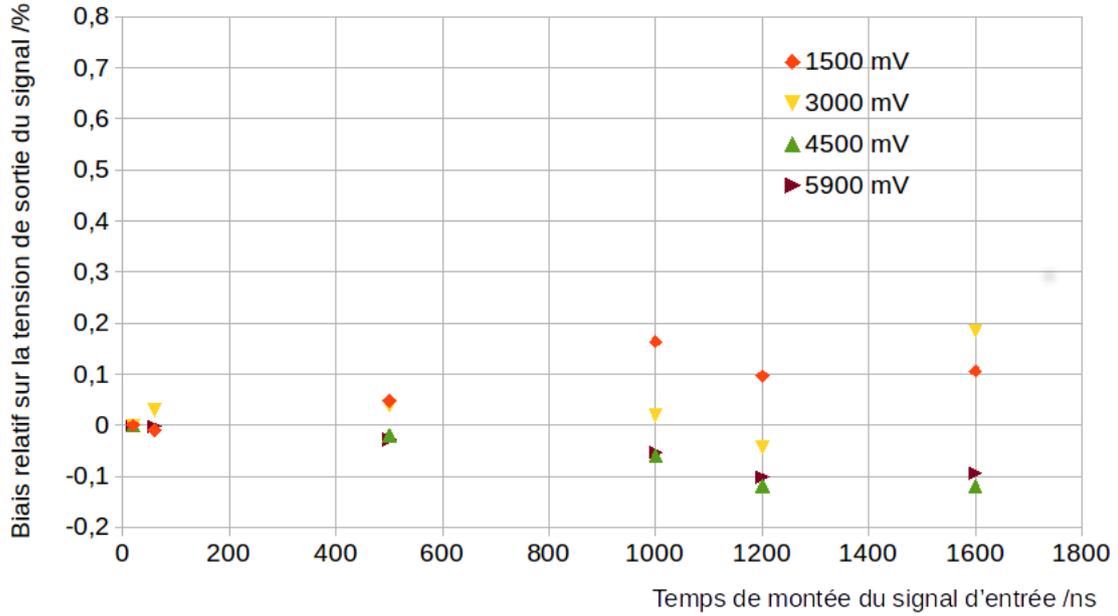


FIGURE 3.5 – Biais sur la mesure de l’amplitude du signal de sortie en fonction du temps de montée du signal d’entrée.

### 3.1.2 Facteur de *quenching* en ionisation

#### 3.1.2.1 Définition

Lors du parcours d’un noyau de recul dans un gaz, celui-ci ne transfère pas toute son énergie cinétique en énergie d’ionisation. Une partie est perdue sous forme de chaleur, d’excitation des électrons sans création de paires électron-ion ou par collision noyau-noyau dans le gaz. L’énergie perdue par l’ensemble de ces processus physiques est pris en compte dans le facteur de *quenching* en ionisation (FQI) qui représente la proportion d’énergie cinétique perdue lors du parcours du noyau de recul dans le gaz. Ce dernier peut être défini à partir de l’énergie d’ionisation mesurée  $E_{ionisation}$  et de l’énergie cinétique initiale du recul  $E_{cinétique}$  selon l’équation 3.1.

$$FQI = \frac{E_{ionisation}}{E_{cinétique}} \quad (3.1)$$

Ce facteur va dépendre de la masse et de l’énergie du noyau de recul ainsi que de la composition et pression du gaz. Par construction, il est toujours inférieur à 1 si la totalité de l’énergie cinétique n’est pas transmise en énergie d’ionisation. Contrairement aux protons et aux  $^4\text{He}$ , les électrons ont un FQI de 1 dès que leur énergie cinétique est supérieure à 500 eV d’après le rapport 85a de l’ICRU [77]. Il est alors possible d’utiliser des électrons pour étalonner le détecteur  $\mu\text{TPC}$  puis de mesurer le dépôt d’énergie des ions dans le gaz pour calculer le FQI.

Le FQI a été étudié dans les deux mélanges gazeux utilisés dans le détecteur  $\mu$ TPC : dans  $i\text{C}_4\text{H}_{10}+50\% \text{CHF}_3$  pour les mesures de champs neutroniques entre 27 keV et 250 keV et dans  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$  pour les mesures entre 250 keV et 6,5 MeV. Les dispositifs expérimentaux utilisés pour la réalisation de ces mesures sont présentés ci-après.

### 3.1.2.2 Dispositif de mesure à basse énergie (énergie cinétique inférieure à 50 keV)

Pour réaliser les mesures de facteur de quenching, le LPSC de Grenoble a développé un dispositif permettant la mesure de l'énergie déposée par ionisation par des électrons ou des ions entre 1 keV et 50 keV. Ce dispositif appelé COMIMAC se compose d'une partie accélératrice sous vide ( $10^{-5}$  hPa) et d'une chambre à ionisation avec le mélange gazeux à étudier comme représenté sur la Figure 3.6. L'interface entre la partie accélératrice sous vide et la partie détectrice avec le mélange gazeux (entre 30 et 950 hPa) comporte un trou micrométrique qui garantit la différence de pression tout en permettant le passage des particules sans perte d'énergie. Le fonctionnement du dispositif COMIMAC est détaillé dans les publications [78][79] et est résumé ci-dessous :

1. un gaz est injecté dans la source afin de créer un plasma. La composition de ce gaz dépend du type d'ions à étudier
2. à l'aide d'une tension d'extraction, les ions ou les électrons vont être extraits du plasma. La polarité de la tension appliquée sur l'électrode va déterminer le type de particules extraites, des ions si la polarisation est positive et des électrons sinon. L'énergie du faisceau d'ions (en keV) est donnée par la différence de potentiel entre le plasma (à la masse) et l'électrode d'extraction (en kV)
3. des électrodes de focalisation vont permettre la mise en forme du faisceau afin de l'aligner avec le micro-trou de l'interface
4. les particules entrantes dans la chambre d'ionisation vont perdre leur énergie cinétique en ionisant le gaz. Les électrons primaires créés vont être collectés sur un détecteur Micromegas non pixelisé grâce à la tension de dérive appliquée sur la grille de ce détecteur. La polarisation appliquée sur l'anode permet d'obtenir un champ d'amplification entre la grille et l'anode qui induit une avalanche électronique et la production du signal de collection de charge sur la grille
5. l'électronique de mesure est exactement la même que dans le détecteur LNE-IRSN-MIMAC qui permet la lecture du signal sur la grille, le traitement par la carte électronique et l'enregistrement de l'événement par le logiciel d'acquisition

Une cage de Faraday peut être placée entre la source et le micro-trou afin de régler l'intensité du faisceau de particules avant de l'envoyer dans la chambre d'ionisation. En règle générale, les mesures sont réalisées avec une dizaine de nanoampères de courant afin d'éviter le phénomène d'empilement (acquisition de plusieurs événements simultanés).

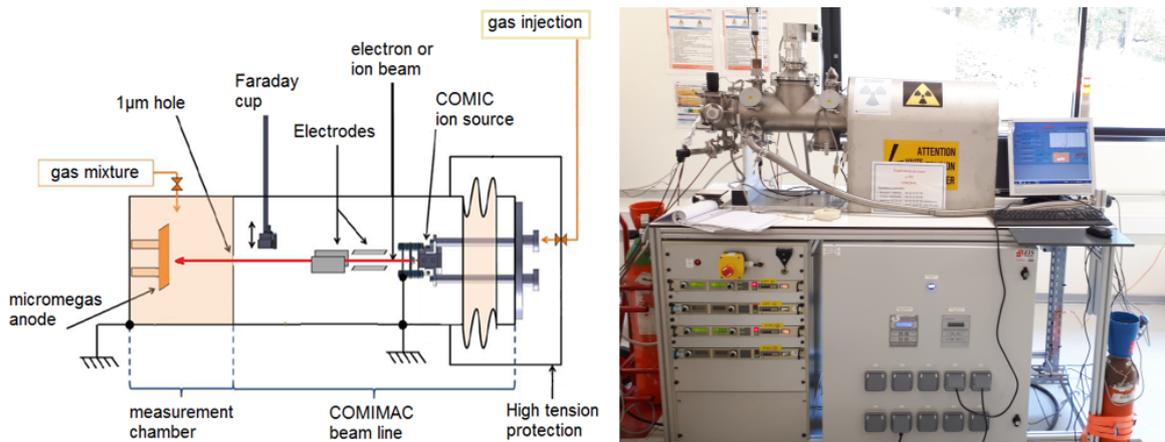


FIGURE 3.6 – Sur l'image de gauche est représenté un schéma du fonctionnement du dispositif COMIMAC, et sur l'image de droite une vue de l'ensemble du dispositif.

### 3.1.2.3 Analyse des données dans le gaz $iC_4H_{10}+50\% CHF_3$

Les faisceaux d'électrons sont utilisés pour réaliser l'étalonnage du détecteur avant la mesure du dépôt d'énergie des protons. Pour cette mesure, les électrons utilisés proviennent de deux sources de rayons X : une source de fer-55 ( $^{55}Fe$ ) et une source de cadmium-109 ( $^{109}Cd$ ) dont les énergies X sont respectivement de 5,92 keV et 3,04 keV. Les sources étaient positionnées dans la chambre de mesure sur une ferrite afin de pouvoir les déplacer comme représenté sur la Figure 3.7. Ce système a été mis en place afin que les sources ne perturbent pas la mesure du dépôt d'énergie des protons.

Dans le mélange gazeux  $iC_4H_{10}+50\% CHF_3$ , les électrons de plus de 10 keV ne laissent pas toute leur énergie dans le détecteur puisque l'espace de collection des charges est de 5 cm. Cette propriété du gaz permet d'identifier les différentes structures observées sur le spectre en énergie mesuré lors d'un étalonnage (Figure 3.8 de gauche). Ce spectre se compose de trois pics et d'un fond de type exponentiel :

- le pic situé autour du canal n° 550, correspondant à la source de  $^{55}Fe$  est généré par les électrons les plus énergétiques déposant toute leur énergie dans le détecteur
- le pic situé au canal 300 correspond à la source de  $^{109}Cd$
- le pic situé autour du canal 150, correspond aux électrons émis par l'aluminium-27 ( $^{27}Al$ ) qui est le constituant principal de la chambre de mesure
- le fond exponentiel correspond à la mesure non complète du dépôt d'énergie des X de 22 keV émis par le  $^{109}Cd$

L'aluminium présent dans les parois du détecteur est excité par les X de 22 keV émis par le  $^{109}Cd$ . En se désexcitant, il émet à son tour des X de 1,49 keV qui sont utilisés pour l'étalonnage en énergie. Ces trois pics permettent la construction de la droite d'étalonnage du détecteur.

L'image de droite de la Figure 3.8 représente le spectre en énergie d'ionisation de la mesure des protons de 25 keV. Sur ce spectre, les différents pics sont dus à des ions de masses

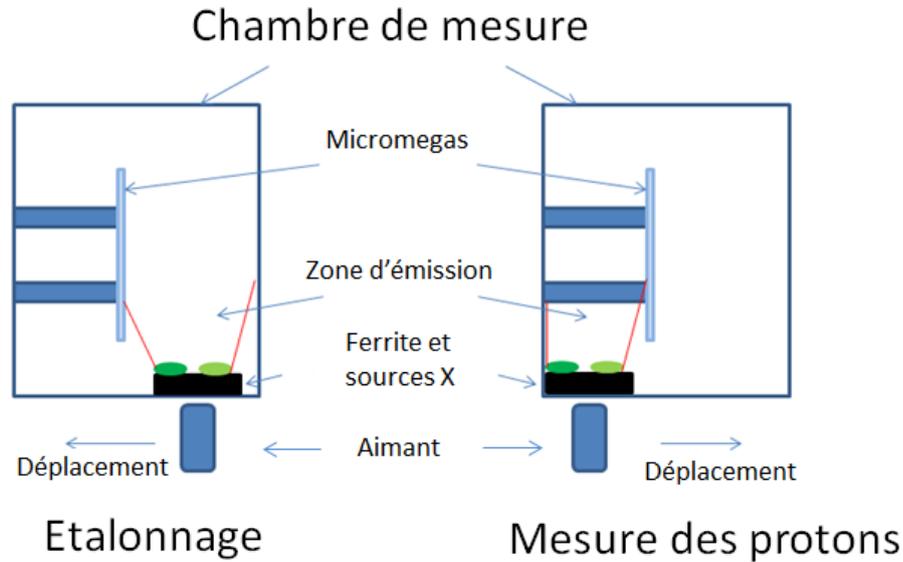


FIGURE 3.7 – Schéma de la position des sources X lors de l'étalonnage du détecteur à gauche et de la mesure des protons à droite.

différentes. Comme le proton est le plus léger, il est toujours associé au pic de plus haute énergie. Les autres ions proviennent des pollutions contenues dans le gaz ou dans la source où est créé le plasma, notamment de l'oxygène et de l'azote provenant de l'air. La position du pic de plus haute énergie et la droite d'étalonnage précédemment déterminée permettent la mesure de l'énergie déposée par ionisation par les protons. L'énergie cinétique étant connue, le calcul du facteur de *quenching* en ionisation est réalisé. Ce travail a fait l'objet d'une publication [78].

L'évolution du FQI des protons en fonction de l'énergie déposée par ionisation dans le détecteur (carré rouge), dans le mélange gazeux constitué de  $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$  à 50 hPa est donnée sur la Figure 3.9. Ces mesures sont comparées aux valeurs obtenues avec la simulation SRIM [63] (triangle bleu). Il est visible que SRIM surestime le FQI d'environ 15% entre 1 keV et 50 keV. Ceci justifie la nécessité de réaliser les mesures de FQI dans les différents mélanges gazeux utilisés dans le détecteur. Les mesures ont été ajustées par une fonction, donnée par l'équation 3.2, qui sera utilisée pour déterminer la valeur du FQI à appliquer aux données expérimentales.

$$FQI_H(E_{ionisation}) = 1 - \exp\left(-0,871709 \times E_{ionisation}^{0,151423}\right) \quad (3.2)$$

Dans le cas des mesures de champs neutroniques jusqu'à 6,5 MeV, réalisées avec le mélange gazeux  $^4He + 5\% CO_2$ , les reculs d'hélium-4 peuvent avoir une énergie cinétique de plusieurs MeV. Avec le dispositif COMIMAC, la mesure du FQI n'est possible que jusqu'à 50 keV. Afin de déterminer la courbe du FQI jusqu'à une énergie plus élevée, une méthode de mesure complémentaire a été mise en place pendant ma thèse.

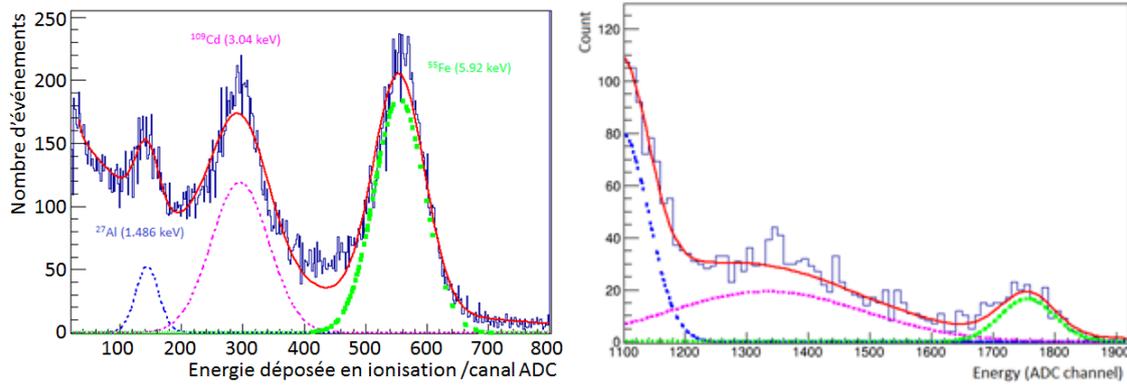


FIGURE 3.8 – Spectre en énergie d’ionisation mesuré avec COMIMAC dans le cas d’un étalonnage avec les sources de rayons X à gauche, et pour des protons de 25 keV à droite.

### 3.1.2.4 Dispositif de mesure à plus haute énergie (énergie cinétique supérieure à 350 keV)

Une expérience a été imaginée et mise en place par le LPSC et le LMDN, afin de réaliser des mesures de facteur de *quenching* au moyen de l’accélérateur AMANDE. En effet, l’accélérateur AMANDE peut produire des faisceaux de particules légères (proton, alpha, . . .) depuis une centaine de keV jusqu’à plusieurs MeV. La gamme en énergie dépend de la masse de l’ion désiré et de sa charge (ionisé une fois ou deux fois). Une vue panoramique du montage expérimental est donnée sur la Figure 3.10. Sur cette photographie est visible l’accélérateur AMANDE et sur la gauche, près du mur, la chambre de mesure dont un zoom est visible sur la Figure 3.11. Cette chambre a été installée sur le *switching magnet* de l’accélérateur qui permet d’envoyer le faisceau d’ions sur la sortie désirée de l’accélérateur, soit dans le hall expérimental servant à la production neutronique, soit dans la chambre de mesure.

Cette chambre a été spécialement développée pour mesurer le dépôt d’énergie des  $^4\text{He}$  jusqu’à 4 MeV. Pour cela, il faut une chambre assez grande (25 cm ici) pour que les ions déposent toute leur énergie dans le gaz. Une cage de champ a été installée à l’intérieur de la chambre afin de garantir que le champ électrique de collection des charges soit uniforme et permette la collection totale des charges des événements. Comme dans le cas précédent, l’électronique de mesure utilisée est identique à celle du détecteur  $\mu\text{TPC}$ .

Pour les mesures avec COMIMAC, l’étalonnage du détecteur est effectué par la mesure d’électrons d’énergie connue. Le parcours des électrons de 60 keV est d’environ 25 cm dans le mélange gazeux composé de 95%  $^4\text{He}$  et de 5% de  $\text{CO}_2$ , un étalonnage dans la gamme du MeV avec des électrons n’est pas réalisable. L’idée est de réaliser la mesure du FQI des alphas, en relatif, par rapport au *quenching* des protons puisque plus la particule est légère et moins le *quenching* sera important (proche de 1) pour une énergie cinétique donnée.

La chambre a été dimensionnée pour la mesure des  $^4\text{He}$  jusqu’à 4 MeV. Or les protons étant plus légers, leur parcours sera plus long que celui des hélium-4. Ainsi, l’énergie maximale des protons mesurée devra être de 1 MeV pour garantir qu’ils perdent toute leur énergie dans

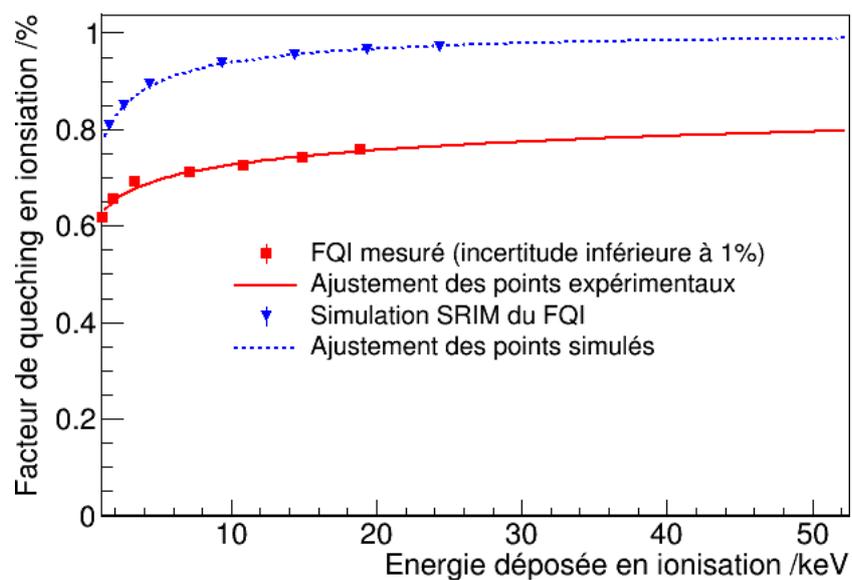


FIGURE 3.9 – Évolution du facteur de *quenching* en ionisation (FQI) des protons dans le mélange gazeux  $iC_4H_{10}+50\% CHF_3$  à 50 hPa en fonction de l'énergie déposée en ionisation. La courbe bleue est l'ajustement des valeurs du FQI simulé avec SRIM et la courbe rouge est l'ajustement des mesures réalisées avec COMIMAC.

le détecteur.



FIGURE 3.10 – Photographie panoramique de l'accélérateur AMANDE avec la chambre de mesure du dépôt d'énergie par ionisation installée en bout d'accélérateur.

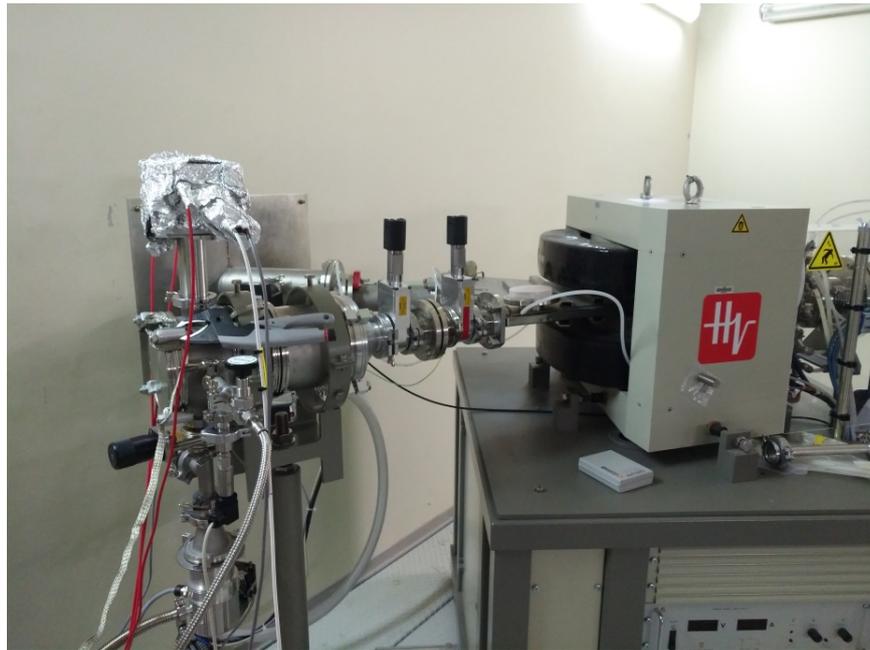


FIGURE 3.11 – Photographie du montage expérimental en bout de ligne de l'accélérateur pour la mesure du dépôt d'énergie par ionisation du faisceau d'ions.

### 3.1.2.5 Analyse des données dans le mélange gazeux $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$

Les valeurs du facteur de *quenching* en ionisation des hélium-4 dans le mélange  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$  à 700 mbar doivent être mesurées avec COMIMAC pour la gamme d'énergie cinétique [1 keV ;50 keV] et avec l'accélérateur AMANDE pour les énergies cinétiques à partir de 350 keV.

Les mesures avec COMIMAC, dans le mélange  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$ , n'ont pas pu être réalisées pendant ma thèse. Cependant, des mesures du FQI des hélium-4 dans un mélange gazeux composé de  $^4\text{He}+5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$  à 700 hPa [79] ont été effectuées par le LPSC avec COMIMAC. La composition de ce mélange gazeux étant très proche de celle du gaz utilisé dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ , et la pression étant identique, il est considéré dans la suite de ce manuscrit que le FQI des hélium-4, dans le mélange  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$ , est identique à celui présenté dans la publication [79].

Les mesures du FQI des hélium-4 à plus haute énergie cinétique sont effectuées par comparaison avec celles des protons. Seule la mesure à 350 keV a pu être réalisée dans le cadre des travaux de thèse puisque la présence du champ magnétique du *switching magnet* était un problème pour la mesure des plus longues traces. Cette mesure a été refaite à Lyon, loin de l'aimant, mais l'analyse des données n'a pu être réalisée dans le cadre de ce travail de thèse. Les spectres en énergie obtenus pour les protons de 350 keV et pour les hélium-4 de même énergie cinétique sont représentés respectivement sur la Figure 3.12 gauche et droite. Les pics correspondent à la mesure de l'énergie d'ionisation totale des ions tandis que les événements situés à plus basse énergie sont des événements pour lesquels la collection des charges n'est pas complète.

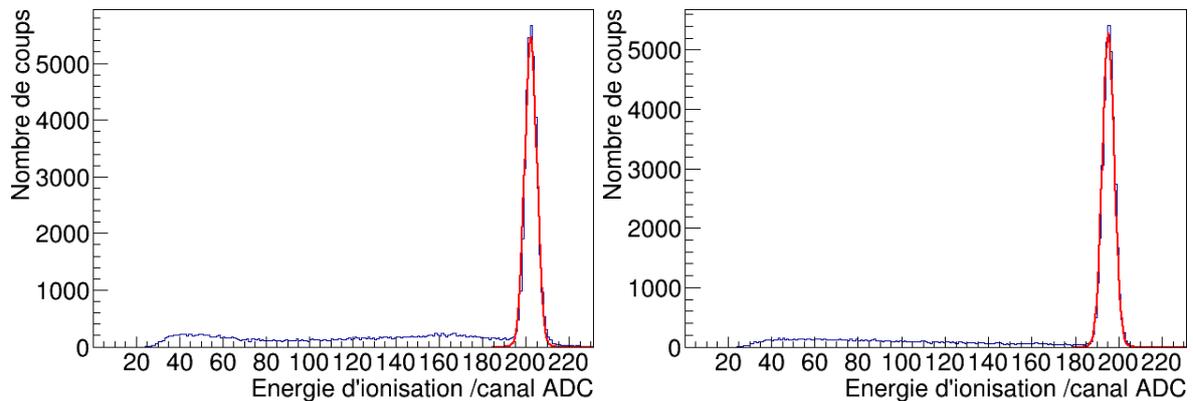


FIGURE 3.12 – Spectre en énergie d'ionisation mesurée sur AMANDE pour des protons de 350 keV à gauche et des hélium-4 de même énergie cinétique à droite.

En considérant que la valeur du FQI du proton à 350 keV est de 1, c'est-à-dire qu'il dépose toute son énergie cinétique en énergie d'ionisation, la valeur du FQI de l'hélium-4 à 350 keV peut être calculée selon l'équation 3.3. L'ajustement de ces deux pics par des gaussiennes donne les positions moyennes (en canal ADC) de ces derniers. Les valeurs d'énergie déposée par ionisation par les deux types de particules ainsi que celle du facteur de *quenching* de l'hélium-4 sont données dans le Tableau 3.1.

L'incertitude associée à la valeur du FQI dépend des incertitudes sur la position moyenne du pic d'étalonnage et du pic de l'ion considéré. Comme ces distributions sont ajustées par des gaussiennes, l'incertitude statistique correspond à  $1/\sqrt{N}$ , où  $N$  est le nombre d'événements. Lors des mesures, plus de 10000 événements sont mesurés pour garantir une incertitude statistique inférieure à 1%. Comme la chaîne électronique n'apporte aucun biais sur la mesure de l'énergie (voir la partie 3.1.1), l'incertitude considérée sur la valeur du FQI de l' $^4\text{He}$  est de 1% quelle que soit l'énergie considérée.

$$FQI_{^4\text{He}}(E_{\text{cinétique}} = 350 \text{ keV}) = \frac{E_{\text{ionisation},^4\text{He}}(350 \text{ keV})}{E_{\text{cinétique},^4\text{He}}(350 \text{ keV})} = \frac{E_{\text{ionisation},^4\text{He}}(350 \text{ keV})}{E_{\text{ionisation},^1\text{H}}(350 \text{ keV})} \quad (3.3)$$

Tableau 3.1 – Amplitude des signaux de collection de charge des protons et des hélium-4 de 350 keV ainsi que la valeur du facteur de *quenching* en ionisation associé.

Particule	Amplitude du signal de collection de charges /canal ADC	FQI
H	202	1 (hypothèse)
He	195	0,965

Les valeurs de FQI calculées dans [79], dans la gamme [1 keV ;50 keV], ainsi que la mesure à 350 keV réalisée sur AMANDE sont représentées sur la Figure 3.13. Ces mesures sont comparées aux valeurs de la simulation SRIM qui sont systématiquement supérieures aux données expérimentales. Les données expérimentales de FQI, en fonction de l'énergie cinétique ou de l'énergie d'ionisation, sont ajustées (équation 3.4 et 3.5) afin d'obtenir l'évolution du FQI en fonction de l'énergie. Ces équations seront utilisées pour la prise en compte du FQI lors de l'analyse des données.

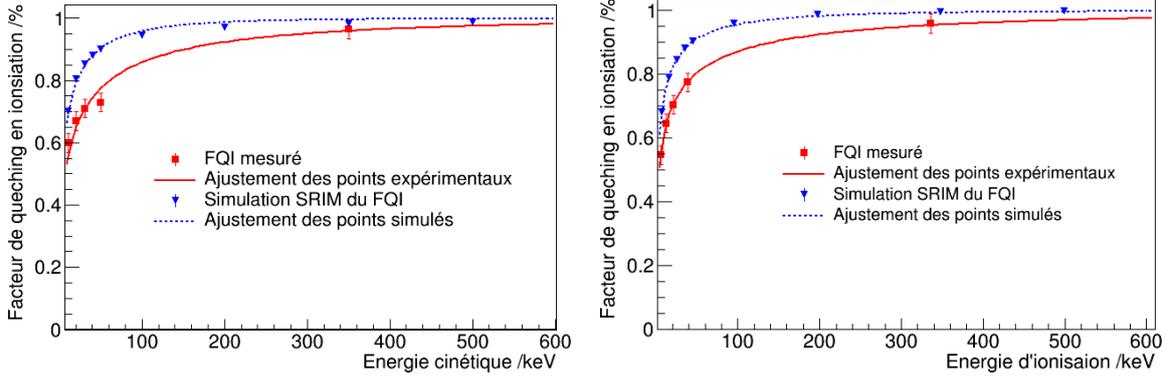


FIGURE 3.13 – Évolution du facteur de *quenching* en ionisation des hélium-4 en fonction de leur énergie cinétique sur l'image de gauche, et de leur énergie d'ionisation à droite, dans le mélange gazeux  ${}^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa. Les valeurs mesurées et simulées par le logiciel SRIM sont représentées respectivement en rouge et en bleu.

$$FQI_{4\text{He}}(E_{\text{ionisation}}) = 1 - \exp\left(-0,445263 \times E_{\text{ionisation}}^{0,332642}\right) \quad (3.4)$$

$$FQI_{4\text{He}}(E_{\text{cinétique}}) = 1 - \exp\left(-0,319099 \times E_{\text{cinétique}}^{0,393930}\right) \quad (3.5)$$

### 3.1.2.6 Incertitude sur la mesure de $q_{\text{ion}}$

Les mesures de dépôt d'énergie des faisceaux d' ${}^4\text{He}$  monoénergétique, réalisée pour le calcul du FQI, permettent également de déterminer l'incertitude de la mesure en énergie dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ . L'énergie d'ionisation mesurée pour des faisceaux  ${}^4\text{He}$  monoénergétiques de 13 keV et de 50 keV sont données sur la Figure 3.14. Ces distributions sont composées d'un pic correspondant à la mesure de toute l'énergie déposée en ionisation par les  ${}^4\text{He}$  et d'un fond à plus basse énergie correspondant à une collection incomplète de la charge. La résolution de ces pics correspond à la dispersion du pic mesuré, c'est-à-dire à la largeur à mi-hauteur du pic qui se calcule à partir de l'écart-type  $\sigma$  de la distribution gaussienne. Étant donné que l'énergie cinétique du faisceau incident était monoénergétique, cette dispersion traduit l'incertitude sur la mesure de l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur.

À partir des mêmes jeux de données qui ont permis de déterminer la courbe du facteur de *quenching* en ionisation, l'incertitude relative sur la mesure de la charge, notée  $\frac{u_{q_{\text{ion}}}}{q_{\text{ion}}}$  en

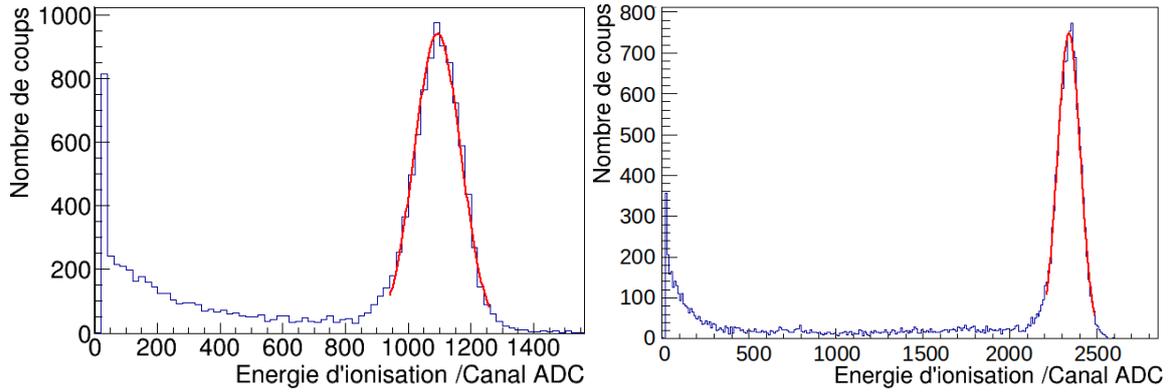


FIGURE 3.14 – Mesure de l'énergie déposée en ionisation par des  $^4\text{He}$  de 13 keV à gauche et de 50 keV à droite. Le mélange gazeux utilisé pour ces mesures se compose de 95%  $^4\text{He}$  et 5%  $\text{C}_2\text{H}_{10}$ .

fonction de l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur  $E_{ion}$  est déterminée, et est donnée sur la Figure 3.15. Ces mesures expérimentales sont ajustées par une fonction, donnée par l'équation 3.6, qui sera utilisée comme définition de l'incertitude relative sur la mesure de l'énergie déposée en ionisation (en canal ADC) dans le détecteur.

$$\frac{u_{q_{ion}}}{q_{ion}} = 5,85 \cdot 10^{-3} \times \exp\left(8,42 \times E_{ion}^{-8,29 \cdot 10^{-2}}\right) \quad (3.6)$$

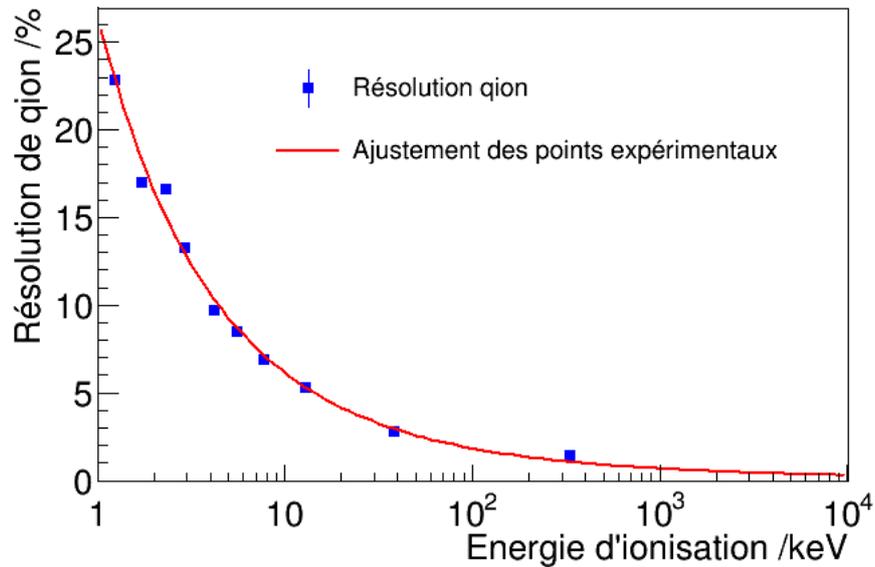


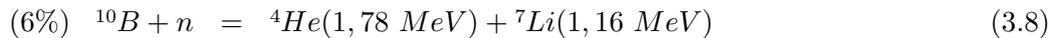
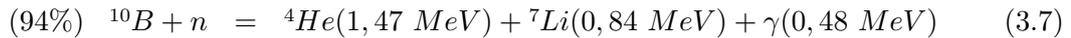
FIGURE 3.15 – Incertitude sur la mesure de l'énergie déposée en ionisation, en canal ADC, dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ .

### 3.1.3 Étalonnage en énergie

Pour les mesures neutroniques entre 250 keV et 6,5 MeV, le mélange gazeux utilisé est composé de 95%  $^4\text{He}$  et de 5% de  $\text{CO}_2$ . Le détecteur est optimisé pour mesurer les reculs d'hélium-4 dans le détecteur afin de reconstruire l'énergie neutronique. Ces reculs possèdent des énergies variant d'une dizaine de keV à plusieurs MeV. L'étalonnage, dans la gamme du MeV, est réalisé par la mesure d'alphas et de lithium-7, d'énergies connues entre 800 keV et 1,7 MeV, provenant de la capture neutronique sur le  $^{10}\text{B}$ .

#### 3.1.3.1 Principe de mesure

Le bore-10, du fait de sa section efficace de capture neutronique élevée pour de faibles énergies neutron, est un noyau neutrophage couramment utilisé dans les réacteurs nucléaires. Il est possible d'utiliser le  $^{10}\text{B}$  pour étalonner le détecteur selon la réaction  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Cette réaction possède deux voies de désintégration : la première, donnée par l'équation 3.7, émet un alpha, un lithium-7 et un gamma de 478 keV tandis que la seconde n'émet pas de gamma (équation 3.8).



Quatre particules d'énergies différentes sont émises par cette réaction, la détection d'au moins deux d'entre elles permet de construire une courbe d'étalonnage. Il convient de vérifier au préalable qu'inclure du bore dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$  ne perturbera pas la mesure d'un champ neutronique. Pour cela, il faut comparer les sections efficaces de diffusion élastique sur l'hélium-4 et de capture par le bore-10 en fonction de l'énergie des neutrons incidents comme représenté sur la Figure 3.16. La section efficace de capture sur le bore-10 (courbe rouge) est très importante pour des neutrons thermiques et devient inférieure à la section efficace de diffusion élastique sur l'hélium-4 (courbe bleue) à partir de 250 keV, et au-delà du MeV, l'écart est supérieur à une décade. Pour les mesures au-dessus du MeV, la capture sur le bore-10 sera négligeable par rapport aux diffusions élastiques dans le gaz. Pour les mesures à 250 keV et 565 keV, la capture sur le bore-10 n'est pas négligeable. Cependant, l'énergie cinétique des alphas et des lithiums sera plus grande que les reculs d'hélium-4 provenant de la collision élastique. De fait, la présence du bore-10 dans le détecteur ne pose pas de problèmes pour la mesure de champs neutroniques monoénergétiques.

#### 3.1.3.2 Montage expérimental

##### Installation du dépôt de bore dans le détecteur

Le bore-10 étant un noyau neutrophage, il convient de maîtriser sa position dans un détecteur de neutron tel que la  $\mu\text{TPC}$ . Pour cela, 250 nm de bore naturel, contenant 19,9% de bore-10, sont déposés par évaporation sur un support en aluminium de 1,5 mm d'épaisseur. Afin de

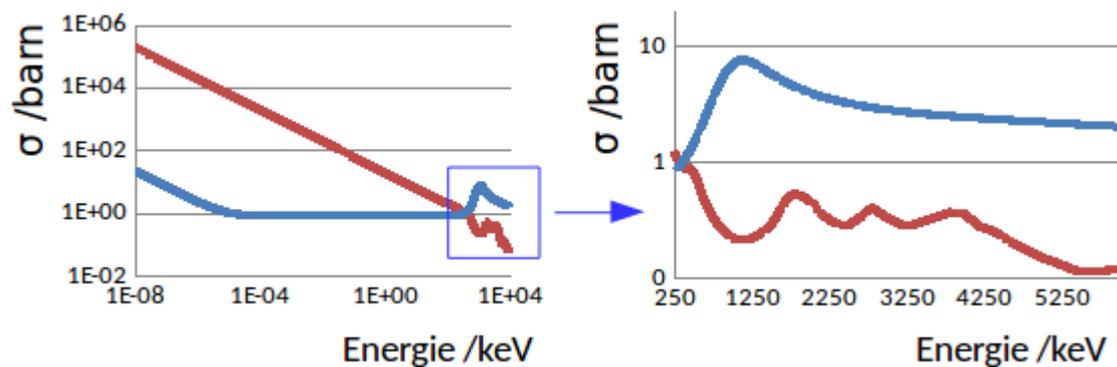


FIGURE 3.16 – Evolution de la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hélium-4 en bleue et de la section efficace de capture neutronique sur le bore-10 en rouge en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

limiter l'effet du dépôt sur les lignes de champ, il faut le polariser d'où le choix d'un support conducteur. Ce dépôt de bore a été collé sur la cathode (en cuivre) du détecteur comme le montre la Figure 3.17. Ce positionnement permet de le polariser de manière uniforme mais aussi de limiter son impact sur les lignes de champ du détecteur car celles-ci seront uniquement déformées près de la cathode.

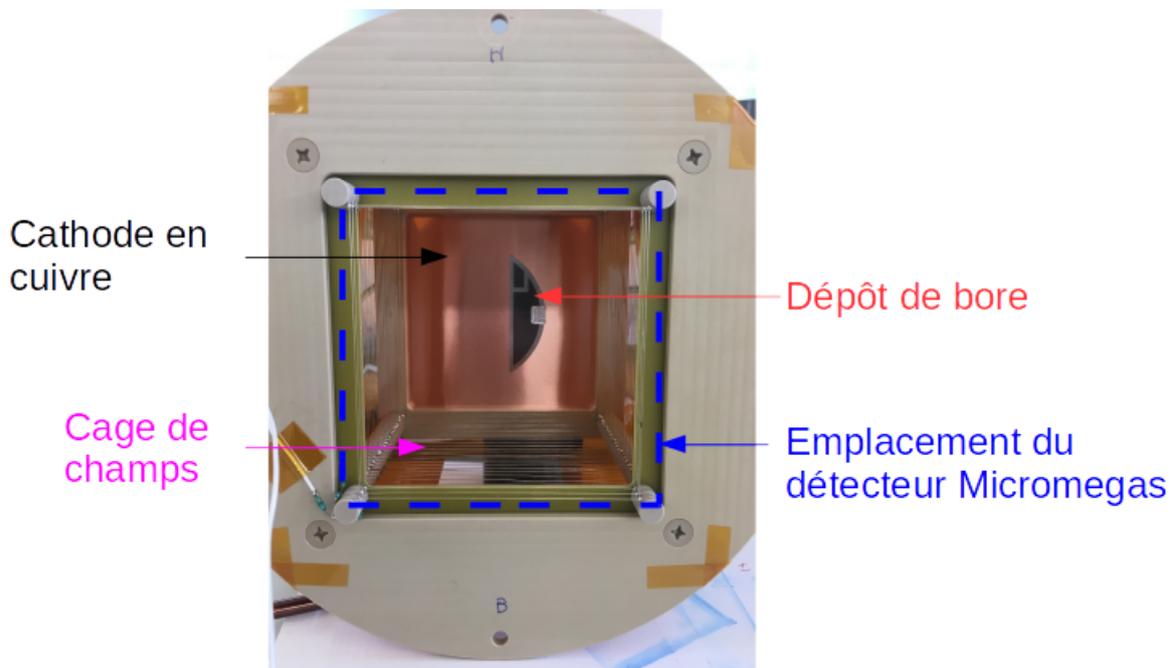


FIGURE 3.17 – Photographie de la position du dépôt de bore dans le détecteur  $\mu$ TPC.

### Modération des neutrons

Comme présenté sur la Figure 3.16, la section efficace de capture neutronique du bore-10 est d'autant plus grande que les neutrons ont une faible énergie cinétique. L'utilisation de neutrons

thermiques permet de maximiser le nombre de captures sur le bore-10 et ainsi optimiser le temps d'étalonnage. L'objectif du détecteur étant la caractérisation d'un champ neutronique, l'étalonnage en énergie du détecteur peut être réalisé en thermalisant ce champ neutronique. Pour cela, des plaques de polyéthylène sont placées entre la cible et le détecteur comme le montre la Figure 3.18 lors d'une mesure sur l'installation AMANDE.

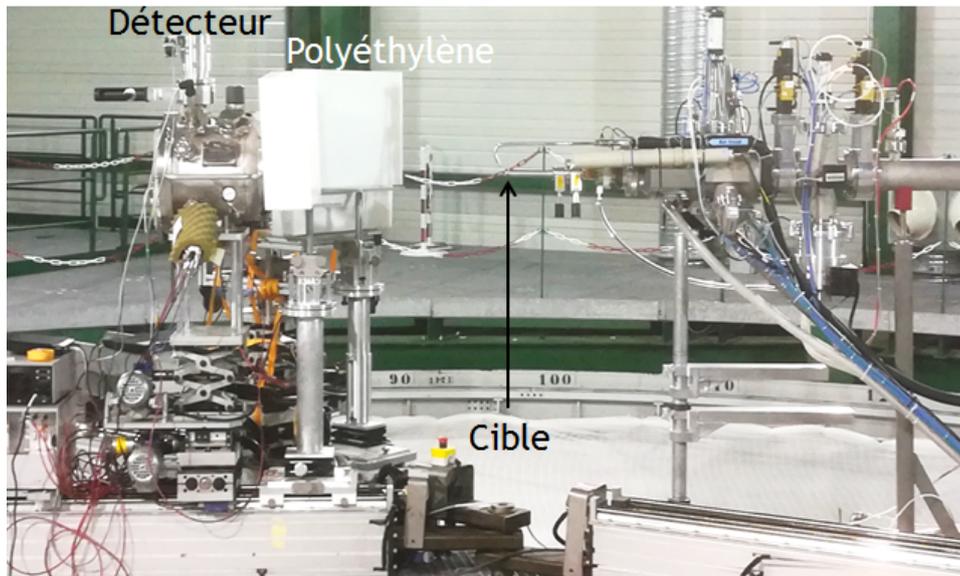


FIGURE 3.18 – Montage expérimental lors de l'étalonnage du détecteur  $\mu$ TPC dans le hall de l'installation AMANDE.

### 3.1.3.3 Analyse des données

Lors de l'étalonnage décrit précédemment, la capture des neutrons par le  $^{10}\text{B}$  est en compétition avec les collisions élastiques des neutrons dans le gaz. L'analyse des données consiste en la discrimination de ces deux types d'événements : ceux provenant des collisions élastiques de ceux provenant du dépôt de bore.

#### Sélection des événements

Comme pour le calcul de l'angle theta (voir le paragraphe 2.2.2.1), la sélection des événements va être réalisée à l'aide des barycentres (X,Y) des premiers électrons créés par le noyau dans le détecteur. En effet, le dépôt de bore étant collé sur la cathode, il se situe sur un plan parallèle à l'anode. Ainsi ses positions (X,Y) correspondent à des pistes précises de l'anode comme tous les événements provenant de celui-ci. Au contraire, les reculs provenant de la diffusion élastique des neutrons sur un noyau du gaz sont localisés dans tout le volume de détection. Il est alors possible de sélectionner les événements provenant du dépôt de bore en réalisant la projection des barycentres X et Y comme montré sur la Figure 3.19. L'image de gauche correspond à la projection des barycentres X et Y sur laquelle est discernée distinctement la

forme du dépôt de bore donnée sur l'image de droite. Ainsi, la plupart des événements de cette zone correspondent à des noyaux issus du dépôt de bore. Il reste cependant des reculs dus aux collisions élastiques puisque, le dépôt étant collé sur la cathode, des diffusions élastiques ont lieu entre le dépôt de bore et l'anode.

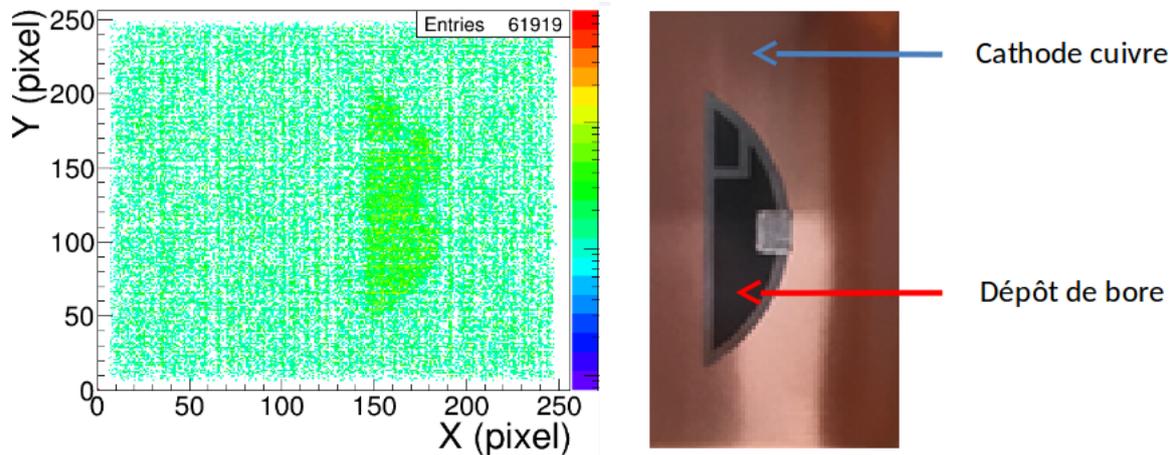


FIGURE 3.19 – Projection des barycentres X et Y des premiers électrons primaires créés dans le volume actif du détecteur sur l'image de gauche. Une photographie du dépôt de bore installée dans le détecteur  $\mu$ TPC à droite.

Afin de ne pas perturber l'analyse de l'étalonnage, il faut que l'énergie cinétique des reculs dus aux collisions élastiques des neutrons n'excède pas l'énergie des  $^7\text{Li}$  sortant du dépôt de bore. Pour cela, il faut correctement dimensionner l'épaisseur de polyéthylène placée entre la cible et le détecteur. Ainsi, bien que les collisions élastiques ne puissent être totalement discriminées, ils ne constituent pas un problème pour la détermination de l'étalonnage du détecteur  $\mu$ TPC comme présenté dans la section suivante.

## Détermination de la droite d'étalonnage

### Spectre en énergie d'ionisation

Une simulation des événements sortant du dépôt de bore a été réalisée avec MCNPX en tenant compte de l'épaisseur du dépôt de bore (500 nm). Cependant, une couche d'oxyde de bore ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ), d'épaisseur non déterminée expérimentalement, doit être présente à la surface. La simulation présentée sur la Figure 3.20 de droite tient compte d'une couche d'oxyde de 50 nm, cependant les résultats (droite d'étalonnage) sont identiques avec une simulation comprenant une couche d'oxyde d'épaisseur 100 nm. Sur ce spectre sont visibles trois pics dus aux événements sortant du dépôt de bore. Ces pics correspondent à des alphas de 1,78 MeV, des alphas de 1,47 MeV et des lithium-7 de 840 keV. Le pic des alphas de 1,78 MeV est très faible compte tenu de leur probabilité d'émission de 6%. Pour les mêmes raisons, les lithium-7 de 1,16 MeV ne forment pas de pic, de plus, leur dépôt d'énergie est confondu avec une partie de celui des alphas de 1,47 MeV. Cependant, la simulation donne l'énergie cinétique en

sortie du dépôt, il faut alors calculer l'énergie d'ionisation correspondante avant de réaliser l'étalonnage. Ce calcul est effectué avec la courbe d'évolution du FQI en fonction de l'énergie cinétique, notée  $FQI_{He}(Ec)$  définie précédemment.

La forme du spectre provient de la perte d'énergie cinétique des alphas et des lithium-7 dans le dépôt de bore. En effet, ils sont émis à une profondeur comprise entre 0 nm et 250 nm avec n'importe quel angle par rapport à la surface du dépôt de bore. Ils vont alors perdre une partie de leur énergie dans le dépôt avant d'ioniser le gaz. Cet effet explique que les pics associés à chaque particule ne forment pas une gaussienne.

Le spectre mesuré, après sélection des événements provenant des positions (X,Y) du dépôt de bore, est donné sur la Figure 3.20 de gauche. En plus des trois pics provenant des événements du dépôt de bore, un quatrième situé plus bas en énergie (canal 200) est visible. Celui-ci correspond au dépôt d'énergie des  $^4\text{He}$  dus aux collisions élastiques des neutrons non thermalisés.

Les différents pics du spectre expérimental ont été attribués à leurs événements respectifs. Il faut à présent définir une méthode de calcul pour la droite d'étalonnage.

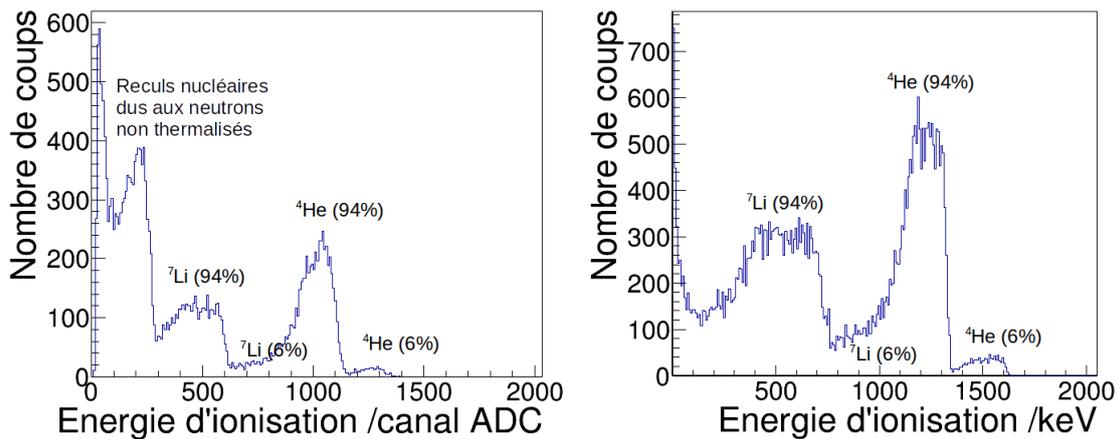


FIGURE 3.20 – Spectre en énergie déposée par ionisation dans le gaz  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$  par les produits de la réaction de capture neutronique du  $^{10}\text{B}$ , à gauche dans le cas expérimental et à droite dans le cas d'une simulation MCNP.

### Ajustement du spectre de simulation avec le spectre mesuré

Compte tenu de la perte d'énergie cinétique dans le dépôt, la détermination de la position en canal ADC correspondant à l'énergie d'ionisation des lithium-7 et des alphas émis par la capture neutronique sur le  $^{10}\text{B}$  est difficile. Une méthode a été développée pendant cette thèse afin de définir les coefficients a et b, correspondant respectivement au coefficient directeur et à l'ordonnée à l'origine, de la droite d'étalonnage. Avec une méthode de minimisation de  $\chi^2$ , un ajustement du spectre simulé est réalisé à partir du spectre expérimental comme représenté sur la Figure 3.21 pour l'ajustement du pic  $^7\text{Li}(94\%)$  à gauche et  $^4\text{He}(94\%)$  à droite.

Prenons le cas du lithium-7 émis à 94% pour expliciter la méthode : le but est de dé-

terminer des coefficients  $(a_{7Li(94\%)}, b_{7Li(94\%)})$  permettant de minimiser l'écart entre le spectre simulé et expérimental. Ce calcul est réalisé uniquement sur la partie des spectres expérimentaux et simulés correspondant à ce pic. La distribution expérimentale peut alors être caractérisée par son énergie moyenne déposée en ionisation, en canal ADC, notée  $\overline{q_{ion,7Li(94\%)}}$  pour le lithium-7. Ainsi, le point d'étalonnage correspondant au pic du lithium-7 émis à 94% correspond à un couple  $(\overline{q_{ion,7Li(94\%)}}, \overline{E_{ion,7Li(94\%)}})$  dont l'énergie déposée en ionisation en keV est  $\overline{E_{ion,7Li(94\%)}} = a_{7Li(94\%)} \times \overline{q_{ion,7Li(94\%)}} + b_{7Li(94\%)}$ .

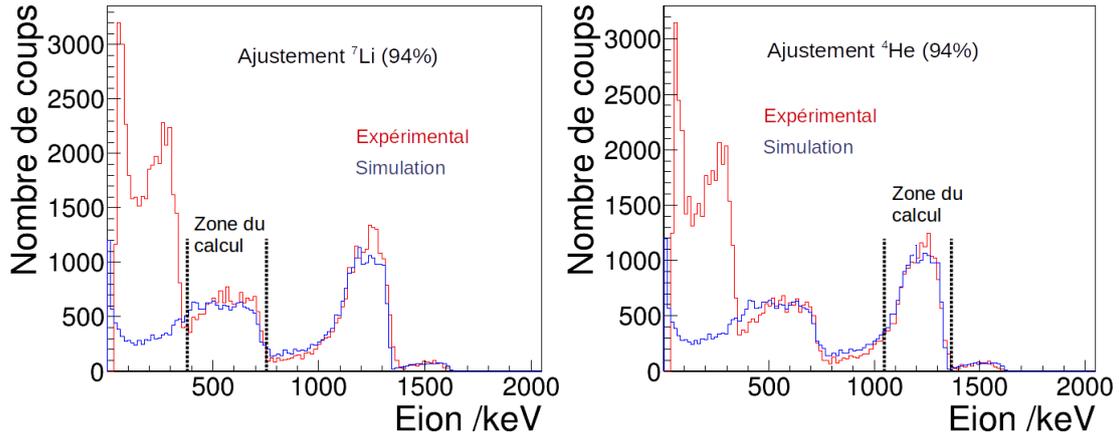


FIGURE 3.21 – Ajustement de la distribution en énergie des événements sortant du dépôt de bore simulé par le spectre expérimental pour le pic du lithium-7 (94%) à gauche et des alphas (94%) à droite.

Cet ajustement est réalisé pour les trois distributions en énergie correspondant aux événements sortant du dépôt de bore : le lithium-7 à 94% et les deux distributions alpha. Cela permet d'obtenir trois points d'étalonnage pour la détermination de la courbe d'étalonnage.

### Détermination de la droite d'étalonnage

Le code M-CARE [18], développé par le Collège Français de Métrologie, est utilisé pour calculer la droite d'étalonnage du détecteur. Ce code a été comparé à d'autres dans la référence [80] et montre que ses résultats sont en accord. Ce code possède plusieurs méthodes de calcul de la droite de régression dont une nommée GGMR (*General Gauss Markov Regression*) prend en compte les incertitudes sur les variables X et Y.

Comme représenté sur la Figure 3.22 pour un étalonnage du détecteur  $\mu$ TPC, l'axe X correspond à l'amplitude du signal de collection de charge en canal ADC et l'axe Y à l'énergie déposée en ionisation en keV. L'incertitude sur X est calculée avec la formule de l'incertitude sur l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur définie au paragraphe 3.1.2.6. L'incertitude sur Y est calculée, à partir de la valeur de X et de son incertitude ainsi que des coefficients (a,b) et de leurs incertitudes déterminées par le calcul du chi2, selon l'expression analytique calculée suivant la recommandation du rapport GUM (voir paragraphe 4.5.1.2). Les incertitudes de mesure sont inférieures à la taille des points de mesure, ils ne sont donc pas visibles sur la Figure 3.22.

Ce code permet de calculer les coefficients de régression (a,b) de la droite d'étalonnage et estime les incertitudes sur chacun de ces coefficients ainsi que leur covariance. Cela permet d'effectuer le calcul de l'incertitude de l'énergie d'ionisation déposée en keV dans le détecteur. Dans le cas de cet étalonnage, les trois points expérimentaux sont ajustés par une droite. Cette droite d'étalonnage sera donc utilisée comme courbe d'étalonnage pour le détecteur  $\mu$ TPC.

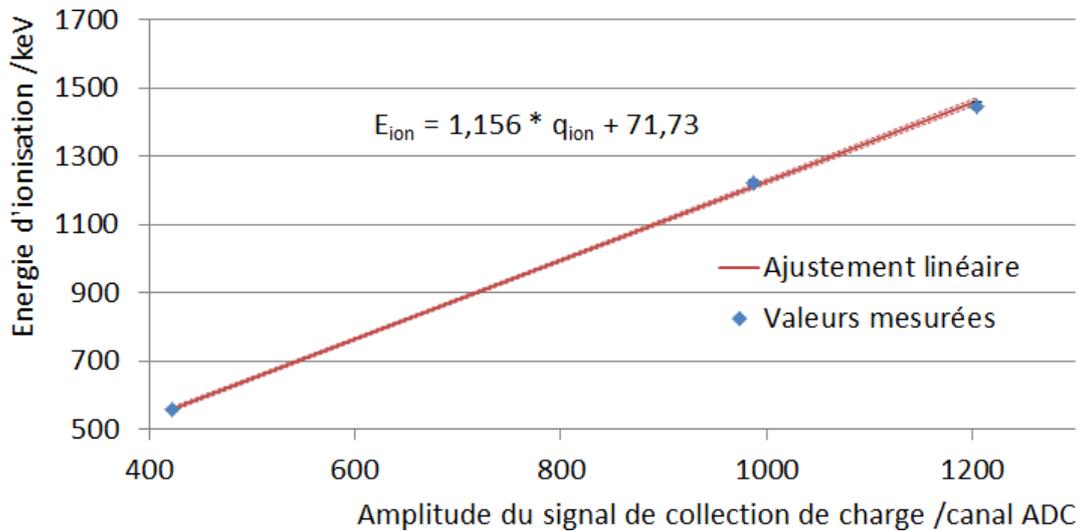


FIGURE 3.22 – Droite d'étalonnage calculée avec le code M-CARE[18] dans le cas d'un étalonnage du détecteur  $\mu$ TPC.

### 3.1.4 Caractérisation des neutrons diffusés par l'environnement : méthode du cône d'ombre

Le détecteur  $\mu$ TPC est directionnel ; la direction des neutrons directs est supposée connue et provenant de la cible. Cependant ces neutrons directs sont accompagnés de neutrons diffusés qu'il faut quantifier et soustraire aux événements détectés afin de déterminer les grandeurs d'énergie et de fluence du champ neutronique. Une méthode expérimentale de réjection des neutrons diffusés par l'environnement est présentée ici.

#### 3.1.4.1 Principe de la méthode

Un cône d'ombre est un dispositif permettant d'arrêter un faisceau de neutrons incidents. Les dimensions des cônes varient en fonction de l'énergie du champ neutronique ainsi que de la distance de mesure et du diamètre du détecteur utilisé. Le montage expérimental relatif à la mesure avec un cône d'ombre pour le détecteur  $\mu$ TPC est montré sur la Figure 3.23 lors d'une mesure sur l'installation AMANDE. Les cônes se positionnent entre la cible et le détecteur et sont constitués de deux parties distinctes : une première partie en fer naturel, acier inoxydable ou cuivre et une seconde en polyéthylène qui peut être boré. Cet assemblage

permet de ralentir et d'absorber les neutrons incidents afin de couper le faisceau de neutrons directs sur un détecteur. Le taux de transmission des neutrons dépend de la composition du cône et de sa taille comme étudié dans le rapport [81] pour les cônes d'ombre de l'installation AMANDE.

Le cône d'ombre permettant "d'arrêter" le faisceau de neutrons incidents, les événements détectés correspondent à des neutrons diffusés comme représenté sur la Figure 3.23. Si le cône d'ombre couvre tout le détecteur, les neutrons détectés correspondent aux diffusions par l'environnement, mais s'il ne couvre que le volume actif du détecteur alors une partie de ces neutrons correspondent à des diffusions dans l'enceinte du détecteur. Dans le cas de la  $\mu$ TPC, D. Maire a montré que la partie la plus diffusante du détecteur était la bride arrière [14]. Or en couvrant le volume actif, la bride arrière se retrouve couverte également, il n'y a donc pas de grandes différences de résultats entre ces deux positionnements de cône d'ombre.

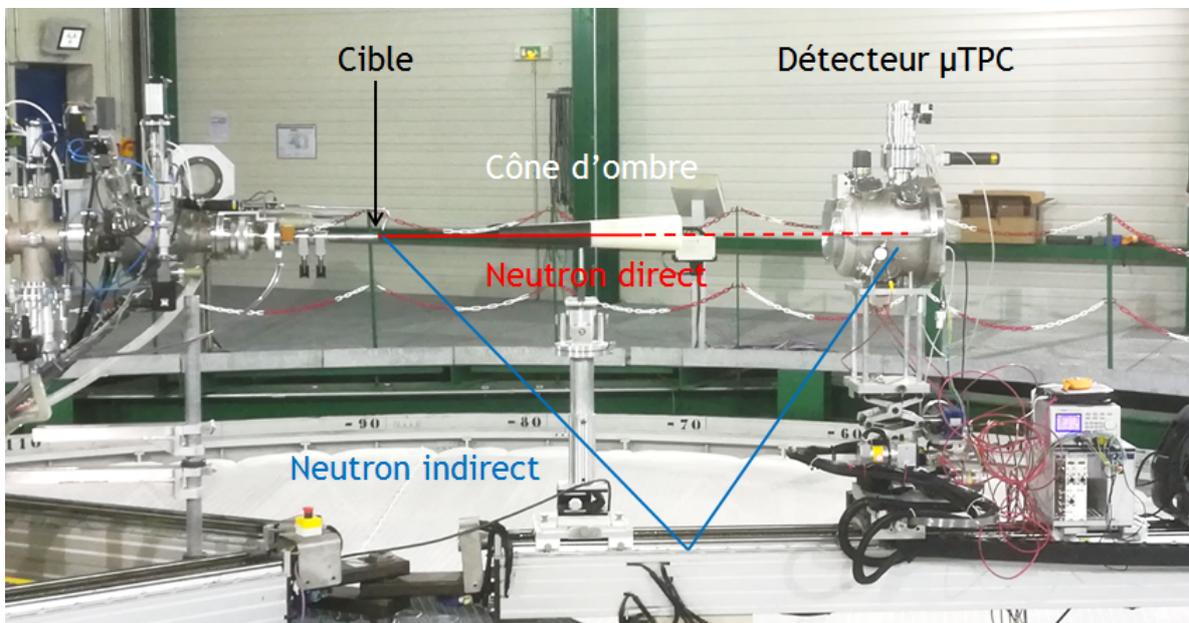


FIGURE 3.23 – Montage expérimental pour la mesure avec un cône d'ombre sur l'installation AMANDE.

Le principe de mesure consiste ainsi à réaliser deux mesures du même champ neutronique, sans modifier l'environnement, avec puis sans le cône d'ombre. Ainsi, pour une position fixée, la mesure sans cône d'ombre permet d'acquérir les événements issus des neutrons directs et des neutrons diffusés tandis que la seconde mesure donne une estimation des neutrons diffusés par l'environnement. L'exploitation de ces deux mesures, afin de donner les caractéristiques du champ neutronique correspondant aux neutrons directs, est explicitée dans le paragraphe suivant.

### 3.1.4.2 Exploitation des mesures

Le détecteur  $\mu$ TPC permet la mesure de toutes les caractéristiques d'un événement. Lors de l'analyse, il est considéré que le neutron incident provient de la cible, ainsi l'énergie neutronique des événements provenant de neutrons indirects est incorrecte. Dans un spectre en énergie d'une mesure sans cône d'ombre sont mélangés les événements directs et indirects. Afin de retrancher la composante de neutrons diffusés de ce spectre, il faut analyser la mesure avec le cône d'ombre en réalisant la même erreur de calcul : considérer que les neutrons incidents proviennent directement de la cible, puis faire la différence.

Une telle analyse donne un spectre total, somme des neutrons directs et indirects dans le cas de la mesure sans cône, et un spectre de neutrons diffusés lors de la mesure avec le cône d'ombre. Afin de retrancher le spectre de neutrons diffusés au spectre total, il convient de réaliser une normalisation de ces spectres. Pour cela, il faut prendre en compte le temps mort du détecteur puisque celui-ci n'est pas identique entre les deux mesures puis prendre en compte le nombre de neutrons émis par la source lors de chaque mesure. En effet, pour comparer le nombre d'événements de ces deux spectres il faut s'assurer qu'ils correspondent au même nombre de neutrons émis. Cette mesure est effectuée par des moniteurs type Long Compteur sur l'installation AMANDE. La différence de ces spectres s'effectue alors par intervalles d'énergie selon l'équation 3.10.

$$N_i = \frac{N_{SCO,i}}{CTM_{SCO}} - \frac{N_{ACO,i}}{CTM_{ACO}} \times \frac{N_{LCACO}}{N_{LCSCO}} \quad (3.9)$$

où  $N_i$  est le nombre de neutrons directs,  $N_{SCO,i}$  et  $N_{ACO,i}$  respectivement le nombre d'événements dans l'intervalle d'énergie  $i$  du spectre sans cône d'ombre et avec cône d'ombre,  $CTM_{SCO}$  et  $CTM_{ACO}$  les corrections de temps morts des mesures sans cône et avec cône d'ombre et  $N_{LCSCO}$ ,  $N_{LCACO}$  les nombres de neutrons émis, mesurés par le moniteur, lors de la mesure sans cône et avec cône d'ombre.

Le temps mort du détecteur correspond au temps pendant lequel l'électronique traite les informations d'un événement, ce qui correspond au temps où elle n'est pas disponible pour acquérir un nouvel événement. Cette information est calculée et connue, événement par événement, pour le détecteur  $\mu$ TPC. Ainsi, durant un temps de mesure  $t = T_{tot} - TM$ , où  $T_{tot}$  représente le temps écoulé entre le début et la fin de l'acquisition et  $TM$  la valeur du temps mort lors de cette mesure, la détection de  $N$  événements est réalisée. Si le temps mort du détecteur était nul, alors durant le temps  $T_{tot}$  il y aurait eu  $N$  événements détectés. En

supposant que le flux neutronique soit constant, le nombre d'événements détectés par unité de temps l'est aussi, il y a alors :

$$\frac{N}{t} = \frac{N}{T_{tot} - TM} = \frac{N'}{T_{tot}} \quad \text{donc} \quad N' = \frac{N \times T_{tot}}{T_{tot} - TM} \quad (3.10)$$

En notant  $CTM$  la correction du temps mort à apporter à une mesure, elle s'exprime alors selon l'équation 3.11.

$$CTM = \frac{T_{tot} - TM}{T_{tot}} = 1 - \frac{TM}{T_{tot}} \quad (3.11)$$

## 3.2 Caractérisation du détecteur par simulation

Le détecteur a été caractérisé expérimentalement au niveau de la chaîne électronique, des neutrons diffusés et des variables servant à la détermination de l'énergie cinétique du noyau de recul (étalonnage et facteur de *quenching* en ionisation). Afin de reconstruire l'énergie et la fluence neutronique, deux paramètres doivent encore être caractérisés : la reconstruction de l'angle de diffusion  $\theta$  et le facteur correctif  $k_\phi$ . En plus de ces deux paramètres, la simulation a également permis de faire évoluer le détecteur au niveau de la cathode et de déterminer l'efficacité du détecteur pour la détermination du spectre en énergie.

### 3.2.1 Changement de cathode du détecteur

En 2015, la cathode du détecteur  $\mu$ TPC était une maille grillagée (voir [14]) pour permettre le passage des rayons X, provenant de sources radioactives, utilisées pour l'étalonnage en énergie du détecteur. Ce type de cathode laisse également passer les noyaux de reculs provenant de collisions élastiques en dehors du volume de détection. Or ce type d'événements ne déposant pas toute leur énergie dans le volume actif du détecteur, ils ne sont pas exploitables pour la reconstruction de l'énergie des neutrons incidents, ni pour le calcul de la fluence neutronique. Ces événements doivent être discriminés, ce qui est très difficile actuellement (voir 2.3.1.2). Afin d'éviter d'être pollué par ce type de noyaux de reculs, il convient de les empêcher d'entrer dans le volume actif du détecteur.

Pour cela, un changement de cathode a été opéré. Celle-ci doit être conductrice et pourra être polarisée avec des tensions de l'ordre de 5 kV. Une plaque de cuivre de 200 nm d'épaisseur a été choisie comme nouvelle cathode. Cette épaisseur est nécessaire pour garantir la planéité de l'anode qui est requise pour ne pas perturber les lignes de champs. La faible épaisseur de la cathode (200 nm) permet de limiter les réactions nucléaires des neutrons avec celle-ci. La comparaison du nombre d'événements provenant, et passant à travers, de la cathode dans le cas d'une cathode grille et de cette cathode en cuivre en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique simulé est donnée dans le Tableau 3.2. En fonction de l'énergie du champ neutronique entre 3,1% et 11% des reculs dans le volume actif étaient dus à des événements provenant d'une interaction des neutrons en amont du volume actif. Parmi ces événements, il y a des reculs d' $^4\text{He}$ , de  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$  provenant de collisions élastiques situées de l'autre côté de la

cathode mais aussi des  $^1\text{H}$  provenant de la réaction (n,p) sur l'aluminium-27 de la face d'entrée du détecteur. Le Tableau 3.2 montre que le nombre d'événements provenant de l'extérieur de la cage de champ est inférieur à 0,05% dans le cas de la cathode en cuivre, quelle que soit l'énergie moyenne du champ neutronique simulé. Cela signifie que cette cathode permet d'arrêter les reculs provenant de collisions élastiques situées en dehors de la cage de champ. Elle est aussi correctement dimensionnée puisque le nombre d'événements provenant des réactions (n,p) et (n, $\alpha$ ) sur le  $^{63}\text{Cu}$  est négligeable comparé à celui des événements provenant des collisions élastiques des neutrons dans le volume actif.

Ce changement de cathode permet de ne plus acquérir des événements passant par la cathode, ce qui va améliorer la performance des sélections mais permet également de libérer du temps pour les mesures.

Tableau 3.2 – Pourcentage d'événements entrant dans le volume actif par la cathode du détecteur  $\mu\text{TPC}$  en fonction de l'énergie du champ neutronique simulé.

Énergie	Pourcentage d'événement traversant la cathode	
	avec cathode grille	avec cathode pleine
250 keV	3,1%	0,0%
565 keV	5,6%	0,0%
1200 keV	6,6%	0,0%
2500 keV	6,0%	0,0%
5000 keV	10,2%	0,0%
6500 keV	11,0%	0,0%

### 3.2.2 Reconstruction de l'angle de diffusion

L'angle de diffusion est une des variables du calcul de l'énergie cinétique du neutron incident. Le calcul de l'angle de diffusion  $\theta$  a été étudié à l'aide du modèle direct et indirect afin de déterminer la meilleure méthode pour les mesures de champs neutroniques entre 250 keV et 6,5 MeV effectuées avec le mélange  $^4\text{He}+5\% \text{CO}_2$ . Comme expliqué dans le paragraphe 2.2.2.1, l'angle de diffusion est défini comme le produit scalaire de la direction du neutron incident et de la direction du noyau de recul. La direction du neutron incident est définie à partir de la position de la source et de la position de la collision élastique donnée par les barycentres X et Y des premières charges créées et à une hauteur Z d'interaction choisie à la moitié de la zone de dérive. La détermination de l'angle de diffusion  $\theta$  dépend alors uniquement de la direction du noyau de recul et donc de la méthode employée pour sa détermination. Dans cette partie va être étudiée la détermination de la direction du recul nucléaire dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$  et le

biais apporté sur l'angle d'émission par la position en Z imposée, pour cela l'angle reconstruit par le modèle inverse sera notée  $\theta$  et l'angle initial du recul, fourni par le code MCNP, sera noté  $\theta_{MCNP}$ .

### 3.2.2.1 Étude de la détermination de la direction du recul

**Méthodes de calcul** Les traces dans le détecteur sont considérées comme rectilignes depuis le travail mené précédemment [14]. Dans ce cas, le nuage d'électrons associé à chaque événement est ajusté par une droite à partir d'un algorithme de minimisation du  $\chi^2$ , procédure itérative de ROOT [71]. Ce type d'algorithme possède deux contraintes :

- le temps de calcul
- il dépend de la précision et du nombre d'itérations. Or ces paramètres peuvent difficilement être optimisés pour des calculs portant à la fois sur des traces de quelques millimètres (environ 30 pixels) ou d'une dizaine de centimètres (plusieurs centaines ou milliers de pixels)

Une seconde méthode de calcul a été envisagée pendant cette thèse, il s'agit d'une méthode analytique appelée "Analyse de la Composante Principale" (ACP), basée sur le calcul matriciel, issue du travail de K. Pearson [75]. À partir de chaque point du nuage, la matrice de covariance des positions de la trace est calculée qui est, dans notre cas à trois dimensions, une matrice  $3 \times 3$ . La diagonalisation de cette matrice donne trois valeurs propres qui sont chacune associées à un vecteur propre. Les trois vecteurs propres correspondent aux axes d'un ellipsoïde englobant la trace, ils forment une base orthonormée dans le référentiel de la trace. La première valeur propre est associée à l'axe principal de l'ellipsoïde qui est donc la direction du nuage de points à partir duquel l'angle  $\theta$  peut être calculé. Les deux autres vecteurs propres, associés aux deux autres directions de l'ellipsoïde traduisent la sphéricité du nuage de points.

Une troisième méthode de détermination de l'angle de diffusion a été envisagée, basée également sur une ACP, mais cette fois sur les barycentres de chaque *time slice* de la trace et non plus sur le nuage de points. Il s'agit d'une construction mathématique qui consiste à réduire tous les pixels d'un *time slice* à un point correspondant aux barycentres des pistes X et Y déclenchés. La coordonnée Z du *time slice* ne change pas et est définie comme la distance le séparant du premier *time slice* mesuré. Chaque *time slice*, représenté par un point, se voit alors attribuer un poids correspondant au nombre de pixels déclenchés. Cette construction mathématique permet de réduire le nombre de points, ce qui accélère le calcul, mais permet aussi d'étudier la reconstruction angulaire sur des portions de trace comme présenté dans la partie 3.2.2.1.

Ces trois méthodes de calcul de la direction du noyau de recul ont été comparées sur la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV comme représenté sur la Figure 3.24 de gauche. L'écart de la distribution entre l'angle de diffusion reconstruit et initial est centré sur zéro pour les trois méthodes ce qui signifie qu'elles n'apportent pas de biais sur la détermination de l'angle. Cependant, le calcul avec l'ajustement linéaire montre un écart supérieur à  $10^\circ$  sur une partie des événements ce qui signifie que l'angle reconstruit est surestimé. Dans le

cas de l'ACP sur les barycentres, il y a l'écart inverse, l'angle semble sous estimé pour une partie des événements qui sont des événements avec un faible nombre de *time slice* comme le montre l'image de droite de la Figure 3.24. Le calcul de l'ACP sur le nuage d'électrons montre une distribution légèrement asymétrique, mais dont tous les événements sont contenus dans le pic. Ainsi, malgré une résolution légèrement supérieure à celle des autres méthodes, cette méthode est retenue car elle permet de reconstruire les angles d'émission de tous les événements, y compris ceux qui ont un faible nombre de *time slices*, sans de gros écarts par rapport à l'angle simulé.

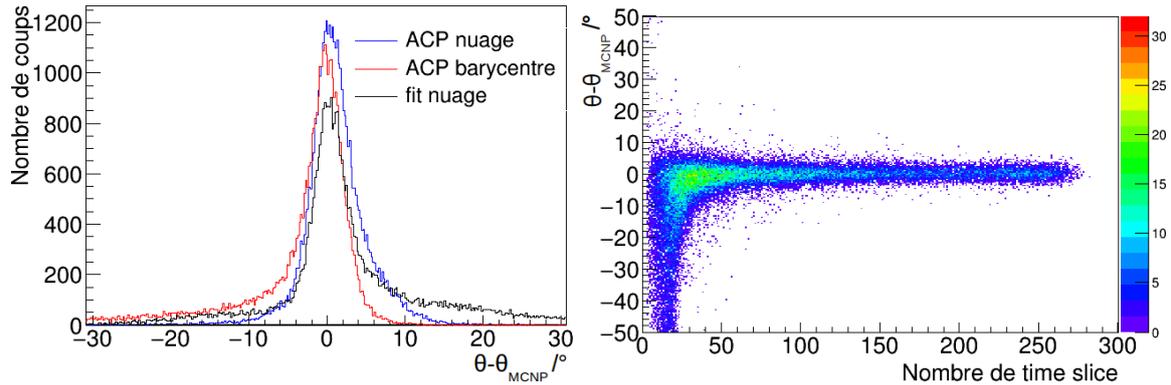


FIGURE 3.24 – Sur l'image de gauche est représentée la distribution des écarts sur l'angle de diffusion reconstruit  $\theta$  en fonction de la méthode de calcul, en noir un ajustement du nuage de points par une méthode de minimisation du chi2, une ACP sur le nuage de points en bleu et sur les barycentres de chaque *time slice* en rouge. Sur l'image de droite est représentée l'écart sur les angles de diffusion reconstruits en fonction du nombre de *time slices* de la trace dans le cas de la mesure par une ACP du nuage de points.

Ces différentes méthodes calculent la direction du recul en considérant que la trajectoire de chaque noyau est rectiligne. Cela revient à calculer la direction moyenne du recul. Or la direction initiale du noyau est donnée par le début de chaque trace. Afin d'améliorer ces résultats, une étude a été menée en effectuant le calcul de la direction du recul, et donc de l'angle de diffusion, en ne considérant qu'une partie de la trace.

**Quelle partie de la trace est à considérer ?** Le noyau de recul va déposer son énergie tout au long de son parcours dans le gaz. Durant ce trajet, le noyau de recul peut effectuer des collisions noyau-noyau qui peuvent modifier sa direction. Si c'est le cas, l'hypothèse qui consiste à considérer que le recul nucléaire peut être assimilé à une droite n'est plus vérifiée sur l'ensemble de la trace. Cependant, le début de la trace doit être une droite dont le coefficient directeur représente la direction donnée au noyau par la collision élastique avec le neutron incident. Ainsi, trois méthodes ont été comparées pour le calcul de l'angle de diffusion qui sont :

- calcul sur tout le développement temporel de la trace, c'est-à-dire sur l'ensemble des *time slice* mesurés sur l'anode
- calcul entre 20% et 80% du développement temporel de la trace
- calcul sur la première moitié de la trace, c'est-à-dire entre le début et la moitié du

développement temporel de la trace, noté 0% à 50%

Le nuage d'électrons reconstruit à partir des informations sur l'anode ne peut être utilisé pour cette étude. En effet, si seulement une partie du nuage est sélectionnée pour le calcul, la taille du nuage dans les trois directions de l'espace va changer ce qui peut modifier la direction principale du nuage et donc du noyau de recul. Pour s'affranchir de ce problème, le calcul va être réalisé sur les barycentres de chaque *time slice* dont la construction a été présentée dans le paragraphe 3.2.2.1. Le résultat de cette étude est donnée sur la Figure 3.25.

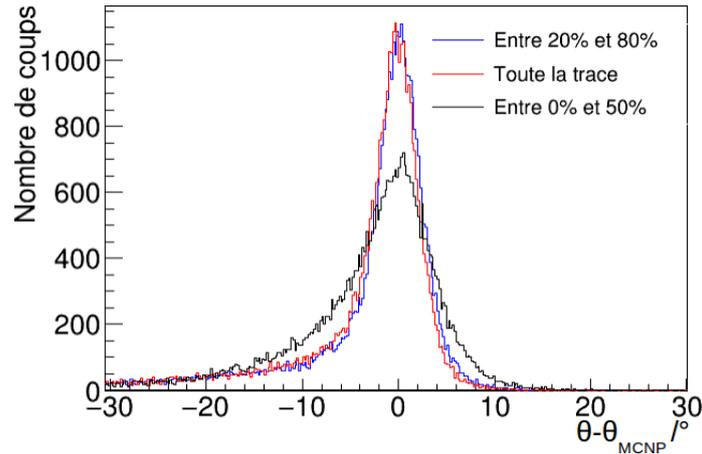


FIGURE 3.25 – Écart entre l'angle de diffusion reconstruit  $\theta$ , calculé à partir d'une analyse de la composante principale des barycentres de la trace, et l'angle de diffusion initial, fourni par MCNP,  $\theta_{MCNP}$ . La courbe rouge est le résultat d'une ACP sur toute la trace, la bleue entre 20% et 80% de la trace et la noire sur la première moitié de la trace.

Le calcul entre le début et la moitié de la trace montre une résolution dégradée de l'angle reconstruit par rapport aux deux autres méthodes, celle-ci est donc moins performante. Cette dégradation peut s'expliquer par le faible nombre de *time slice* considérés et la dispersion des barycentres X et Y de la trace. En effet, il y a moins de pixels déclenchés en début et fin de trace car l'énergie déposée est faible. Ceci implique que les barycentres des charges en X et Y sont moins précis, et si le nombre de *time slice* est trop faible, ces barycentres vont impacter de manière non négligeable le calcul de la direction du recul et donc l'angle de diffusion. Le résultat du calcul sur toute la trace est identique à celui obtenu entre 20% et 80% de la trace. Les extrémités de la trace ne sont donc pas problématiques pour la détermination de l'angle de diffusion dans ce cas. Cela signifie qu'il y a suffisamment de *time slices* avec une bonne détermination des barycentres en X et Y (au milieu de la trace) pour converger vers la direction du recul. Ces deux méthodes convergent, et donnent cependant des angles de diffusions éloignés de l'angle théorique donnée par MCNP (supérieur à 10° d'écart) lorsque les traces sont petites comme discuté précédemment.

En comparant les trois méthodes de calculs, il apparaît que le calcul sur une partie de la trace du noyau de recul ne permet pas d'améliorer la reconstruction angulaire calculée d'après une analyse de la composante principal (ACP) des barycentres de la trace. Comme discuté dans le paragraphe 3.2.2.1, l'ACP sur le nuage d'électrons est la méthode fournissant

la meilleure détermination de l'angle de diffusion entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , c'est donc celle-ci qui a été choisie pour analyser les données expérimentales du détecteur.

Dans le détecteur, la détection d'un événement implique la dérive des électrons primaires en direction de l'anode puis une phase d'amplification avant de déclencher les pixels de l'anode Micromegas. L'impact de la dérive des électrons et de la pixellisation sur l'anode sur la reconstruction angulaire a été étudié dans le paragraphe suivant.

**Étude de l'effet de la diffusion et de la pixellisation** L'analyse de la résolution angulaire sur le nuage d'électrons primaires, avant diffusion ou pixellisation, permet de déterminer la résolution angulaire de la méthode de calcul. Lors de leur dérive, les électrons primaires vont diffuser dans les trois directions de l'espace (voir le paragraphe 2.1.4). La direction du recul donnée par le nuage d'électrons primaires ou par le nuage d'électrons diffusés peut être différent. De plus, une pixellisation de ce nuage est effectuée sur l'anode Micromegas afin de déterminer les positions des électrons détectés. Cette étape entraîne une incertitude spatiale sur la position des électrons compte tenu de la taille des pixels qui est de  $424 \mu\text{m}$ . Afin d'étudier l'impact de ces deux phénomènes, la distribution angulaire des événements a été calculée par une ACP du nuage d'électrons pour chacune de ces étapes comme représentée sur la Figure 3.26, pour la simulation d'un champs neutronique de 2,5 MeV.

La reconstruction angulaire avec le calcul sur le nuage d'électrons primaires (courbe noire) et sur le nuage d'électrons diffusés (courbe rouge) est identique. Cela signifie que la diffusion des électrons n'a pas d'influence sur la détermination de l'angle  $\theta$  dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$  dans ces conditions expérimentales (voir le paragraphe 2.1.4). En comparant la distribution angulaire après pixellisation avec les deux autres, de petites différences apparaissent. La résolution angulaire n'est pas affectée mais une asymétrie de la distribution apparaît. La pixellisation sur l'anode a donc un effet sur la reconstruction angulaire mais celui-ci est mineur en comparaison à la résolution angulaire de la méthode de mesure.

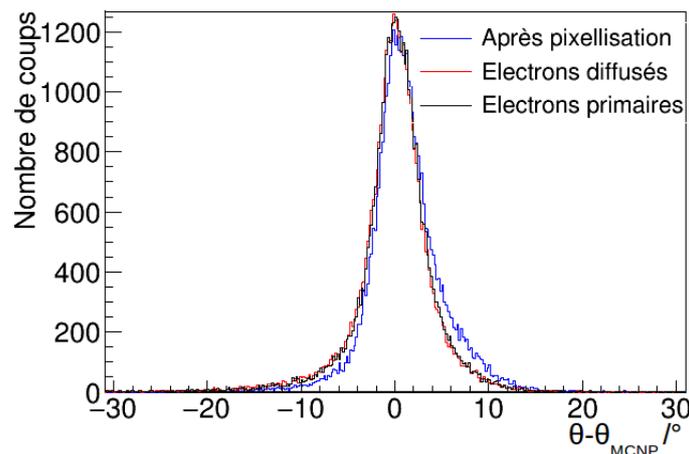


FIGURE 3.26 – Distribution angulaire des  $^4\text{He}$  de recul calculée avec une analyse de la composante principale (ACP), sur le nuage d'électrons primaires (courbe noire), sur le nuage d'électrons diffusés (ligne rouge) et après la pixellisation de l'anode (en bleue).

Pour conclure, la résolution angulaire de l'analyse de la composante principale du nuage d'électrons n'est que très peu affectée par la diffusion et la pixellisation du nuage dans ces conditions expérimentales. Cependant, cette reconstruction est basée sur une hypothèse concernant la coordonnée  $Z$  de la collision élastique qui n'est pas mesurée dans le détecteur, celle-ci étant fixée arbitrairement à la moitié de la zone de dérive. L'impact de cette hypothèse est étudié dans le paragraphe suivant.

### 3.2.2.2 Étude de sensibilité sur la position $Z_R$ de la collision élastique

La coordonnée  $Z$  de la diffusion élastique n'est pas mesurable actuellement dans le détecteur  $\mu$ TPC. Or cette information est nécessaire pour le calcul de l'angle d'émission. La probabilité d'interaction des neutrons dans le gaz est donnée par la section efficace de diffusion élastique qui est indépendante de la distance parcourue dans le gaz puisque ce dernier est homogène. Ainsi, l'approximation réalisée est que toutes les collisions élastiques ont lieu à la moitié de la zone de dérive, soit à 8,85 cm de l'anode (et de la cathode).

Afin d'estimer l'impact de cette hypothèse sur la reconstruction angulaire, une comparaison de la distribution angulaire calculée pour différentes coordonnées  $Z$ , et de l'énergie des neutrons correspondantes, est présentée sur la Figure 3.27 dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV. Sur l'image de gauche, aucune différence entre les différentes distributions angulaires calculées n'est visible, que ce soit avec la position "Zréelle" correspondant à l'information fournie par MCNP, ou bien avec n'importe quelle autre hypothèse sur  $Z$ . Cependant, ces distributions présentent un écart avec la distribution des angles de diffusion "théorique" fournie par MCNP (courbe magenta). Cela signifie que la reconstruction angulaire n'est pas impactée par la position  $Z$  choisie pour le calcul mais que la reconstruction des angles supérieurs à  $60^\circ$  est parfois incorrecte. Afin de confirmer cela, sur l'image de droite de la Figure 3.27 sont représentées les distributions de l'énergie des neutrons reconstruite avec ces différentes hypothèses. Comme précédemment, aucune différence n'est visible entre les différentes hypothèses sur la coordonnée  $Z$  de la collision élastique ce qui signifie que tous ces calculs sont équivalents. L'écart avec la distribution théorique provient de l'écart entre la distribution angulaire "théorique" et celle qui est reconstruite par cette méthode d'analyse.

Aucune différence n'est observée entre la distribution angulaire des événements calculée à partir de la position "Zréelle" fournie par MCNP et de l'hypothèse que la collision élastique a lieu à la moitié de la zone de dérive. Cela valide ce choix sur la coordonnée  $Z$  du détecteur et montre qu'elle n'a aucune influence sur la reconstruction angulaire.

La reconstruction angulaire n'est pas dépendante de la diffusion, de la pixellisation sur l'anode Micromegas et de la coordonnée  $Z$  de la collision élastique choisie pour le calcul. Celle-ci ne dépend que de la méthode employée pour calculer la direction du noyau de recul dans le détecteur. Le choix s'est porté sur une Analyse de la Composante Principale du nuage d'électrons car elle permet de reconstruire tous les événements avec un écart maximum de  $10^\circ$  sur l'angle reconstruit (voir Figure 3.27). L'incertitude associée à cette méthode de calcul est présentée dans la partie suivante.

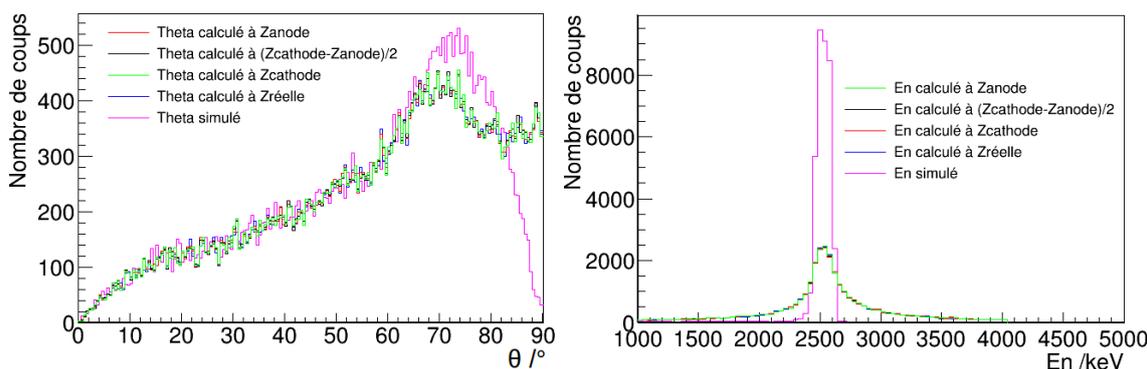


FIGURE 3.27 – Comparaison de la distribution angulaire des événements calculée par une Analyse en Composante Principale (ACP) à gauche, et de la distribution en énergie des neutrons incidents reconstruites à droite, pour différentes coordonnées  $Z$  d’interaction de la collision élastique dans le détecteur  $\mu$ TPC. La courbe magenta représente les données  $\theta$  et  $En$  fournies par MCNP, en bleu pour le calcul avec la coordonnée  $Z$  fournie par le code MCNP, en vert pour une coordonnée  $Z$  sur la cathode, en rouge sur l’anode et en noir à la moitié de la zone de dérive. Ces résultats proviennent de l’analyse d’une simulation d’un champ neutronique à 2,5 MeV.

### 3.2.2.3 Incertitudes sur la reconstruction angulaire

La reconstruction angulaire dans le détecteur  $\mu$ TPC est effectuée par le calcul du produit scalaire des vecteurs directeurs de la direction incidente du neutron et de la direction du noyau de recul. Ce produit scalaire donne le cosinus de l’angle de diffusion, c’est donc cette grandeur qui est déterminée par la méthode d’analyse. L’incertitude de cette grandeur dépend de celles de la direction du neutrons qui est calculée à partir des positions de la source neutronique et de la position d’interaction, et de celles liées à la direction du noyau de recul.

Les incertitudes liées à la position de la source sont faibles puisque le détecteur est placé en face de la source à l’aide de lasers. Les études précédentes ont montré que la reconstruction angulaire ne dépendait pas de la coordonnée  $Z$  d’interaction et qu’elle était en accord avec la distribution théorique pour des angles inférieures à  $60^\circ$ . L’écart entre les angles de diffusion reconstruit et théorique est plus dépendant de l’angle de diffusion, donc de la direction du noyau de recul, que de l’incidence du neutron. Cela est vérifié puisque le détecteur  $\mu$ TPC est positionné à environ 1,50 m pour chaque mesure expérimentale ce qui correspond à une très faible ouverture angulaire du faisceau de neutrons (inférieure à  $5^\circ$ ).

Le calcul de l’incertitude sur le cosinus de l’angle de diffusion a été réalisé à l’aide des modèles direct et indirect permettant de simuler des angles entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  tout en faisant varier l’énergie des neutrons incidents. L’incertitude est calculée comme l’écart relatif entre le cosinus de l’angle reconstruit et celui fourni par MCNP, qui s’exprime selon l’expression :  $(\cos(\theta) - \cos(\theta_{MCNP})) / \cos(\theta_{MCNP})$ , où  $\theta$  est l’angle reconstruit par le modèle indirect et  $\theta_{MCNP}$  l’angle fourni par le code MCNP. La distribution est représentée par la courbe bleue sur la Figure 3.28 dans le cas de la simulation d’un champ neutronique de 2,5 MeV. Celle-ci est centrée sur zéro ce qui signifie que la méthode de calcul de la reconstruction angulaire

n'apporte pas de biais sur la détermination du  $\cos(\theta)$ . L'incertitude sur le cosinus de l'angle de diffusion, qui correspond à la résolution du pic, est donnée dans le Tableau 3.3 en fonction de l'énergie cinétique des neutrons incidents. Plus l'énergie des neutrons incidents est faible et plus l'énergie des  $^4\text{He}$  de recul l'est aussi, ce qui implique des traces courtes dans le détecteur et donc peu d'information pour reconstruire l'angle. Ceci explique que l'incertitude sur le  $\cos(\theta)$  diminue lorsque l'énergie augmente. Cependant, une augmentation de cette incertitude est observée pour des énergies de neutrons incidents supérieures à 1,2 MeV. Cela vient de la distribution angulaire de l'angle de diffusion  $\theta$  comme représentée sur la Figure 2.22 dans la partie 2.3.1.5. Plus l'énergie des neutrons augmente (au-delà de 1 MeV) et plus la distribution angulaire sera centrée sur  $70^\circ$ . Or si l'angle de diffusion est grand, l'énergie du noyau de recul est faible, ce qui conduit à de courtes traces pour lesquelles la méthode est moins performante, ce qui explique l'augmentation de l'incertitude.

Tableau 3.3 – Incertitude sur le cosinus de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie du champs neutronique simulé.

Énergie	Incertitude sur $\cos(\theta)$
250 keV	2,0%
565 keV	1,3%
1200 keV	1,0%
2500 keV	1,2%
5000 keV	1,8%
6500 keV	4,1%

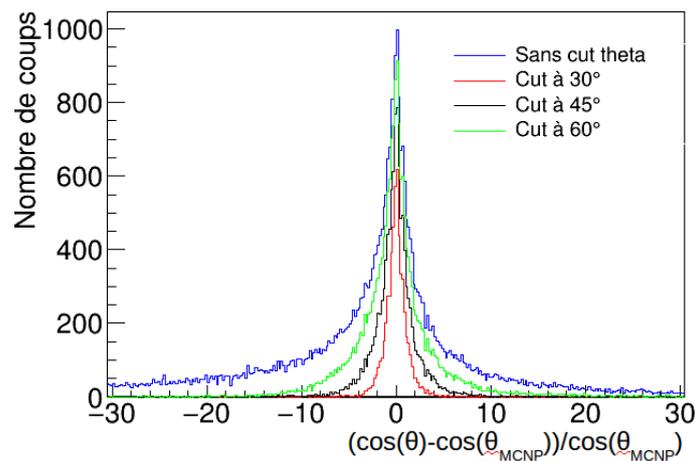


FIGURE 3.28 – Distribution de l'écart relatif entre le cosinus de l'angle de diffusion reconstruit  $\theta$  et celui fourni par MCNP  $\theta_{MCNP}$  en fonction de la coupure sur l'angle  $\theta$  pour la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV.

La distribution de l'incertitude du cosinus de l'angle de diffusion, représentée en bleu sur la Figure 3.28, est une distribution asymétrique montrant que le  $\cos(\theta)$  est sous estimé pour une partie des événements. Ces événements correspondent à des petites traces, de faible énergie, dont l'angle d'émission reconstruit est surestimé. Ces événements vont conduire à une asymétrie sur la distribution en énergie des neutrons incidents. Dans un cadre métrologique, la caractérisation d'un champ neutronique nécessite de reconstruire le champ neutronique sans déformation due au détecteur ou à la méthode d'analyse des données. Or l'écart entre l'angle de diffusion reconstruit et l'angle initial est plus faible pour des petits angles de diffusion (Figure 3.24), une sélection sur les angles de diffusion permettra de réduire cette asymétrie comme représentée sur la Figure 3.28. Plus les angles sélectionnés sont proches de  $0^\circ$ , c'est-à-dire que les angles supérieurs à la valeur de la coupure ne sont plus conservés, et plus l'asymétrie de la distribution se réduit. Le nombre d'événements conservés, après cette sélection, diminue également ce qui conduit à une diminution de l'efficacité du détecteur. L'incertitude sur la détermination du  $\cos(\theta)$  en fonction de la sélection en angle est représentée dans le Tableau 3.4 dans le cas de la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV.

Tableau 3.4 – Incertitude sur le cosinus de l'angle de diffusion en fonction de la coupure sur l'angle  $\theta$  pour la simulation d'un champ neutronique à 2,5 MeV.

Coupure sur l'angle theta	Incertitude sur $\cos(\theta)$
$\theta < 90^\circ$ (pas de coupure)	1,2%
$\theta < 60^\circ$	1,1%
$\theta < 45^\circ$	0,9%
$\theta < 30^\circ$	0,7%

L'incertitude relative sur la détermination du cosinus de l'angle de diffusion diminue lorsque les angles sélectionnés sont de plus en plus faible. Cela traduit les performances de la méthode de calcul de l'angle de diffusion qui dépendent de la taille des traces et donc de l'angle de diffusion. Une alternative serait de sélectionner les reculs dont l'énergie déposée en ionisation serait supérieure à une valeur seuil. Cependant, dans le cas d'un champ neutronique étendu, effectuer une coupure en énergie revient à diminuer la gamme de mesure tandis qu'une sélection sur l'angle diminue l'efficacité du détecteur, sans modifier la gamme en énergie du détecteur.

### 3.2.3 Détermination de la fluence neutronique : calcul du facteur $k_\phi$

#### 3.2.3.1 Principe du calcul

La fluence neutronique intégrale est déterminée à partir du nombre de noyaux de recul, noté  $N_R$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{16}\text{O}$  détectés au cours d'une mesure, selon l'équation 2.22. Au cours de la sélection de ces événements, certains d'entre eux vont être rejetés par la méthode de sélection. Le facteur correctif  $k_\phi$  est défini pour prendre en compte l'effet de la sélection des événements sur  $N_R$ , et est calculé à l'aide de la simulation. La sélection des événements est appliquée de manière identique sur les données expérimentales et simulées afin de déterminer respectivement  $N_R$  et  $k_\phi$ . Cette sélection consiste à rejeter les reculs de  ${}^1\text{H}$  provenant de l'interaction des neutrons avec les matériaux du détecteur. Pour cela, deux sélections sont effectuées : la réjection de la branche hydrogène-1 sur la courbe du pouvoir d'arrêt moyen des particules exprimée en fonction de l'énergie déposée en ionisation et une coupure en énergie. La valeur de l'énergie d'ionisation pour la seconde sélection est définie comme l'énergie en deçà de laquelle les branches hydrogène-1 et hélium-4 sont confondues. Cette valeur de la coupure en énergie d'ionisation, qui dépend de l'énergie des neutrons incidents, a été déterminée pour chaque énergie neutronique monoénergétique dans la partie suivante.

Le facteur correctif  $k_\phi$  représente l'effet des sélections d'événements sur le nombre de noyaux de recul, il peut être défini comme le rapport entre le nombre d'événements (total) restant après l'application des coupures et le nombre de "bons" événements initialement détectés. Un événement est considéré comme "bon" s'il s'agit d'un événement qui possède les caractéristiques suivantes :

- le recul est un  ${}^4\text{He}$ , un  ${}^{12}\text{C}$  ou un  ${}^{16}\text{O}$
- le recul provient de la collision avec un neutron direct
- la position de la diffusion élastique est située dans la zone active du détecteur

#### 3.2.3.2 Calcul entre 250 keV et 2,5 MeV

Pour toutes les énergies, entre 250 keV et 2,5 MeV, le pouvoir d'arrêt moyen des événements mesurés est donné sur la Figure 3.29. Pour les mesures aux énergies de 1,2 MeV et 2,5 MeV (images (a) et (b)), les branches  ${}^1\text{H}$  et  ${}^4\text{He}$  sont confondues en dessous de 300 keV et 400 keV respectivement, ces valeurs d'énergie d'ionisation ont donc été utilisées pour définir la coupure en énergie. Pour la mesure à 565 keV (image (c)), le nombre de  ${}^1\text{H}$  est très faible et leur branche est séparée de la branche  ${}^4\text{He}$  au-dessus de 100 keV. Pour la mesure à 250 keV (image (d)), aucun  ${}^1\text{H}$  n'est détecté. La coupure en énergie d'ionisation est alors définie pour prendre en compte le seuil en énergie du détecteur  $\mu\text{TPC}$ , ici 30 keV. À partir de ces valeurs de coupure en énergie, le calcul du facteur  $k_\phi$  est effectué et les résultats sont donnés dans le Tableau 3.5.

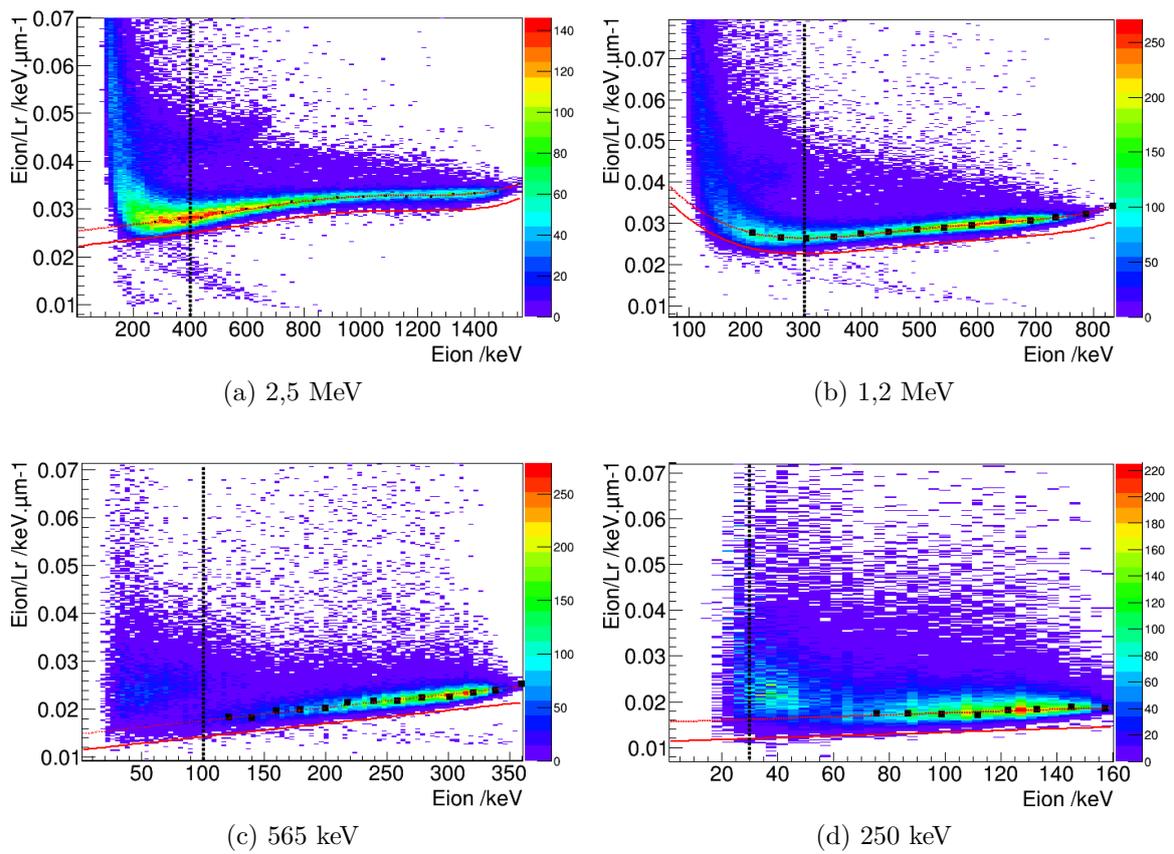


FIGURE 3.29 – Représentation des sélections d'événements effectuées sur le pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de reculs mesurés entre 250 keV et 2,5 MeV.

Tableau 3.5 – Valeur des facteurs correctifs  $k_\phi$  calculée pour chaque énergie neutronique monoénergétique mesurée avec le détecteur  $\mu$ TPC.

Énergie des neutrons incidents	Valeur de la coupure en énergie	$k_\phi$
250 keV	30 keV	0,466
565 keV	100 keV	0,909
1200 keV	300 keV	0,492
2500 keV	400 keV	0,673

# Résultat en champs monoénergétiques

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Montage expérimental</b>	<b>121</b>
<b>4.2</b>	<b>Entre 565 keV et 2,5 MeV</b>	<b>123</b>
4.2.1	Analyse du champ neutronique à 2,5 MeV	123
4.2.2	Analyse des champs neutroniques entre 250 keV et 1,2 MeV	130
<b>4.3</b>	<b>Résultats des réactions D(d,n)</b>	<b>137</b>
4.3.1	Analyse du champ neutronique à 5 MeV	137
4.3.2	Analyse du champ neutronique à 6,5 MeV	141
<b>4.4</b>	<b>Valorisation de la méthode : mesure à plus basse énergie neutron</b>	<b>143</b>
4.4.1	Analyse du champ neutronique à 144 keV	144
4.4.2	Analyse du champ neutronique à 127 keV	145
4.4.3	Analyse du champ neutronique à 27 keV	147
<b>4.5</b>	<b>Identification et calcul des sources d'incertitudes</b>	<b>149</b>
4.5.1	Incertitude sur l'énergie neutron	149
4.5.2	Incertitude sur la fluence neutronique	153
<b>4.6</b>	<b>Bilan</b>	<b>161</b>

---

Des mesures en champs monoénergétiques, entre 27 keV et 6,5 MeV, ont été réalisées auprès des installations de référence des laboratoires nationaux de métrologie anglais (NPL : *National Physical Laboratory*) et français (LNE-IRSN). Après une présentation du montage expérimental, les résultats de mesures sur la distribution en énergie et les fluences intégrales à chaque énergie seront détaillés. Les calculs d'incertitudes, sur l'énergie moyenne et la fluence neutronique intégrale, associés au détecteur et à la méthode d'analyse seront présentés. Enfin, un bilan des performances du détecteur  $\mu$ TPC sera dressé sur toute la gamme en énergie.

## 4.1 Montage expérimental

Le détecteur  $\mu$ TPC possède un volume de détection de  $10 \times 10 \times 17,7 \text{ cm}^3$ , selon l'axe Z comme représenté sur la Figure 4.1. À partir de cette géométrie, l'installation "classique"

du détecteur consiste à le positionner en face de la source neutronique de telle sorte que le faisceau de neutrons incident traverse la cathode avant d'interagir dans le volume actif. Cette position, qui correspond à une mesure dans l'axe du faisceau de neutrons incident, sera notée "0°" dans la suite.

Une seconde position du détecteur à 90° par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents a été imaginée et testée. Cette position correspond à une mesure au cours de laquelle l'axe de symétrie Z du détecteur est perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau incident.

La détermination de l'angle de diffusion pour des événements de faible longueur (de quelques dizaines de millimètres) est délicate compte tenu de la faible énergie déposée dans le détecteur. Ces traces déclenchent peu de pixels sur l'anode ce qui rend difficile la détermination de la direction du recul nucléaire. De plus, la mesure d'un événement dont la direction est parallèle à l'anode est plus complexe que dans le cas perpendiculaire car il y aura peu de *time slice* associés à la trace. Lors d'une mesure à 0°, les traces parallèles à l'anode correspondent à de grands angles de diffusion et donc à de faibles énergies d'ionisation.

Afin d'améliorer la détermination de  $\theta$  pour les grands angles de diffusion (supérieurs à 60°), l'idée est de positionner la source neutronique à 90° par rapport à l'axe du détecteur. Ces positions impliquent que les événements avec de grands angles de diffusion (proches de 90°) seront alors quasi perpendiculaires au détecteur Micromegas. Ainsi, le nombre de *time slice* associés à ces traces sera plus important et la détermination de la direction associée devrait être meilleure donc l'angle  $\theta$  mesuré plus précis. Ces deux configurations de mesure ont été testées entre 565 keV et 5 MeV et les résultats sont comparés dans la partie suivante.

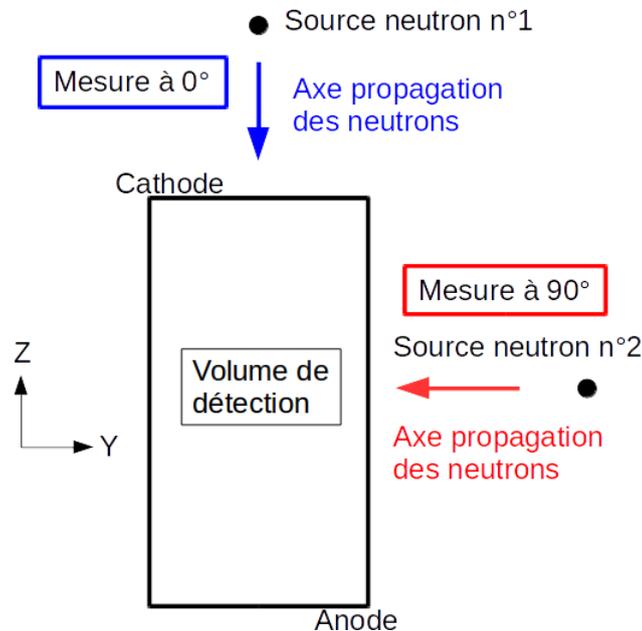


FIGURE 4.1 – Schéma du montage expérimental du détecteur  $\mu$ TPC par rapport à la position de la source et à l'axe de propagation des neutrons incidents.

## 4.2 Entre 565 keV et 2,5 MeV

Pour les mesures entre 565 keV et 2,5 MeV, le mélange gazeux utilisé est composé de 95%  $^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$ . Le noyau de recul d'intérêt est l'hélium-4 et l'énergie des neutrons est calculée selon l'équation 4.1.

$$E_n = \frac{16}{25} \times \frac{(a \times q_{\text{ion}} + b)/Q}{\cos^2(\theta)} \quad (4.1)$$

Dans cette équation, (a,b) sont les coefficients d'étalonnage déterminés à partir de la capture neutronique sur un dépôt de  $^{10}\text{B}$  (voir la partie 3.1.3), Q est le facteur de *quenching* en ionisation dont l'évolution notée  $IQF_{\text{He}}(E_{\text{ion}})$  a été déterminée par mesure (voir 3.1.2.5). L'amplitude du signal de collection de charge est notée  $q_{\text{ion}}$ . L'angle de diffusion  $\theta$  du noyau de recul par rapport à la direction du noyau incident est calculé par l'analyse de la composante principale du nuage d'électrons de la trace comme présentée dans la partie 3.2.2.1.

Toutes les mesures présentées dans cette partie ont été effectuées avec et sans cône d'ombre, ce qui permet d'estimer la contribution des neutrons diffusés par l'environnement. Le traitement des données n'est pas détaillé ici, l'analyse de ces mesures est expliquée dans la partie 3.1.4.

### 4.2.1 Analyse du champ neutronique à 2,5 MeV

#### 4.2.1.1 Détail de l'expérience

Cette mesure a été réalisée sur l'installation AMANDE du LNE-IRSN, à partir de la réaction T(p,n). Les distances entre la face avant du détecteur et la cible sont de  $1495 \pm 0,4$  mm pour la mesure à  $0^\circ$  et de  $1470 \pm 0,4$  mm à  $90^\circ$ , mesurées à l'aide d'un laser étalonné au LNE. La cible de TiT utilisée avait une épaisseur de  $2044,9 \pm 26,6$   $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  déposée sur un *backing* de 0,5 mm d'argent. Le taux d'imprégnation, c'est-à-dire le nombre d'atomes de tritium par rapport à ceux de titane était de 1,43. L'énergie du faisceau de protons était de  $3356,6 \pm 1,1$  keV ce qui conduit à un champ neutronique d'énergie moyenne de  $2500 \pm 1,5$  keV avec une résolution de 150,2 keV, soit 6%, d'après une modélisation TARGET [40].

#### 4.2.1.2 Résultats à $0^\circ$

La sélection des événements pour la reconstruction du spectre en énergie des neutrons incidents est réalisée selon la méthode présentée dans le paragraphe 2.3.1. Ainsi, dans un premier temps, les sélections suivantes sont appliquées ( $Nb\_Slice > 2$ ,  $X_{min} > 5$  et  $X_{max} < 251$ ,  $Y_{min} > 5$  et  $Y_{max} < 251$ ,  $trouX < 3$  et  $trouY < 3$  et  $trouZ < 3$ ) afin de discriminer les électrons, les traces trop courtes pour calculer l'angle de diffusion et une partie des événements n'ayant pas déposé toute leur énergie dans le volume actif.

La seconde étape est la sélection des reculs de  $^4\text{He}$  du volume actif. Pour cela, le pouvoir

d'arrêt moyen des noyaux de recul, défini comme le rapport entre l'énergie déposée en ionisation et la longueur rectiligne de l'événement, est tracé en fonction de l'énergie d'ionisation, comme représenté sur l'image (a) de la Figure 4.2. Sur ce graphique, chaque masse de recul forme une "branche" et les événements de la branche hélium-4 sont sélectionnés par une méthode développée au cours de ce travail de thèse permettant de rendre l'analyse de données indépendante de l'utilisateur (voir le paragraphe 2.3.1.3).

Parmi ces reculs d'hélium-4, certains proviennent de l'interaction avec des neutrons diffusés. Leur réjection est effectuée à l'aide du lien entre le cosinus carré de l'angle de diffusion  $\theta$  et l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur. Les reculs d'hélium-4, déposant toute leur énergie dans le volume actif du détecteur et provenant de la collision élastique avec un neutron direct, forment une branche car ces variables sont définies par l'équation 4.2. La sélection de celle-ci est effectuée avec la même méthode que précédemment et représentée sur l'image (b) de la Figure 4.2.

$$E_n = (24/16) \times (E_{ion}/IQF_{He}(E_{ion}))/\cos^2(\theta) \quad (4.2)$$

Après exploitation des mesures avec cône d'ombre, les résultats de la distribution en énergie déposée en ionisation dans le détecteur (c) et de la distribution en énergie des neutrons incidents (d) sont représentés sur la Figure 4.2. Lorsque tous les angles de diffusion sont conservés, il y a de nombreux événements laissant moins de 500 keV en ionisation dans le détecteur, ce qui correspond à des événements avec de grands angles de diffusion. Ces événements sont responsables de l'asymétrie de la distribution en énergie des neutrons incidents. Or cette asymétrie est due à un biais apporté par l'analyse de données. Afin d'améliorer la réponse du détecteur, deux choix sont possibles :

- effectuer une coupure en énergie, puisque ce sont les événements déposant de faibles énergies d'ionisation qui sont responsables de l'asymétrie de la distribution en énergie des neutrons
- effectuer une coupure sur l'angle de diffusion  $\theta$

Un champ neutronique est caractérisé lorsque la distribution en énergie de la fluence et la fluence intégrale sont déterminées. Or effectuer une coupure en énergie d'ionisation (au-dessus du seuil en énergie du détecteur) correspond à une coupure sur l'énergie neutron. Cela peut alors conduire à ne pas détecter un pic secondaire, provenant par exemple d'une pollution de la cible, situé à une énergie neutronique plus faible que le pic recherché. Pour cette raison, une sélection sur l'angle de diffusion a été effectuée afin de ne pas modifier le seuil en énergie des neutrons incidents détectés. Dans le cas d'un champ neutronique monoénergétique, ces deux sélections sont équivalentes mais ce n'est plus le cas lors de la mesure d'un champ neutronique étendu (plusieurs énergies neutroniques).

Ensuite, une sélection a été effectuée, respectivement sur les angles de diffusions inférieurs à 60°, 45° et enfin 30°. Les résultats issus de ces différentes sélections sur l'angle de diffusion  $\theta$  ont été comparés avec le cas où tous les angles  $\theta$  ont été conservés qui sera noté dans suite  $\theta \leq 90^\circ$ . Comme attendu, plus les grands angles de diffusions sont rejetés et plus l'énergie moyenne déposée en ionisation (image (c)) est grande. Dans le même temps, l'asymétrie de la distribution en énergie des neutrons incidents est de moins en moins présente avec la sélection sur les angles de diffusion. Cela valide le fait que l'asymétrie de la distribution en énergie

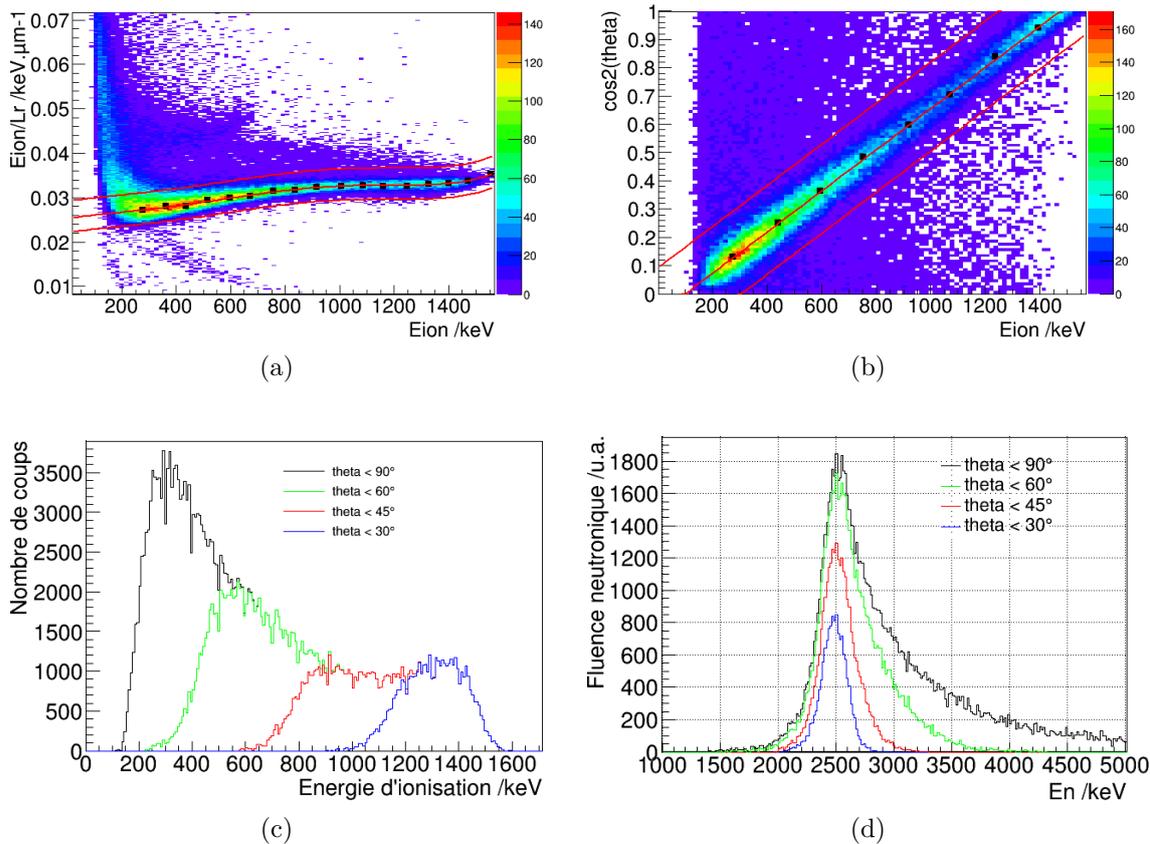


FIGURE 4.2 – Analyse de données d’un champ monoénergétique à 2,5 MeV mesuré sur l’installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l’axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie, (b) l’évolution du cosinus carré de l’angle de diffusion en fonction de l’énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l’énergie d’ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

des neutrons est due aux événements de faibles énergies qui possèdent de grands angles de diffusion.

Chaque distribution est ajustée par une gaussienne dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 4.1. L’énergie moyenne des différentes distributions en énergie des neutrons est en accord avec l’énergie moyenne calculée par la modélisation TARGET du champ neutronique qui est de 2500 keV. Les différentes coupures sur l’angle  $\theta$  permettent d’améliorer la résolution de la distribution en énergie. La largeur à mi-hauteur (FWHM) se réduit de 35% entre le cas sans sélection et celui où seuls les angles inférieurs à  $30^\circ$  sont conservés. Cependant, la FWHM théorique de la distribution est de 150 keV pour une énergie moyenne de 2500 keV ce qui donne une résolution théorique de 6,0%. Dans le cas de la sélection à  $30^\circ$  la résolution de la distribution en énergie de la fluence neutronique reconstruite est de 9,9%. L’écart entre ces deux valeurs indique la résolution totale du détecteur à 2500 keV.

De plus, cette sélection a un impact sur l’efficacité du détecteur car de nombreux évé-

nements sont rejetés. La sélection des angles de diffusion inférieurs à  $30^\circ$  réduit de 85,5% le nombre d'événements, par rapport au cas où tous les angles sont conservés. En fonction de l'objectif de la mesure, la sélection sur l'angle de diffusion peut être adaptée. Pour toutes ces mesures, l'écart maximal entre la valeur théorique et la valeur reconstruite de l'énergie moyenne des neutrons incidents est de 0,8% dans le cas où tous les angles de diffusion sont conservés.

Tableau 4.1 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à  $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Sélection sur l'angle $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E_n}$	FWHM $_{0^\circ}$
$\theta \leq 90^\circ$	100%	2526 keV	365 keV
$\theta \leq 60^\circ$	59,7%	2524 keV	353 keV
$\theta \leq 45^\circ$	29,8%	2505 keV	297 keV
$\theta \leq 30^\circ$	14,5%	2488 keV	245 keV

La fluence neutronique est estimée à partir des reculs d' $^4\text{He}$ , de  $^{12}\text{C}$  et d' $^{16}\text{O}$  selon la méthode présentée dans le paragraphe 2.3.2 et grâce aux valeurs de facteurs correctifs calculées dans le paragraphe 3.2.3. Le détail des valeurs du calcul est donné dans le Tableau 4.2. Le nombre de noyaux cibles,  $N_C$ , est calculé à partir de la fraction volumique, de la masse molaire et de la masse volumique de chacun des gaz selon l'équation 4.3. La fluence neutronique intégrale reconstruite vaut  $6,30 \cdot 10^6 \text{ n.cm}^{-2}$ . La valeur de référence, donnée par le Long Compteur de l'installation AMANDE, est de  $6,09 \cdot 10^6 \pm 1,57 \cdot 10^5 \text{ n.cm}^{-2}$ , soit un écart de 3,44%.

$$N_C = \left( 1 \frac{x_{\text{He}} M_{\text{He}}}{\rho_{\text{He}}} + 3 \frac{x_{\text{CO}_2} M_{\text{CO}_2}}{\rho_{\text{CO}_2}} \right) \quad (4.3)$$

Tableau 4.2 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à  $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Énergie des neutrons incidents	Angle de mesure	$N_C$	$\sigma_{E_n} / \text{cm}^2$	$k_\phi$	$N_R$	$\Phi / \text{n.cm}^{-2}$
2500 keV	$0^\circ$	$2,91 \cdot 10^{22}$	$2,93 \cdot 10^{-24}$	0,54962	341136	$6,30 \cdot 10^6$

### 4.2.1.3 Résultats à 90°

L'analyse des données à 90° utilise les mêmes sélections d'événements que précédemment. Après les coupures minimales, la branche hélium-4 est sélectionnée sur le graphique du pouvoir d'arrêt moyen exprimé en fonction de l'énergie d'ionisation visible sur l'image (a) de la Figure 4.3. Malgré la différence de fluence entre la mesure à 90° et 0°, il est tout de même visible que le nombre d'événements situés en dehors de la branche hélium-4 au-dessus de 1400 keV est plus important à 90° alors qu'il n'y en a pas (ou presque pas) à 0°. Ces événements correspondent à des hélium-4 sortis du volume actif. La différence de proportions entre ces deux mesures s'expliquent par la géométrie du détecteur. Lors d'une mesure avec le détecteur tourné de 90°, la profondeur du volume de détection est de 10 cm, alors qu'il est de 17,7 cm dans le cas d'une mesure à 0°. Les événements déposant environ 1400 keV en ionisation étant émis avec des angles de diffusion proche de 0°, la différence de longueur du volume actif explique que le nombre d'événements sortant, qui ont déposé une grande énergie d'ionisation, soit plus important dans le cas d'une mesure à 90°.

Le nombre d' $^1\text{H}$  détectés est aussi plus important. Ces  $^1\text{H}$  proviennent de l'interaction des neutrons avec les matériaux hydrogénés du détecteur dont deux sources ont été identifiées. La première est le polymère thermoplastique PEEK utilisé pour la fabrication de la cage de champ du détecteur et la seconde est le PCB du détecteur Micromegas. Or les  $^1\text{H}$ , émis dans la cage de champ du détecteur, entrent par un des côtés de l'anode, ils sont donc discriminés par les coupures minimales (voir 2.3.1.2). Les protons non discriminés par ces coupures minimales proviennent donc de l'interaction des neutrons avec le PCB de la Micromegas. Pour que le recul d'hydrogène entre dans le volume actif du détecteur, le neutron incident sur le PCB doit provenir de la face arrière du détecteur, ce qui correspond au sens inverse de la direction incidente des neutrons sur le détecteur. Lors d'une mesure à 0°, ce type d'événement correspond donc à des neutrons rétro-diffusés sur la face arrière dont la proportion est faible. Pour une mesure à 90°, les neutrons diffusant sur la face arrière reviennent en direction de la Micromegas lorsque les angles sont compris entre 30 et 90°, selon la position de l'interaction, ce qui est beaucoup plus probable. Cette différence explique que la proportion de recul d'hydrogène soit plus importante lors de mesures à 90°.

Les événements déposant une faible énergie d'ionisation, correspondent à des angles de diffusion supérieurs à 55°. Ainsi, dans le cas d'une mesure à 90°, ils sont proches d'être perpendiculaires à l'anode, ce qui implique qu'ils possèdent plus de *time slice* que lors d'une mesure à 0°. Ces événements sont alors conservés en plus grand nombre lors de l'analyse. Ceci est confirmé par les distributions en énergie déposée en ionisation (graphique (c)), il y a plus d'événements d'énergie inférieure à 400 keV dans ce cas, par rapport à la mesure à 0°. Cependant, ces événements correspondent à de petites traces pour lesquels la méthode de reconstruction de l'angle est moins précise. Cela explique l'élargissement visible sur le graphique (b) pour des énergies d'ionisation inférieures à 400 keV. Effectuer une mesure à 90° permet, par conséquent, de sélectionner plus d'événements avec une faible énergie d'ionisation, c'est-à-dire des événements avec de grands angles de diffusion.

La distribution en énergie de la fluence neutronique reconstruite est, comme précédem-

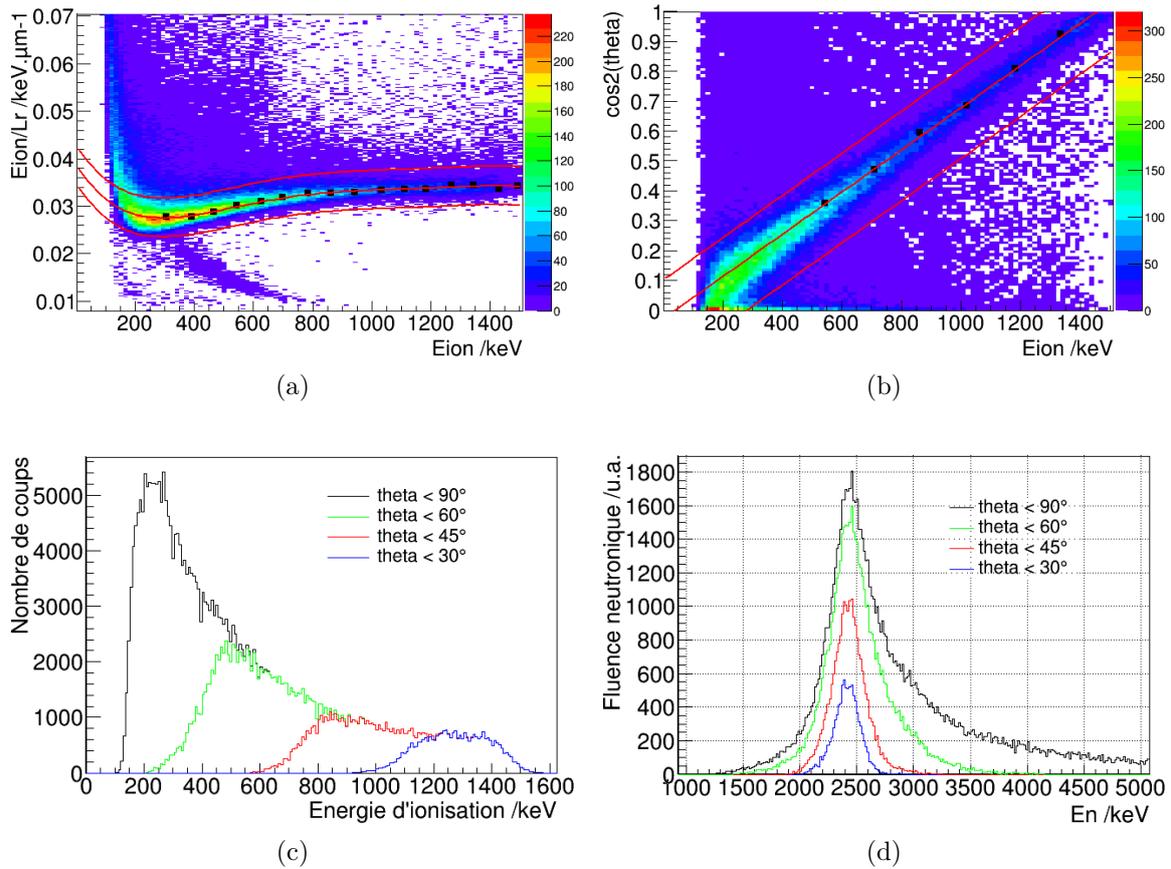


FIGURE 4.3 – Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 2,5 MeV auprès de l'installation AMANDE à  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distribution en énergie des neutrons incidents.

ment, asymétrique. Comme dans le cas à  $0^\circ$ , ces distributions ont été ajustées par des gaussiennes dont les caractéristiques sont regroupées dans le Tableau 4.3. En comparant les valeurs de fluence neutronique relative à la mesure avec tous les angles de diffusions, il apparaît que la sélection sur l'angle  $\theta$  conduit à la réjection de plus d'événements lors d'une mesure à  $90^\circ$ . Cela signifie que l'efficacité de détection, dans le cas d'une sélection sur l'angle de diffusion, est meilleure lors d'une mesure à  $0^\circ$ . L'énergie moyenne des pics est en accord avec la théorie, l'écart maximum est de 3,5% par rapport à la valeur théorique de  $2500 \pm 1,5$  keV. De plus, la résolution des distributions en énergie de la fluence neutronique est dégradée comparée aux mesures à  $0^\circ$ . Cela s'explique par le calcul de l'angle de diffusion  $\theta$  qui dépend de la direction du recul nucléaire et de celle des neutrons incidents. Pour rappel, lors du calcul de  $\theta$ , la coordonnée Z de l'interaction est considérée comme étant égale à la moitié de la zone de dérive, soit 8,85 cm. Or lors d'une mesure à  $90^\circ$ , la position Z de la source des neutrons est  $Z_S=8,85$  cm. Cela revient à considérer que tous les neutrons ont une incidence normale au détecteur. Cependant, l'ouverture angulaire couverte par le détecteur est de  $3,9^\circ$ , pour une

distance de mesure de 150 cm, ce qui implique un biais sur le calcul de l'angle de diffusion  $\theta$  et donc une dégradation de la résolution de la distribution en énergie de la fluence neutronique.

Tableau 4.3 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à 90°, en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Sélection sur l'angle $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E_n}$	FWHM <sub>90°</sub>	FWHM <sub>0°</sub>
$\theta \leq 90^\circ$	100%	2450 keV	415 keV	365 keV
$\theta \leq 60^\circ$	51,5%	2442 keV	379 keV	353 keV
$\theta \leq 45^\circ$	22,2%	2425 keV	301 keV	297 keV
$\theta \leq 30^\circ$	9,1%	2418 keV	245 keV	245 keV

Le calcul de la fluence neutronique dans le cas de la mesure à 90° s'effectue avec la même méthode. Cependant, le facteur correctif  $k_{\phi_{90\text{degre}}}$  est différent car l'efficacité de la méthode de sélection change comme discuté précédemment. Les valeurs du calcul de la fluence intégrale, sur le temps de mesure, sont regroupées dans le Tableau 4.4, la fluence neutronique calculée est de  $8,36.10^6 \text{ n.cm}^{-2}$ . La valeur de la référence donnée par le Long Compteur est de  $8,22.10^6 \pm 2,12.10^5 \text{ n.cm}^{-2}$ , soit un écart de 1,70%.

Tableau 4.4 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 2,5 MeV, à 90°, en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ .

Énergie des neutrons	Angle de mesure	$N_C$	$\sigma_{E_n} / \text{cm}^2$	$k_\phi$	$N_R$	$\Phi / \text{n.cm}^{-2}$
2500 keV	90°	$2,91.10^{22}$	$2,93.10^{-24}$	0,594363	489642	$8,36.10^6$

## 4.2.2 Analyse des champs neutroniques entre 250 keV et 1,2 MeV

### 4.2.2.1 Détail des expériences

Les mesures des champs neutroniques entre 250 keV et 1,2 MeV ont été réalisées sur l'installation AMANDE du LNE-IRSN dont les caractéristiques propres à chaque irradiation sont regroupées dans les Tableaux 4.5 et 4.6. Pour rappel, le taux d'imprégnation d'une cible représente le nombre d'atomes d'intérêt, donné entre parenthèses dans la composition de la cible, pour un atome de la matrice de la cible, ici le Titane.

Tableau 4.5 – Détails des conditions expérimentales pour les mesures entre 250 keV et 1,2 MeV effectuées sur l'installation AMANDE.

Énergie des neutrons incidents	FWHM	Angle de mesure	Distance de mesure /mm	Réaction	Numéro de la cible	Énergie du faisceau d'ions
1200±1,5 keV	211 keV	0°	1500	T(p,n)	1	2099,1±1,62 keV
		90°	1466			
565±1,7 keV	29,4 keV	0°	1595	Li(p,n)	2	2307,1±1,52 keV
250±2,8 keV	9,5 keV	0°	649	Li(p,n)	2	2031,8±2,23 keV

Tableau 4.6 – Caractéristiques des cibles utilisées pour les mesures entre 250 keV et 1,2 MeV sur l'installation AMANDE.

Numéro de la cible	Composition	Taux de d'imprégnation	Épaisseur / $\mu\text{g.cm}^{-2}$	Épaisseur du backing
1	Ti(T)	1,43	2044,9 ± 26,6	0,5 mm d'Ag
2	LiF	-	241,2 ± 2,1	0,25 mm de Ta

### 4.2.2.2 Résultats des mesures

La sélection des événements est, comme précédemment, constituée de trois phases : la première appelée "coupures minimales" qui permet de rejeter les électrons et les traces ne déposant pas toute leur énergie dans le volume actif, la seconde permet la sélection des reculs d<sup>4</sup>He dans le détecteur et la dernière est la réjection des neutrons diffusés. Il est possible d'ajouter une sélection sur l'angle de diffusion  $\theta$  afin d'obtenir une meilleure caractérisation du champ neutronique.

Les résultats des mesures à 250 keV, 565 keV et 1,2 MeV sont regroupés dans le Tableau 4.7 en ce qui concerne la caractérisation de la distribution en énergie de la fluence et dans le Tableau 4.8 pour le calcul de la fluence intégrée sur tout le temps de mesure. Les Figures 4.4, 4.5, 4.6 et 4.7, données ci-après, montrent l'application de la méthode d'analyse, présentée en détail pour la mesure à 2,5 MeV, pour chacune de ces mesures.

Tableau 4.7 – Résultats des mesures entre 250 keV et 1,2 MeV, en fonction de la sélection sur l'angle de diffusion  $\theta$ . Ces mesures ont été réalisées avec un mélange gazeux  ${}^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Énergie des neutrons	Angle de mesure	Sélection sur $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E_n}$	FWHM
1200 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	100%	1259 keV	271 keV
		$\theta \leq 30^\circ$	29,5%	1220 keV	254 keV
	90°	$\theta \leq 90^\circ$	100%	1160 keV	297 keV
		$\theta \leq 30^\circ$	25,5%	1141 keV	271 keV
565 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	100%	554 keV	64 keV
		$\theta \leq 30^\circ$	59,7%	552 keV	61 keV
250 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	100%	271 keV	66 keV
		$\theta \leq 30^\circ$	45,7%	267 keV	54 keV

Sur les résultats à 1,2 MeV, le nombre d'événements conservés est comparable lors de la sélection sur l'angle. Les valeurs d'énergies moyennes reconstruites sont en accord avec la valeur du champ neutronique mesuré, les écarts sont de 1,67% à 0° et de 5% à 90°, en considérant l'écart entre la valeur moyenne du champ neutronique incident et celle reconstruite pour une sélection des angles de diffusion inférieurs à 30°. La dégradation de la résolution du pic neutron est due à l'hypothèse sur la coordonnée Z de reconstruction

Pour la mesure du champ neutronique de 565 keV, le nombre d'événements est moins impacté par la sélection sur l'angle  $\theta$ , ce qui est cohérent avec la distribution angulaire de la collision élastique sur l' ${}^4\text{He}$  à 565 keV qui est centrée autour de 30°. Ceci explique que cette sélection ne permet pas de modifier significativement l'énergie moyenne ou la résolution de la distribution en énergie de la fluence. Pour cette raison, la mesure à 90° n'est pas nécessaire pour cette énergie de champ neutronique. L'écart entre l'énergie moyenne de la distribution en énergie, avec une sélection des angles inférieurs à 30°, et la valeur théorique du champ neutronique mesurée, qui est de  $565 \pm 1,7$  keV, est de 2,30%.

Pour la mesure du champ neutronique de 250 keV, le même phénomène est observé puisque la distribution angulaire sur l' ${}^4\text{He}$  à cette énergie n'est pas très différente de celle à 565 keV. Ainsi, la mesure à 90° n'est pas nécessaire pour cette énergie non plus. L'écart entre l'énergie

moyenne de la distribution en énergie, avec une sélection des angles inférieurs à  $30^\circ$ , et la valeur théorique du champ neutronique mesurée, qui est de  $250 \pm 2,8$  keV, est de 6,80%. Cependant la résolution de la distribution en énergie est de 54 keV alors que la résolution du champ neutronique incident est de 9,5 keV. Cette différence provient du calcul de l'angle de diffusion  $\theta$ . En effet, sur l'image (b) de la Figure 4.7, il est visible que la branche est beaucoup plus large en comparaison aux mesures neutronique à plus haute énergie. Cela s'explique par la longueur des traces puisqu'en déposant 170 keV en énergie d'ionisation dans le détecteur, la longueur des  $^4\text{He}$  ne dépasse pas 10 mm. Le nombre de pixels étant limité, le calcul de la direction du recul est difficile. Afin d'améliorer la précision de cette mesure, il faudrait allonger les traces. Pour cela, il est possible d'augmenter la fréquence d'échantillonnage de 50 à 60 MHz afin d'effectuer des lectures d'anode toutes les 16 ns. Sinon il faudrait changer les caractéristiques du gaz, soit en diminuant la pression pour que la longueur de ces événements soit augmentée (car il y aurait une diminution du pouvoir d'arrêt des particules) ou alors en effectuant cette mesure avec des  $^1\text{H}$  qui embarqueront plus d'énergie cinétique lors de la collision élastique.

En ce qui concerne les résultats des calculs de la fluence neutronique de chaque mesure, celle-ci est toujours en accord avec la valeur de référence donnée par le Long Compteur. L'écart entre la valeur de référence et la mesure avec la  $\mu\text{TPC}$  est toujours inférieur à 2% pour les mesures à  $0^\circ$ .

Tableau 4.8 – Résultats du calcul de la fluence neutronique, intégrée sur le temps de mesure, pour chaque mesure entre 250 keV et 1,2 MeV. Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Énergie des neutrons	Angle de mesure	$N_R$	$\sigma_{E_n} / \text{cm}^2$	$k_\phi$	$\Phi / \text{n.cm}^{-2}$	$\Phi_{ref} / \text{n.cm}^{-2}$	Écart
1200 keV	$0^\circ$	683028	$6,82 \cdot 10^{-24}$	0,491804	$6,05 \cdot 10^6$	$6,02 \cdot 10^6$	+0,50%
	$90^\circ$	1014810		0,519182	$8,52 \cdot 10^6$	$8,95 \cdot 10^6$	-4,80%
565 keV	$0^\circ$	124888	$2,03 \cdot 10^{-24}$	0,906826	$2,02 \cdot 10^6$	$2,06 \cdot 10^6$	-1,94%
250 keV	$0^\circ$	112323	$1,16 \cdot 10^{-24}$	0,930924	$3,08 \cdot 10^6$	$3,03 \cdot 10^6$	+1,65%

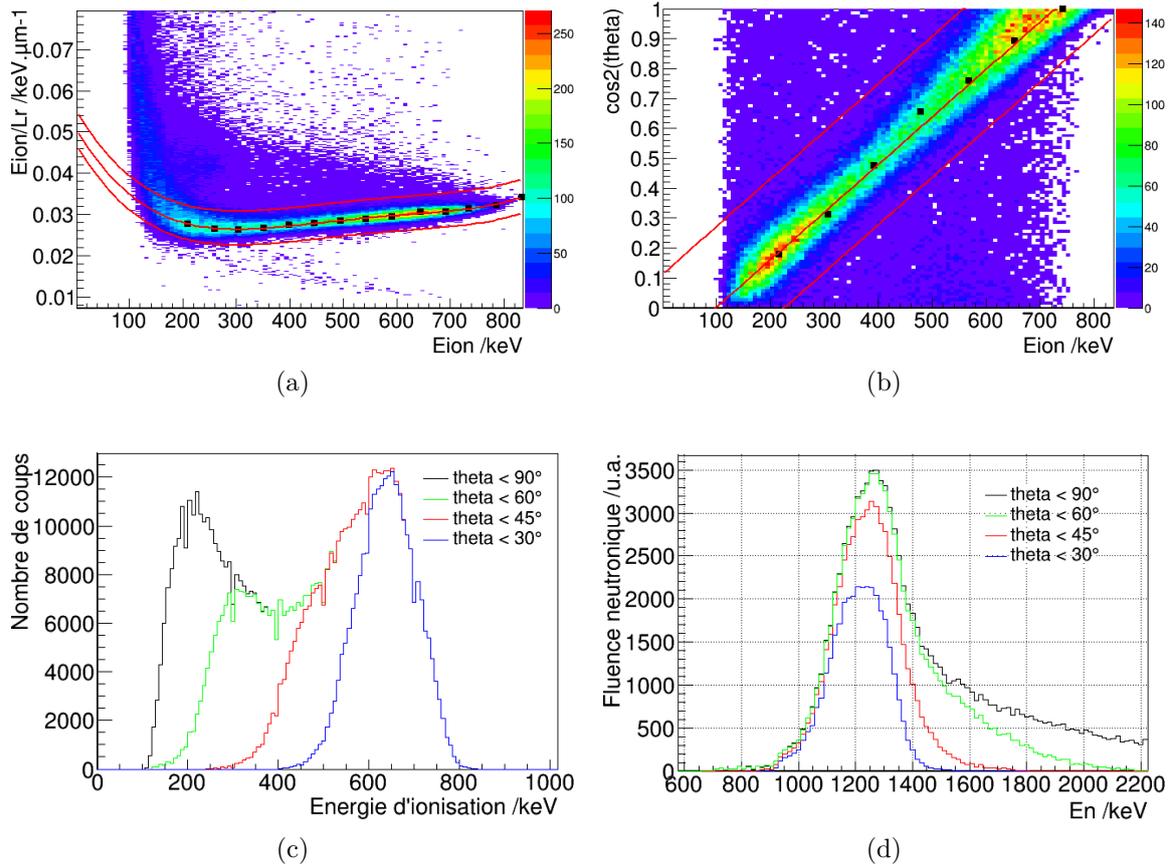


FIGURE 4.4 – Analyse de données d’un champ monoénergétique à 1,2 MeV mesuré sur l’installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l’axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie, (b) l’évolution du cosinus carré de l’angle de diffusion en fonction de l’énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l’énergie d’ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

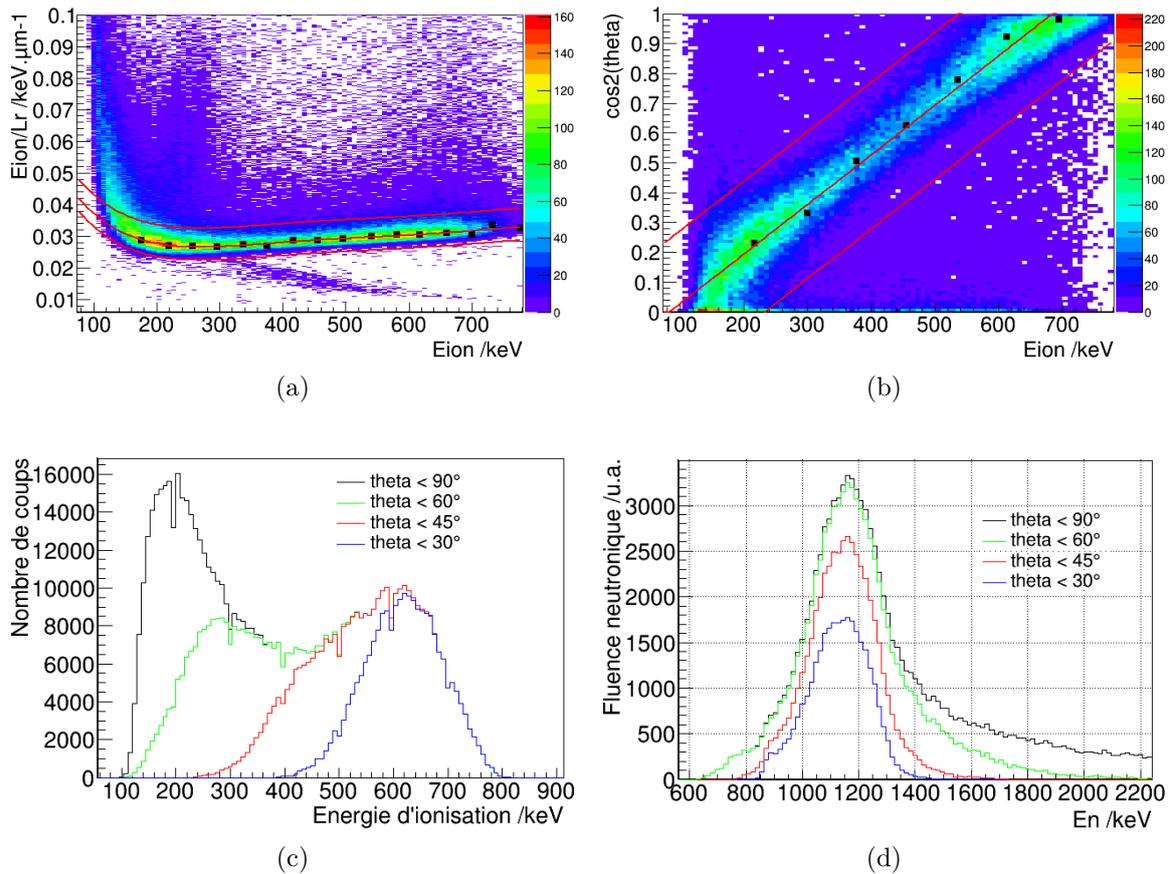


FIGURE 4.5 – Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 1,2 MeV auprès de l'installation AMANDE à  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distribution en énergie des neutrons incidents.

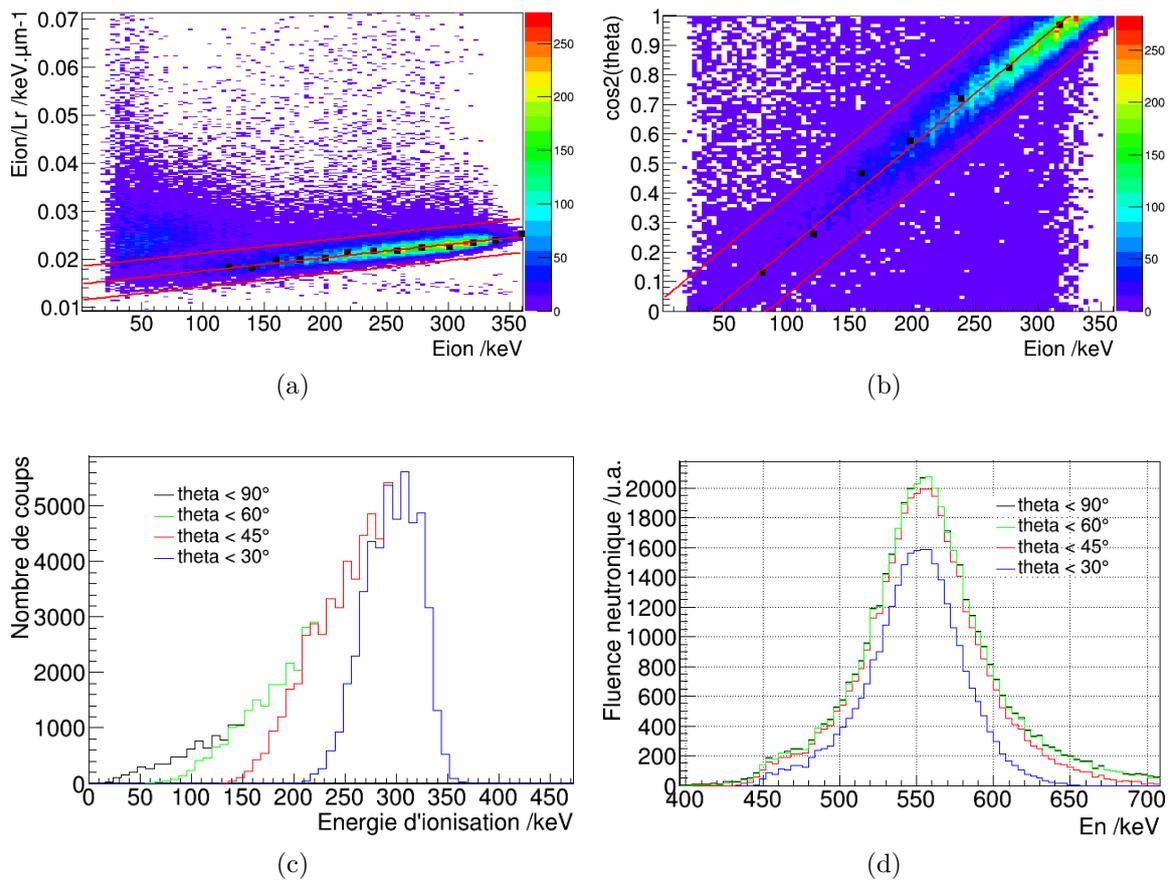


FIGURE 4.6 – Analyse de données d’un champ monoénergétique à 565 keV mesuré sur l’installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l’axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie, (b) l’évolution du cosinus carré de l’angle de diffusion en fonction de l’énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l’énergie d’ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

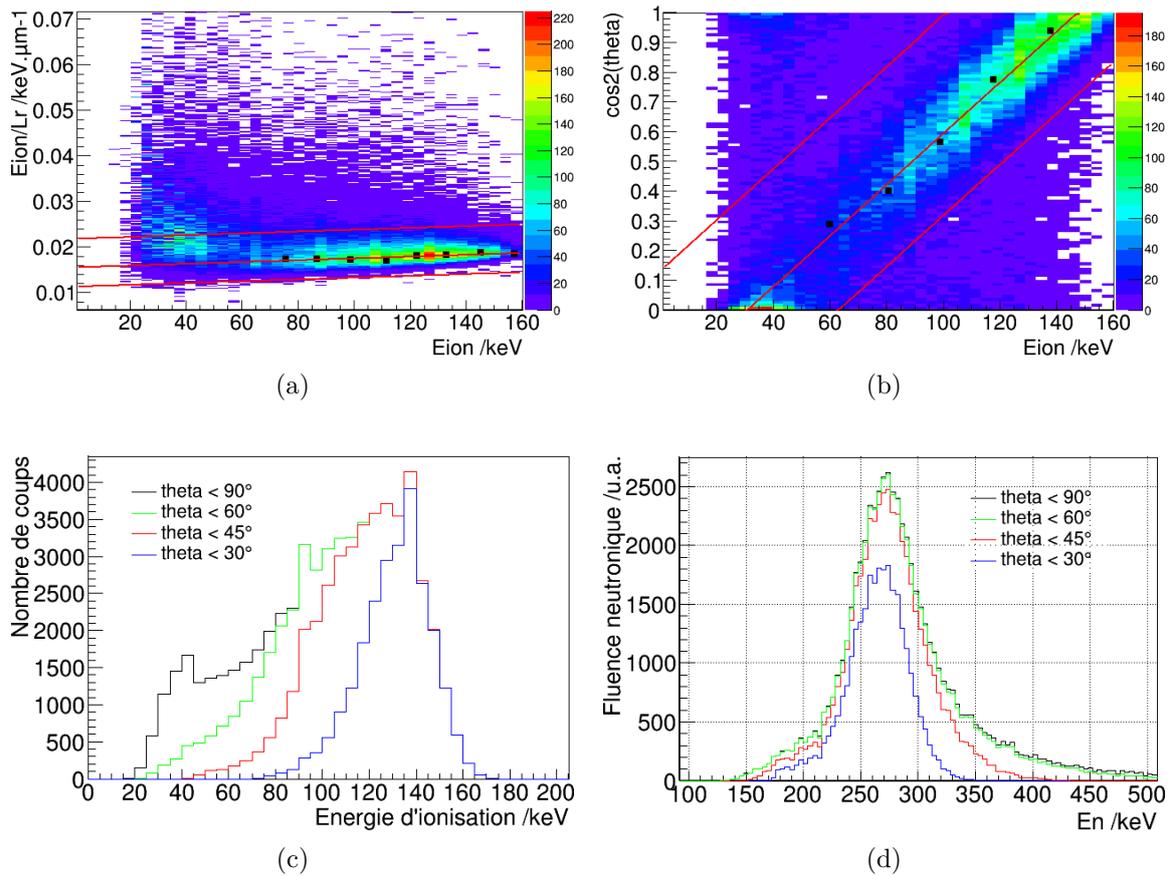


FIGURE 4.7 – Analyse de données d'un champ monoénergétique à 250 keV mesuré sur l'installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

## 4.3 Résultats des réactions D(d,n)

Les réactions D(d,n) sont utilisées pour créer des champs neutroniques monoénergétiques entre 2,5 MeV et 7,3 MeV, en fonction de l'énergie du faisceau de deutons incidents. La méthode d'analyse des données pour ces champs neutroniques est identique à celle appliquée depuis le début de ce chapitre. Cependant, les résultats des mesures réalisées à 5 MeV et 6,5 MeV, avec cette réaction, ont eu besoin d'une étude particulière.

### 4.3.1 Analyse du champ neutronique à 5 MeV

#### 4.3.1.1 Détail de l'expérience

Cette mesure a été réalisée sur l'installation AMANDE, à partir de la réaction D(d,n). Les distances entre la face avant du détecteur et la cible sont de  $1500 \pm 0,4$  mm pour la mesure à  $0^\circ$  et de  $1470 \pm 0,4$  mm à  $90^\circ$ , mesurées à l'aide d'un laser étalonné au LNE. La cible de TiD utilisée avait une épaisseur de  $2084,6 \pm 27,1$   $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  déposée sur un *backing* de 0,5 mm d'argent. Le taux d'imprégnation, c'est-à-dire le nombre d'atomes de deutérium par rapport à ceux de titane, était de 1,54. L'énergie du faisceau de protons était de  $1946,7 \pm 1,50$  keV ce qui conduit, en tenant compte de l'épaisseur de la cible, à un champ neutronique d'énergie moyenne de  $5000 \pm 3,8$  keV avec une résolution de 377,5 keV soit 7,5%.

#### 4.3.1.2 Résultat à $0^\circ$

L'analyse est réalisée de manière identique à celle présentée précédemment, tout d'abord les coupures minimales, puis la sélection de la branche  $^4\text{He}$  comme représentée sur l'image (a) de la Figure 4.8. À ce niveau de l'étude, comme démontré par la simulation et les résultats des autres champs neutroniques, il ne reste que des reculs d'hélium-4. Or lors de la réjection des neutrons diffusés sur l'image (b) de la Figure 4.8, il apparaît plusieurs branches :

- la première, située en énergie d'ionisation entre 100 keV et 3200 keV correspond aux reculs d'hélium-4 formant le pic "monoénergétique" à 5 MeV
- une seconde branche, située en énergie entre 100 keV et 1 MeV apparaît sur cette figure
- de nombreux événements sont situés entre 100 keV et 600 keV prenant n'importe quelle valeur de  $\cos^2(\theta)$  qui sont des événements produits par des neutrons diffusés

Comme indiqué précédemment, la première branche est la branche recherchée pour la caractérisation des neutrons incidents de 5 MeV. Cependant, la présence de la seconde branche d'hélium-4 sur ce graphique indique que la distribution en énergie des neutrons directs comporte un second pic en énergie. Dès lors, la sélection d'une branche va modifier la distribution en énergie de la fluence neutronique et elle est donc à proscrire. Pour les besoins de caractérisation du détecteur, la sélection de la branche hélium-4 correspondant aux neutrons de 5 MeV a été effectuée et la discussion sur le spectre en énergie réellement associé à cette mesure sera menée dans la partie suivante. Cependant, seule la performance sur la reconstruction de l'énergie des neutrons pourra être discutée puisque le calcul de la fluence repose

sur l'analyse de la simulation de la source réelle qui est ici inconnue.

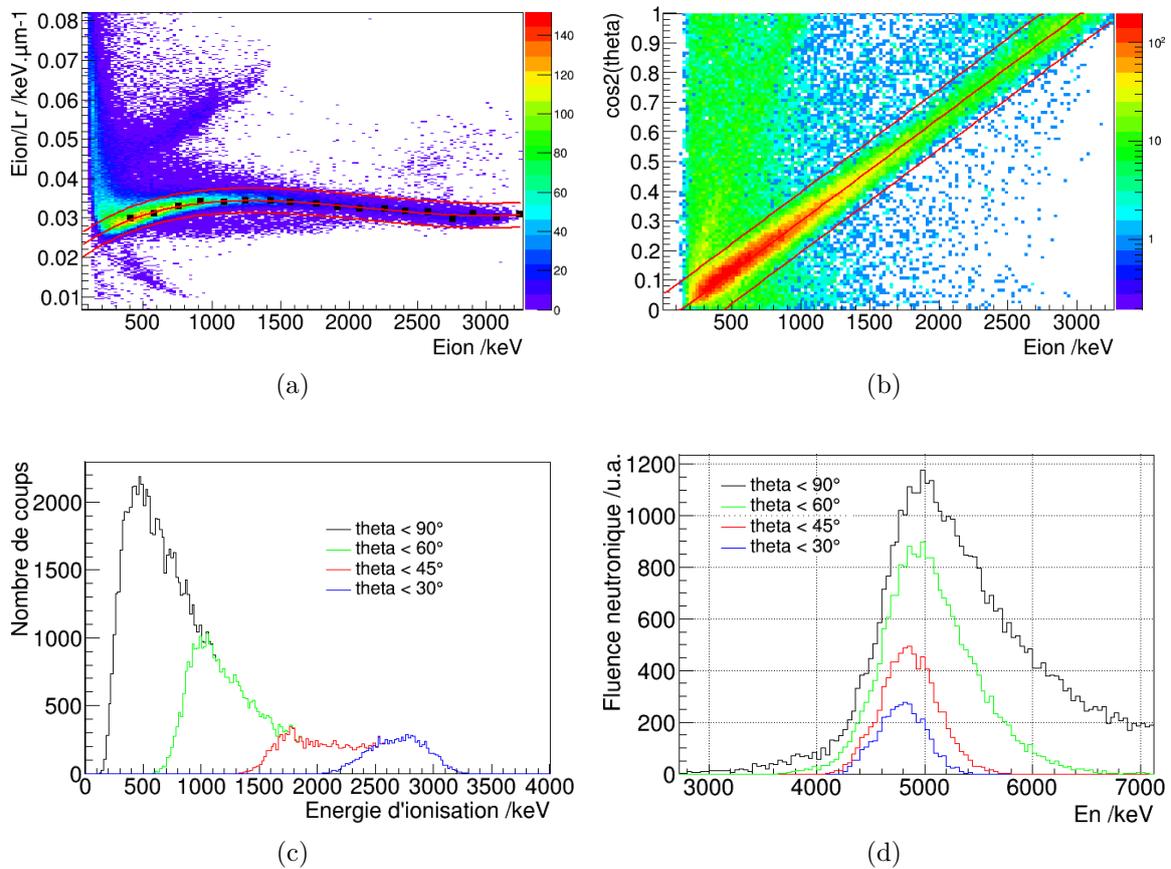


FIGURE 4.8 – Analyse de données d'un champ monoénergétique à 5 MeV mesuré sur l'installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

Après la sélection de la branche hélium-4, comme pour les autres champs neutroniques, les distributions en énergie d'ionisation et en énergie de la fluence neutronique sont données sur les images (c) et (d) de la Figure 4.8. La distribution angulaire des neutrons sur l' $^4\text{He}$  à 5 MeV est centrée autour de  $65^\circ$  ce qui est cohérent avec la distribution en énergie d'ionisation dont la majorité des événements dépose environ 500 keV. Ainsi, le nombre d'événements ayant un angle de diffusion proche de  $0^\circ$  est très faible ce qui explique que les sélections sur l'angle  $\theta$  ont un impact significatif sur le nombre d'événements à cette énergie.

Les distributions en énergie de la fluence neutronique sont ajustées par une gaussienne dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 4.9. Comme précédemment, la sélection sur  $\theta$  permet d'améliorer la symétrie et la résolution des distributions en énergie de la fluence. Cependant, le faible nombre d'événements ayant un angle inférieur à  $0^\circ$  conduit à une distribution avec trop peu de statistique pour que les grandeurs caractéristiques de la

gaussienne soient représentatives de la réponse du détecteur. Bien que les distributions aient peu de statistique lorsque les petits angles sont sélectionnés, les positions moyennes de ces distributions sont tout de même en accord avec l'énergie moyenne de 5 MeV du champ neutronique incident. L'écart, pour la sélection des angles inférieurs à  $45^\circ$ , est de 3,0% sur l'énergie moyenne.

Il est cependant possible de caractériser la résolution de ces distributions par rapport à la valeur de celle du champ neutronique incident qui est de 377,5 keV. Quelle que soit la sélection effectuée, la résolution donnée par le détecteur est supérieure à 500 keV. Le détecteur  $\mu$ TPC dégrade la résolution en énergie des neutrons de 5 MeV, cela s'explique par le faible nombre d'événements avec des angles inférieurs à  $30^\circ$ . Afin d'améliorer cette caractérisation, il faut soit améliorer le calcul des grands angles de diffusion, soit effectuer une mesure plus longue afin que la sélection des angles conduisent à une distribution en énergie avec suffisamment de statistique.

Tableau 4.9 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 5 MeV, à  $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Sélection sur l'angle $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E}_n$	FWHM $_{0^\circ}$
$\theta \leq 90^\circ$	100%	5002 keV	959 keV
$\theta \leq 60^\circ$	44,9%	4940 keV	751 keV
$\theta \leq 45^\circ$	16,5%	4848 keV	582 keV
$\theta \leq 30^\circ$	7,9%	4792 keV	561 keV

#### 4.3.1.3 Résultat à $90^\circ$

La mesure à  $90^\circ$  est effectuée afin d'améliorer le calcul de l'angle de diffusion  $\theta$  des angles supérieurs à  $45^\circ$  qui sont majoritaires lors de la mesure d'un champ neutronique à 5 MeV.

L'analyse est identique à celle présentée précédemment. Ainsi, après les coupures minimales et la sélection de la branche hélium-4 sur l'image (a), l'image (b) de la Figure 4.9 montre encore deux branches. Comme précédemment, afin de caractériser le détecteur à 5 MeV, la sélection de la branche correspondante est réalisée bien que les distributions en énergie de la fluence neutronique ne correspondent pas aux distributions réelles.

Comme pour la mesure du champ neutronique à 2,5 MeV, la mesure à  $90^\circ$  favorise les événements déposant une faible énergie d'ionisation (inférieurs à 600 keV) par rapport aux autres. Ainsi, les sélections sur l'angle de diffusion impactent encore plus le nombre d'événements conservés. Les distributions en énergie de la fluence sont ajustées par des gaussiennes

dont les caractéristiques sont données dans le Tableau 4.10. Les valeurs moyennes de ces distributions sont cohérentes avec la valeur moyenne du champ neutronique mesurée qui est de  $5 \text{ MeV} \pm 3,8 \text{ keV}$ . L'écart est toujours inférieur à 5% sur la valeur de l'énergie moyenne. Cependant, comme précédemment la mesure à  $90^\circ$  conduit à une dégradation de la résolution des distributions en énergie. Cela s'explique par l'hypothèse sur la position  $Z_R$  de l'interaction qui est toujours égale à la position  $Z_S$  de la source alors que le détecteur couvre une ouverture angulaire d'environ  $3,4^\circ$  à 1,5 m de la cible.

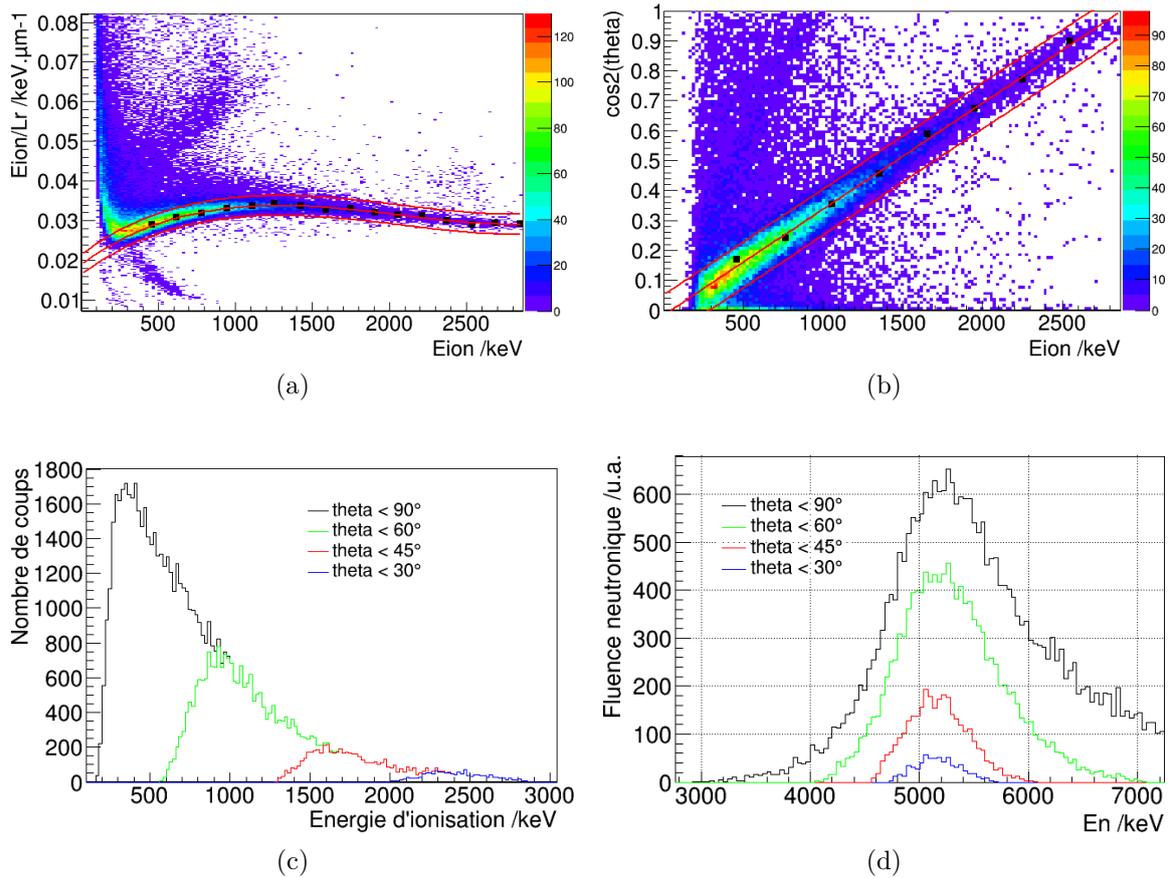


FIGURE 4.9 – Données issues de mesures d'un champ monoénergétique à 5 MeV auprès de l'installation AMANDE à  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l'énergie d'ionisation et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

Tableau 4.10 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 5 MeV, à 90°, en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Sélection sur l'angle $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E}_n$	FWHM <sub>90°</sub>	FWHM <sub>0°</sub>
$\theta \leq 90^\circ$	100%	5243 keV	1317 keV	959 keV
$\theta \leq 60^\circ$	42,7%	5194 keV	1072 keV	751 keV
$\theta \leq 45^\circ$	10,1%	5138 keV	648 keV	582 keV
$\theta \leq 30^\circ$	2,2%	5157 keV	495 keV	561 keV

### 4.3.2 Analyse du champ neutronique à 6,5 MeV

#### 4.3.2.1 Détail de l'expérience

Cette mesure a été réalisée sur l'installation AMANDE, à partir de la réaction D(d,n). La distance entre la face avant du détecteur et la cible est de  $1297 \pm 0,4$  mm mesurée à l'aide d'un laser étalonné au LNE. La cible de TiD utilisée avait une épaisseur de  $2084,6 \pm 27,1 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  déposée sur un *backing* de 0,5 mm d'argent. Le taux d'imprégnation, c'est-à-dire le nombre d'atomes de deutérium par rapport à ceux de titane, était de 1,54. L'énergie du faisceau de deutons était de  $3355,0 \pm 3,32$  keV ce qui conduit, en tenant compte de l'épaisseur de la cible, à un champ neutronique d'énergie moyenne de  $6500 \pm 1,8$  keV avec une résolution de 247,0 keV soit 3,8%.

#### 4.3.2.2 Résultat à 0°

L'analyse des données est identique à la précédente, après les coupures minimales et la sélection de la branche  $^4\text{He}$  (image (a)), le cosinus carré de l'angle en fonction de l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur est tracé sur l'image (b) de la Figure 4.10. Cette fois encore, plusieurs branches sont distinguées ce qui traduit le fait que la distribution en énergie de la fluence n'est pas monoénergétique. Comme pour le cas à 5 MeV, la branche correspondant à 6,5 MeV est sélectionnée pour caractériser la reconstruction de l'énergie des neutrons à cette énergie avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$ .

La distribution en énergie d'ionisation déposée dans le volume actif, dans le cas où tous les angles de diffusion sont conservés, est centrée sur 500 keV et le nombre d'événements dont l'angle est supérieur à  $45^\circ$  est très faible. Comme précédemment, les distributions en énergie de la fluence pour les petits angles ayant peu de statistique, leur ajustement par une gaussienne ne sera pas représentatif de la réponse du détecteur. Les valeurs caractéristiques

des gaussiennes utilisées pour ajuster les distributions en énergie de la fluence neutronique sont données dans le Tableau 4.11.

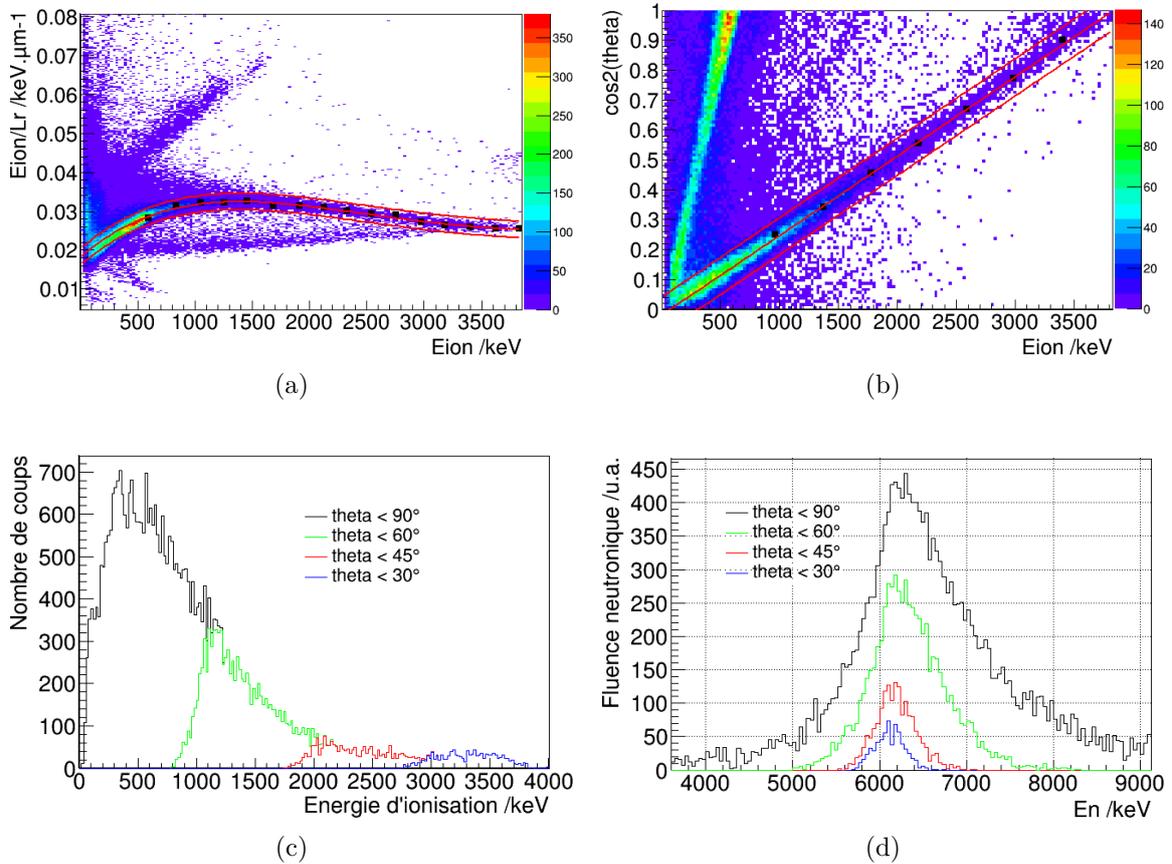


FIGURE 4.10 – Analyse de données d’un champ monoénergétique à 6,5 MeV mesuré sur l’installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l’axe de propagation des neutrons incidents. (a) est le pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie, (b) l’évolution du cosinus carré de l’angle de diffusion en fonction de l’énergie déposée en ionisation, (c) et (d) respectivement les distributions de l’énergie d’ionisation mesurée et à droite les distributions en énergie des neutrons incidents.

L’énergie moyenne des différentes distributions en énergie de la fluence sont en accord avec la valeur moyenne de l’énergie du champ neutronique incident qui est de 6,5 MeV. L’écart est de l’ordre de 5% sur la valeur moyenne mais la résolution de ces distributions est dégradée. En effet, la résolution du champ neutronique incident est de 247 keV alors que la mesure avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$  donne des résolutions supérieures à 400 keV. Cette dégradation de la résolution, ainsi que l’asymétrie du pic, augmente lorsque l’on conserve de plus en plus de grands angles de diffusion.

Comme pour la mesure à 5 MeV, l’amélioration de ces résultats impose soit d’effectuer une mesure plus longue afin d’avoir suffisamment de statistique en sélectionnant les angles  $\theta$  inférieurs à  $30^\circ$ , soit d’améliorer le calcul des grands angles de diffusion qui correspondent aux traces courtes. Cela doit être possible en effectuant une mesure à  $90^\circ$ , à condition de pouvoir

mesurer la position réelle de l'interaction  $Z_R$  dans le volume actif. Avec cette amélioration, la direction du neutron serait correctement prise en compte et la distribution en énergie de la fluence neutronique devrait avoir une meilleure résolution. Une piste possible pour mesurer cette position serait d'utiliser le "signal cathode" qui est un faible courant induit sur la cathode lors du déplacement des électrons primaires dans le volume actif. Cela a été mis en place par le LPSC pour la mesure directionnelle de matière sombre [76].

Tableau 4.11 – Résultats de la mesure d'un champ neutronique de 6,5 MeV, à  $0^\circ$ , en fonction de la sélection sur le cosinus carré de l'angle  $\theta$ . Cette mesure a été réalisée avec un mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$  à 700 hPa.

Sélection sur l'angle $\theta$	Fluence relative à la mesure de fluence pour $\theta \leq 90^\circ$	$\overline{E_n}$	FWHM $_{0^\circ}$
$\theta \leq 90^\circ$	100%	6297 keV	890 keV
$\theta \leq 60^\circ$	34,9%	6262 keV	761 keV
$\theta \leq 45^\circ$	8,5%	6176 keV	490 keV
$\theta \leq 30^\circ$	3,8%	6130 keV	400 keV

La méthode d'analyse de données développée pendant ce travail de thèse permet de déterminer l'énergie moyenne et la fluence neutronique de champs allant de 250 keV à 6,5 MeV avec un bon accord avec les références actuelles. À présent, cette méthode va être appliquée sur les mesures effectuées dans le mélange gazeux  $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$ , à 30 hPa pour la mesure à 27 keV et à 50 hPa pour les mesures à 127 keV et 144 keV, lors de la thèse de D. Maire [14].

#### 4.4 Valorisation de la méthode : mesure à plus basse énergie neutron

Lors de la thèse de D. Maire [14], des mesures avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$  ont été effectuées, sur l'installation AMANDE, à 27 keV à partir de la réaction  $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$  et à 127 keV et 144 keV au moyen de la réaction  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . Le mélange gazeux utilisé était composé de  $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$  où les noyaux d' $^1\text{H}$  étaient les noyaux cibles pour la collision élastique des neutrons. Lors de l'analyse de ces données, le facteur de *quenching* en ionisation était déterminé à partir de la simulation SRIM. Lors de ces mesures, la technique du cône d'ombre n'a pas été utilisée.

L'objectif de cette partie est de tester l'applicabilité de la méthode développée pour le mélange hélium-4 aux mesures dans cette gamme en énergie. Pour cela, l'analyse de données utilisera le facteur de *quenching* en ionisation qui a été mesuré dans le gaz  $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$

à 50 hPa, notée  $FQI_{\text{H}}(E_{\text{ionisation}})$  (voir le paragraphe 3.1.2.3), ainsi que la correction de la décroissance de l'électronique afin de réduire l'incertitude liée à la mesure de la charge [14]. Ainsi, il sera juste question de comparer les résultats sur la distribution en énergie des neutrons entre l'analyse effectuée lors de la précédente thèse et la méthode actuelle. Si celle-ci s'avère applicable, le même travail de caractérisation à l'aide de la simulation pourra être effectué pour calculer la fluence puis les incertitudes de mesures (qui sont détaillées dans la partie 4.5.1.1).

#### 4.4.1 Analyse du champ neutronique à 144 keV

La méthode d'analyse appliquée ici est identique à celle utilisée précédemment, à la différence que la branche sélectionnée sur le graphique du pouvoir d'arrêt moyen des particules (image (a) de la Figure 4.11) est celle des  $^1\text{H}$  et non plus des  $^4\text{He}$ .

Le graphique du pouvoir d'arrêt est similaire à ceux obtenus à plus haute énergie mais la nature des particules est complètement différente. La branche sélectionnée correspond aux reculs des  $^1\text{H}$ , pour deux raisons :

- l'énergie maximale de cette branche, qui est d'environ 140 keV avec l'énergie maximale d'un proton qui est de 144 keV si un  $^1\text{H}$  avait été émis, avec un angle de  $0^\circ$ , lors de la collision élastique avec un neutron de 144 keV
- l'hydrogène-1 étant le noyau le plus léger, il présente de faibles valeurs de pouvoir d'arrêt moyen dans le gaz

Cette branche est plus large autour de 40 keV à cause des reculs de  $^{12}\text{C}$  dont l'énergie maximale est de 41 keV, alors que les reculs de  $^{19}\text{F}$  ne sont pas distingués ici puisque leur nombre est très faible. Les autres événements correspondent à des électrons non discriminés par la sélection sur les trous dans la trace. Ces événements ne forment pas une branche puisque la longueur de ces derniers sur l'anode n'est pas corrélée à l'énergie déposée dans le détecteur. En effet, les électrons laissant moins d'énergie par unité de distance, celle-ci peut être insuffisante pour déclencher les pixels de l'anode, ce qui conduit à une estimation de la longueur erronée. Ainsi, le rapport entre l'énergie et la longueur des électrons est plus grand que celui d'un recul nucléaire et une partie peut donc être discriminée avec la sélection sur le pouvoir d'arrêt.

Ensuite, comme dans le cas des mesures avec les reculs d'hélium-4, la sélection de la branche sur l'image (b) permet de rejeter une partie des neutrons diffusés, les carbone-12 et fluor-19 non discriminés précédemment et une autre partie des électrons encore présents.

Sachant que les analyses présentées sur les images (c) et (d) correspondent au même fichier de données, il apparaît que la nouvelle méthode d'analyse conserve beaucoup plus d'événements dans le pic neutron que l'ancienne. De plus, la distribution en énergie du pic neutron est plus représentative du spectre réel dans le cas de la nouvelle analyse avec la sélection des angles de diffusion inférieurs à  $30^\circ$ . L'énergie moyenne obtenue est de 145 keV avec une largeur à mi-hauteur de 31 keV. L'ajustement de la courbe rouge de l'image (d) par une gaussienne, qui était considérée comme le meilleur résultat de mesure lors de l'analyse par D. Maire, donne une énergie moyenne de 139,2 keV avec une FWHM de 29,2 keV. Les résolutions des distributions sont comparables, la différence provient vraisemblablement de

l'écart sur la sélection des angles  $\theta$ .

En conclusion, la méthode d'analyse développée au cours de ce travail de thèse permet d'analyser les données expérimentales à 144 keV et constitue une amélioration comparée à la précédente méthode.

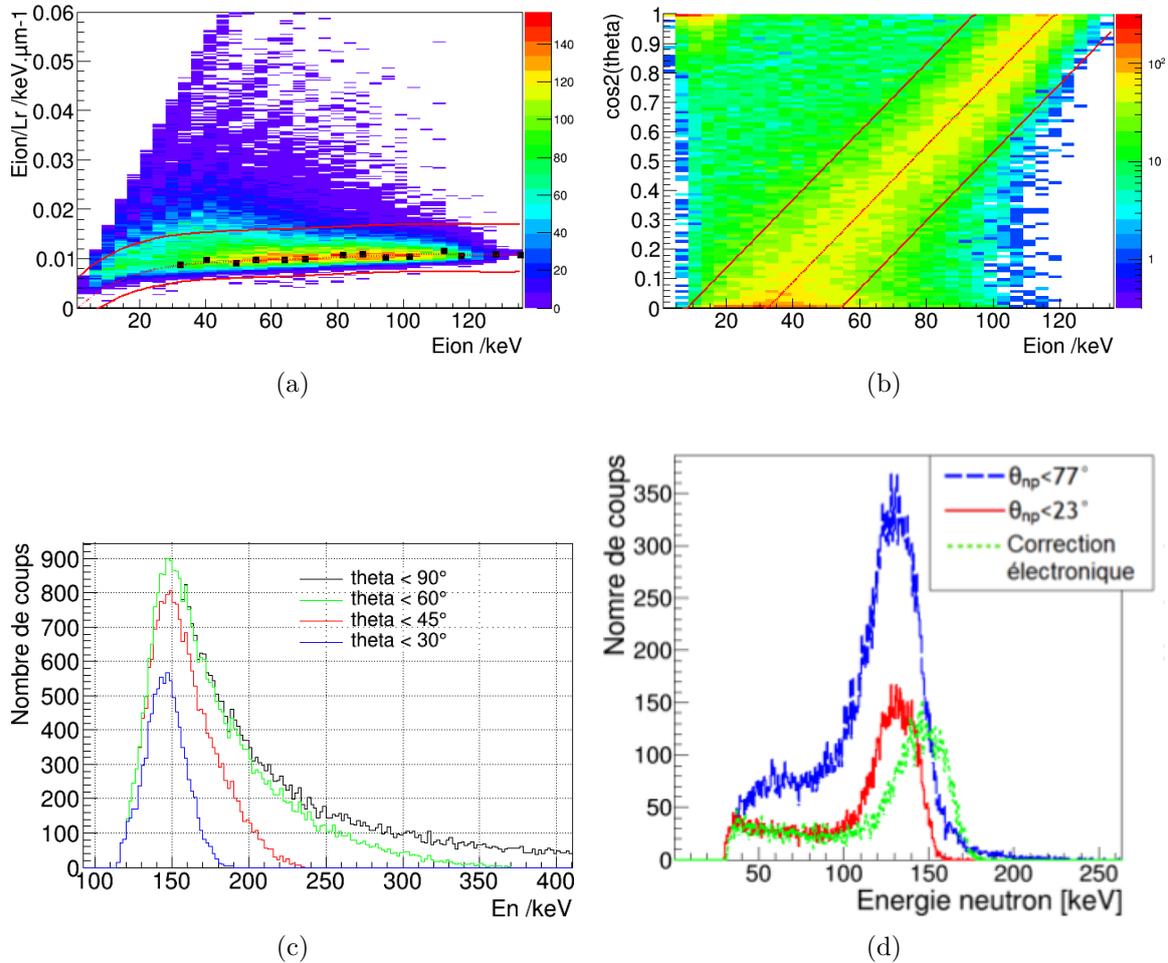


FIGURE 4.11 – Analyse de données d'un champ monoénergétique à 144 keV mesuré sur l'installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l'analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes.

#### 4.4.2 Analyse du champ neutronique à 127 keV

L'analyse pour le champ neutronique de 127 keV est identique à celle présentée pour le champ de 144 keV. Les valeurs d'énergie moyenne de ces deux champs neutroniques étant très

proches, l'analyse des données, représentée sur la Figure 4.12, suit le même raisonnement et possède les mêmes caractéristiques.

Le résultat final, obtenu avec la nouvelle méthode et la sélection des angles de diffusion inférieurs à  $30^\circ$ , donne une valeur moyenne pour le champ neutronique de 130 keV avec une FWHM de 22 keV. Ce résultat est à comparer à la courbe rouge de l'analyse de D. Maire qui a une énergie moyenne de 126,8 keV et une largeur à mi-hauteur de 20,0 keV : les résultats sont en accords. Afin d'aller plus loin dans l'analyse des résultats, il faudrait calculer les incertitudes associées à la nouvelle méthode d'analyse.

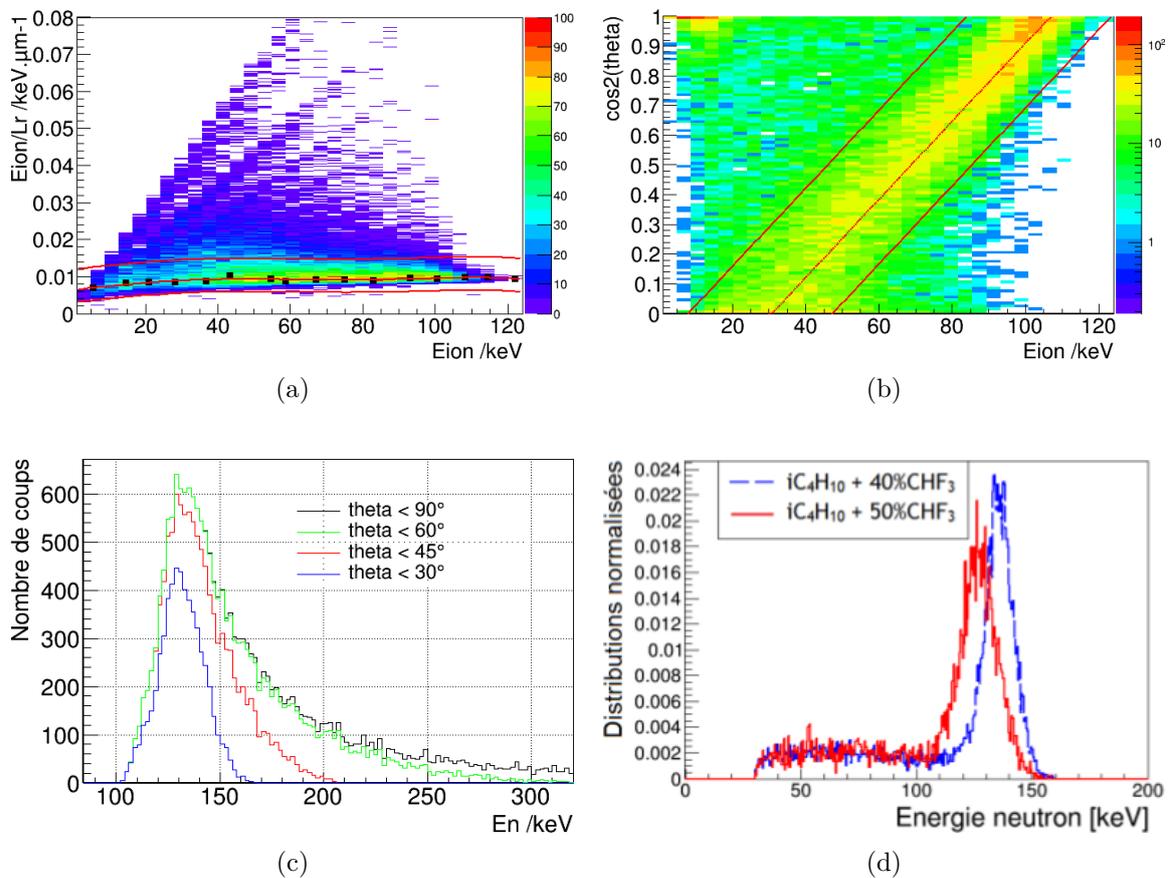


FIGURE 4.12 – Analyse de données d'un champ monoénergétique à 127 keV mesuré sur l'installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l'analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d'arrêt moyen en fonction de l'énergie, (b) l'évolution du cosinus carré de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes.

### 4.4.3 Analyse du champ neutronique à 27 keV

L'analyse du champ neutronique à 27 keV est effectuée avec la même méthode d'analyse que précédemment dont les étapes sont présentées sur les images de la Figure 4.13. Le nombre de  $\gamma$  produits lors de la réaction  $^{45}\text{Sc}(p,n)$  est très important ce qui complexifie l'analyse de données. N'ayant pas de méthode de discrimination des électrons, une coupure en énergie d'ionisation, à 8 keV, a été imposée car le nombre d'électrons en dessous de cette énergie constitue la majorité des événements. Le spectre neutronique (image (c)), produit avec une sélection des angles de diffusion inférieurs à  $30^\circ$ , donne une énergie moyenne de 30,9 keV avec une FWHM de 5,8 keV. La courbe rouge de l'image (d) a une énergie moyenne de 28,2 keV avec une FWHM de 6,0 keV. Ces mesures sont cette fois aussi en accord.

L'analyse avec la nouvelle méthode est rendue très difficile de part les nombreux électrons détectés, cependant, la distribution en énergie du spectre obtenue est plus représentative du spectre réel de part la réjection des événements situés entre les énergies de 9 keV et 25 keV conservés par l'ancienne analyse. Afin d'améliorer la méthode d'analyse, une méthode spécifique de réjection des électrons pourra être ajoutée, comme par exemple une méthode basée sur les arbres de décision comme celle développée par le LPSC [76].

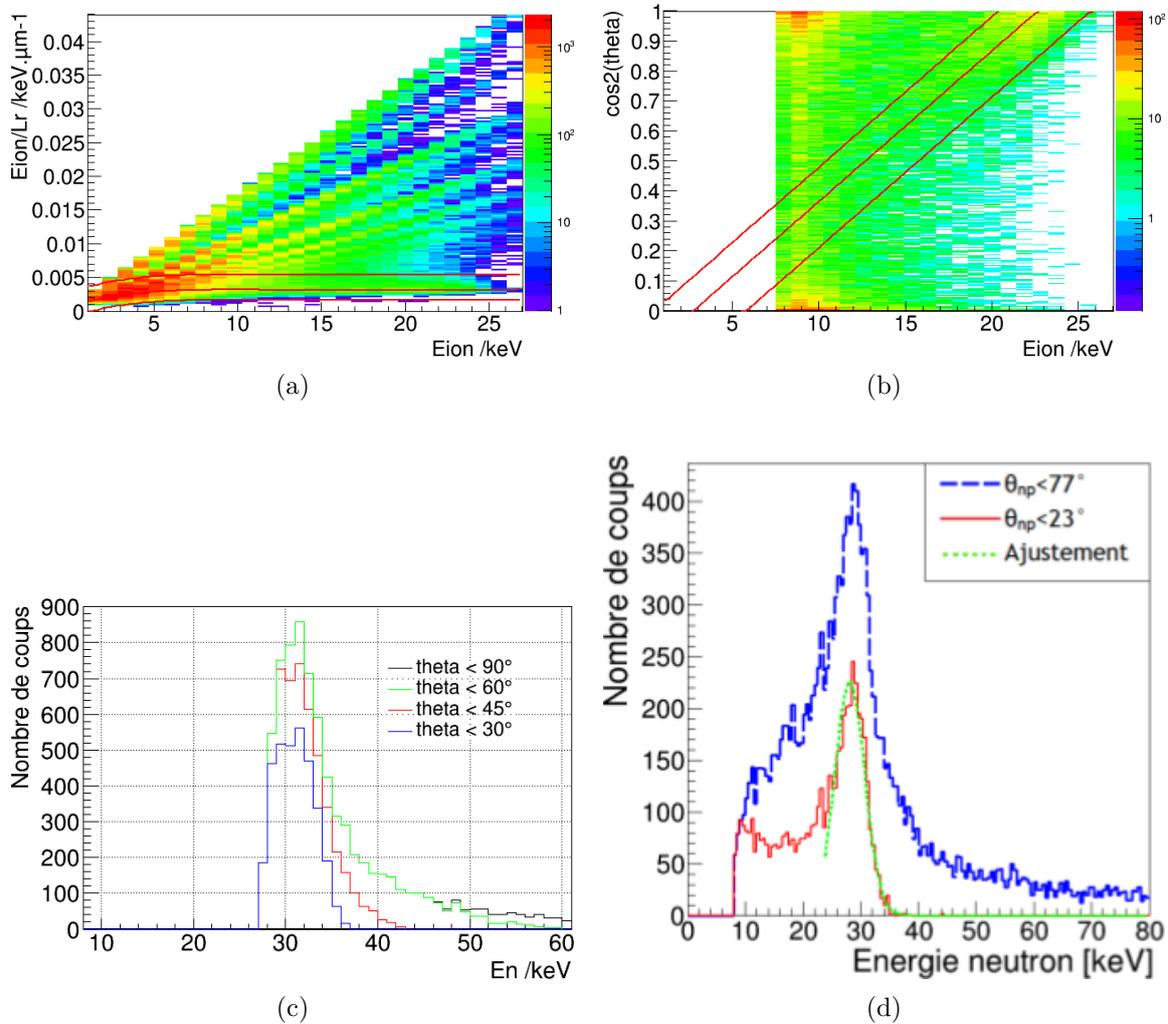


FIGURE 4.13 – Analyse de données d’un champ monoénergétique à 27 keV mesuré sur l’installation AMANDE à  $0^\circ$  par rapport à l’axe de propagation des neutrons incidents. Les images (a), (b) et (c) sont l’analyse de ce champ neutronique par la méthode développée au cours de ce travail de thèse et (d) le résultat obtenu par D. Maire lors de sa thèse [14], où (a) est le pouvoir d’arrêt moyen en fonction de l’énergie, (b) l’évolution du cosinus carré de l’angle de diffusion en fonction de l’énergie déposée en ionisation et (c) et (d) les distributions en énergie des neutrons incidents reconstruite avec les deux méthodes.

## 4.5 Identification et calcul des sources d'incertitudes

En métrologie, la grandeur physique à mesurer est appelée mesurande. La valeur vraie de cette grandeur ne peut être déterminée de manière exacte. Ainsi, un processus de mesure donne la valeur la plus probable de ce mesurande à laquelle est associée une incertitude de mesure représentant la dispersion de cette valeur. L'incertitude de mesure représente donc l'ensemble des valeurs possibles du mesurande associées à la mesure d'une grandeur physique.

### 4.5.1 Incertitude sur l'énergie neutron

#### 4.5.1.1 Mise en équation

L'énergie cinétique des neutrons incidents  $E_n$  est déterminée par l'énergie cinétique des noyaux de recul  $E_c$ , le cosinus carré de l'angle de diffusion  $\theta$  et le facteur de masse  $\frac{(m_n+m_R)^2}{4m_n}$  dépendant des masses du neutron  $m_n$  et du noyau de recul  $m_R$ . L'énergie cinétique du noyau de recul s'exprime en fonction des coefficients d'étalonnage  $a$  et  $b$ , de l'amplitude du signal de collection de charge  $q_{ion}$  et du facteur de *quenching* en ionisation  $Q$ . En notant  $u_X$  l'incertitude type de la variable  $X$ , l'incertitude sur  $E_n$  peut être calculée, à partir de la méthode du GUM (GUide pour l'expression de l'incertitude de Mesure) [82], à partir des incertitudes de chaque paramètre précédemment décrit, selon les équations suivantes :

$$u_{E_n}^2 = \left(\frac{\partial E_n}{\partial a}\right)^2 u_a^2 + \left(\frac{\partial E_n}{\partial q_{ion}}\right)^2 u_{q_{ion}}^2 + \left(\frac{\partial E_n}{\partial b}\right)^2 u_b^2 + 2\left(\frac{\partial E_n}{\partial a}\right)\left(\frac{\partial E_n}{\partial b}\right) cov(a, b) + \left(\frac{\partial E_n}{\partial Q}\right)^2 u_Q^2 + \left(\frac{\partial E_n}{\partial \cos(\theta)}\right)^2 u_{\cos(\theta)}^2 \quad (4.4)$$

$$= \left(\frac{q_{ion}}{Q\cos^2(\theta)}\right)^2 u_a^2 + \left(\frac{a}{Q\cos^2(\theta)}\right)^2 u_{q_{ion}}^2 + \left(\frac{1}{Q\cos^2(\theta)}\right)^2 u_b^2 + 2q_{ion}\left(\frac{1}{Q\cos^2(\theta)}\right)^2 cov(a, b) + \left(\frac{-(aq_{ion} + b)}{Q^2\cos^2(\theta)}\right)^2 u_Q^2 + \left(\frac{-2(aq_{ion} + b)}{Q\cos^3(\theta)}\right)^2 u_{\cos(\theta)}^2 \quad (4.5)$$

À partir de l'expression de l'incertitude de l'énergie cinétique des neutrons incidents, son incertitude relative s'exprime par les équations suivantes :

$$\left(\frac{u_{E_n}}{E_n}\right)^2 = \frac{1}{(aq_{ion} + b)^2} \left[ q_{ion}^2 u_a^2 + a^2 u_{q_{ion}}^2 + u_b^2 + 2q_{ion} cov(a, b) \right] + \left(\frac{u_Q}{Q}\right)^2 + 4\left(\frac{u_{\cos(\theta)}}{\cos(\theta)}\right)^2 \quad (4.6)$$

$$= \left(\frac{u_{E_{ion}}}{E_{ion}}\right)^2 + \left(\frac{u_Q}{Q}\right)^2 + 4\left(\frac{u_{\cos(\theta)}}{\cos(\theta)}\right)^2 \quad (4.7)$$

L'incertitude relative sur l'énergie cinétique des neutrons s'exprime donc en fonction de

celles sur l'énergie d'ionisation des noyaux de recul, du facteur de *quenching* en ionisation (FQI) et du cosinus de l'angle de diffusion (équation 4.7).

#### 4.5.1.2 Expression de l'incertitude sur $E_{ion}$

L'incertitude sur l'énergie d'ionisation, calculée suivant les mêmes recommandations (GUM), s'exprime selon l'équation 4.8, où  $a$  et  $b$  sont respectivement le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de l'étalonnage et  $u_a$ ,  $u_b$  leurs incertitudes,  $cov(a, b)$  la covariance entre les deux paramètres d'étalonnages,  $q_{ion}$  l'énergie déposée en ionisation en canal ADC et  $u_{q_{ion}}$  son incertitude.

$$\left(\frac{u_{E_{ion}}}{E_{ion}}\right) = \frac{1}{(aq_{ion} + b)} \times \sqrt{q_{ion}^2 u_a^2 + a^2 u_{q_{ion}}^2 + u_b^2 + 2q_{ion} cov(a, b)} \quad (4.8)$$

L'incertitude relative sur  $q_{ion}$  a été calculée dans le paragraphe 3.1.2.6. À partir de cette courbe et des paramètres de l'étalonnage fournis par le logiciel M-CARE [18] qui calcule les deux coefficients d'étalonnage ainsi que leurs incertitudes et covariance, l'incertitude relative sur l'énergie déposée en ionisation, notée  $u_{E_{ion}}/E_{ion}$  est calculée. Son évolution en fonction de l'énergie déposée en ionisation dans le détecteur  $E_{ion}$  est donnée sur l'image de gauche de la Figure 4.14 dans le cas de la mesure d'un champ neutronique à 2,5 MeV. L'incertitude relative sur l'énergie d'ionisation est maximale à basse énergie (proche de 0 keV), elle diminue vers un minimum absolu autour du MeV, qui correspond à l'énergie médiane des points d'étalonnage, avant de converger vers une asymptote qui vaut environ 1,1% dans ce cas.

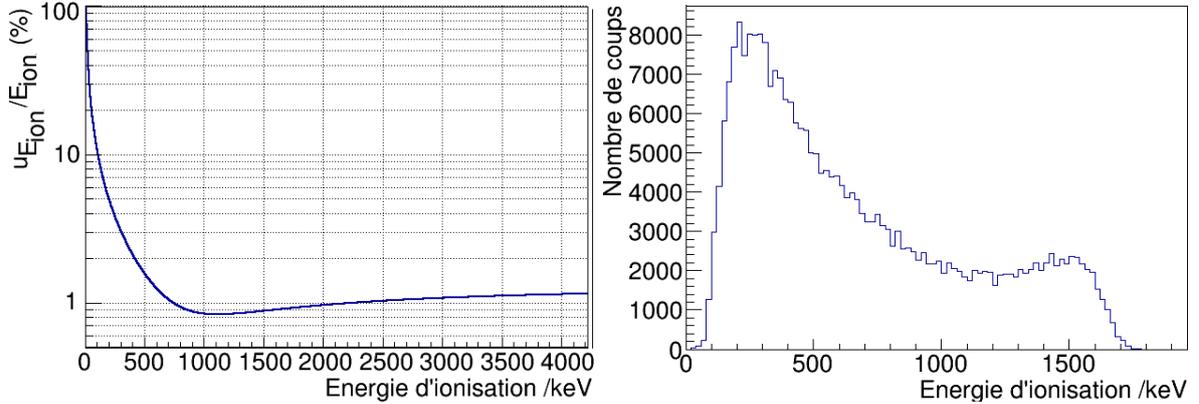


FIGURE 4.14 – Incertitude de l'énergie déposée en ionisation  $E_{ion}$  dans le détecteur  $\mu$ TPC, en fonction de  $E_{ion}$ , dans le cas d'une mesure d'un champ neutronique à 2,5 MeV sur AMANDE.

Pour chaque champ neutronique mesuré par le détecteur  $\mu$ TPC, une distribution de l'énergie déposée en ionisation  $E_{ion}$  peut être déterminée. Celle de la mesure d'un champ neutronique à 2,5 MeV sur AMANDE est donnée sur l'image de droite de la Figure 4.14. En effectuant la convolution de cette distribution mesurée et de l'évolution de l'incertitude de cette

grandeur en fonction de l'énergie  $E_{ion}$  déterminée précédemment, il est possible de définir l'incertitude de l'énergie déposée en ionisation en keV dans le détecteur  $\mu$ TPC. En normalisant cette grandeur par l'énergie moyenne déposée en ionisation dans le détecteur, qui correspond à la moyenne de la distribution de droite de la Figure 4.14, l'incertitude relative moyenne (en %)  $\frac{\overline{u_{E_{ion}}}}{\overline{E_{ion}}}$  est déterminée. Les valeurs de ces grandeurs, l'énergie moyenne déposée en ionisation et l'incertitude relative moyenne, sont regroupées dans le Tableau 4.12 en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique mesuré.

Tableau 4.12 – Incertitude sur l'énergie moyenne déposée en ionisation dans le détecteur  $\mu$ TPC en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique mesuré, pour deux sélections sur l'angle de diffusion.

Énergie du champ neutronique	Sélection $\theta$	$\overline{E_{ion}}$	$\frac{\overline{u_{E_{ion}}}}{\overline{E_{ion}}}$
250 keV	$\theta \leq 90^\circ$	102	11,1%
	$\theta \leq 30^\circ$	131	8,5%
565 keV	$\theta \leq 90^\circ$	276	4,4%
	$\theta \leq 30^\circ$	326	3,7%
1200 keV	$\theta \leq 90^\circ$	451 keV	2,6%
	$\theta \leq 30^\circ$	639 keV	1,8%
2500 keV	$\theta \leq 90^\circ$	665 keV	1,8%
	$\theta \leq 30^\circ$	1304 keV	0,9%
5000 keV	$\theta \leq 90^\circ$	1009	1,2%
	$\theta \leq 30^\circ$	2691	0,4%
6500 keV	$\theta \leq 90^\circ$	931	1,3%
	$theta \leq 30^\circ$	3312	0,3%

L'énergie moyenne déposée en ionisation dans le détecteur  $\mu$ TPC,  $\overline{E_{ion}}$ , augmente en même temps que l'énergie cinétique des neutrons incidents. Cela est cohérent avec la physique de la collision élastique puisque plus l'énergie cinétique du neutron est grande et plus l'énergie transférée au noyau de recul sera importante (pour un angle de diffusion donné). Le contre exemple de cette règle est obtenue pour la mesure à 6,5 MeV, pour laquelle l'énergie moyenne déposée en ionisation est plus faible que lors de la mesure à 5 MeV. Cela s'explique par la distribution angulaire des reculs d' $^4\text{He}$  dont l'angle moyen est de plus en plus grand lorsque l'énergie cinétique des neutrons augmente. Ainsi l'énergie moyenne transmise aux  $^4\text{He}$  lors de la diffusion d'un neutron de 6,5 MeV est moins importante que celle transmise par un neutron de 5 MeV puisque l'angle moyen est plus faible.

L'incertitude relative de l'énergie déposée en ionisation en fonction de l'énergie cinétique

des neutrons incidents suit la même évolution puisque l'énergie déposée en ionisation est en moyenne de plus en plus grande ce qui coïncide avec une plus faible incertitude sur cette grandeur (image de gauche de la Figure 4.12). La faible augmentation de l'incertitude au-delà de 1 MeV est contrebalancée par l'augmentation de l'énergie moyenne déposée en ionisation dans le détecteur, due à l'augmentation de l'énergie des neutrons incidents, donc l'incertitude relative de l'énergie déposée en ionisation continue de diminuer avec l'augmentation de l'énergie cinétique des neutrons.

#### 4.5.1.3 Bilan

L'incertitude relative sur l'énergie cinétique des neutrons incidents se détermine à partir de celle sur l'énergie déposée en ionisation  $E_{ion}$ , du facteur de *quenching* en ionisation (FQI)  $Q$  et du cosinus de l'angle d'émission  $\theta$  (équation 4.7).

L'incertitude sur le FQI vaut 1% (voir la partie 3.1.2.5) et celle sur  $\cos(\theta)$  dépend des coupures et de l'énergie des neutrons incidents comme expliqué dans le paragraphe 3.2.2.3. Dans le cas où tous les angles de diffusion sont conservés, l'incertitude sur l'énergie cinétique des neutrons reconstruits en fonction de l'énergie des neutrons incidents est donnée dans le Tableau 4.13.

Tableau 4.13 – Incertitude sur l'énergie cinétique des neutrons mesurés, pour chaque énergie monoénergétique dans la gamme de mesure du mélange gazeux  $^4\text{He} + 5\% \text{CO}_2$ .

Énergie du champ neutronique	Sélection $\theta$	$\frac{u_{E_{ion}}}{E_{ion}}$	$\frac{u_{\cos(\theta)}}{\cos(\theta)}$	$\frac{u_{E_n}}{E_n}$
250 keV	$\theta \leq 90^\circ$	11,1%	3,9%	14,3%
	$\theta \leq 30^\circ$	8,5%	1,9%	8,8%
565 keV	$\theta \leq 90^\circ$	4,4%	1,3%	4,7%
	$\theta \leq 30^\circ$	3,7%	1,1%	4,0%
1200 keV	$\theta \leq 90^\circ$	2,6%	1,0%	3,0%
	$\theta \leq 30^\circ$	1,8%	0,7%	2,2%
2500 keV	$\theta \leq 90^\circ$	1,8%	1,2%	2,4%
	$\theta \leq 30^\circ$	0,9%	0,7%	1,5%
5000 keV	$\theta \leq 90^\circ$	1,2%	1,8%	2,4%
	$\theta \leq 30^\circ$	0,4%	0,5%	0,6%
6500 keV	$\theta \leq 90^\circ$	1,3%	3,2%	3,6%
	$\theta \leq 30^\circ$	0,3%	1,0%	1,0%

## 4.5.2 Incertitude sur la fluence neutronique

### 4.5.2.1 Mise en équation

La fluence neutronique s'exprime selon l'équation 2.22 donnée dans la partie 2.3.2. Dans cette formule, la fluence dépend du nombre de noyaux cibles par unité de volume  $N_c$ . Ce paramètre s'exprime en fonction de la proportion de chaque molécule présente dans le gaz ( $x_i$ ), de leur masse molaire ( $M_i$ ) et volumique ( $\rho_i$ ), ainsi que des conditions de pression  $P$ , de température  $T$  de la mesure et des valeurs standard de pression  $P_s$  et de température  $T_s$  qui valent respectivement 1013,5 hPa et 273,15 K. L'expression de la fluence neutronique, calculée à partir des reculs de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$ , s'exprime alors selon l'équation 4.9. Les chiffres "1" et "3" placés respectivement devant les termes du nombre de  $^4\text{He}$  et de molécules de  $\text{CO}_2$ , correspondent au nombre de noyaux cibles contenus dans cet atome ou molécule.

$$\Phi(r) = \frac{N_{He+C+O} \times T \times P_s}{k_\phi \times \overline{\sigma_{\text{élas}}} \times L_X \times L_Y \times L_Z \times T_s \times P \times N_A \times \left(1 \frac{x_{He} \rho_{He}}{M_{He}} + 3 \frac{x_{CO_2} \rho_{CO_2}}{M_{CO_2}}\right)} \quad (4.9)$$

Lors de l'analyse des données pour le calcul de la fluence neutronique, le facteur correctif  $k_\phi$  est déterminé par simulation en appliquant la même procédure de sélection des événements que sur les données expérimentales. Ainsi, la variation de ce facteur  $k_\phi$  est corrélée à celle sur le nombre d'événements  $N_{He+C+O}$ . Afin de simplifier le calcul d'incertitude, la fraction  $\frac{N_{He+C+O}}{k_\phi}$ , qui correspond au nombre d'événements corrigé de l'effet de la méthode d'analyse, est noté  $N_{corr}$ .

La fluence neutronique varie, en fonction de la distance de mesure, selon l'expression 4.10, où  $\Phi(r)$  est la mesure à une distance  $r$  de la source et  $\Phi_0$  la valeur de référence de la fluence donnée pour une distance  $r_0$ .

$$\Phi(r) = \frac{\Phi_0 \times r^2}{r_0^2} \quad (4.10)$$

En considérant que l'incertitude sur la distance  $r_0$  est nulle, l'incertitude de la fluence mesurée à une distance  $r$  de mesure s'exprime donc selon l'équation 4.11

$$\left(\frac{u_{\Phi(r)}}{\Phi(r)}\right)^2 = \left(\frac{r_0^2}{\Phi_0 \times r^2}\right)^2 \times \left(\frac{2 \times r}{r_0^2}\right)^2 u_r^2 = \left(\frac{2u_r}{r}\right)^2 \quad (4.11)$$

Pour toutes les mesures présentées dans cette thèse, le mélange gazeux utilisé est identique. Il provient d'une bouteille contenant le mélange 95%  $^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$  commandée chez Air Liquide [83]. Les incertitudes sur la composition du mélange sont considérées comme nulles. Ainsi, l'expression de l'incertitude sur la fluence neutronique calculée avec la méthode du GUM est donnée par l'équation 4.12.

$$\begin{aligned} \left(\frac{u_{\Phi(r)}}{\Phi(r)}\right)^2 &= \left(\frac{2u_r}{r}\right)^2 + \left(\frac{u_{N_{corr}}}{N_{corr}}\right)^2 + \left(\frac{u_T}{T}\right)^2 + \left(\frac{u_P}{P}\right)^2 + \left(\frac{u_{\overline{\sigma_{elas}}}}{\overline{\sigma_{elas}}}\right)^2 \\ &+ \left(\frac{u_{L_X}}{L_X}\right)^2 + \left(\frac{u_{L_Y}}{L_Y}\right)^2 + \left(\frac{u_{L_Z}}{L_Z}\right)^2 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Ces différentes sources d'incertitudes peuvent être regroupées en trois groupes : le premier concernant la taille du volume actif  $L_X$ ,  $L_Y$  et  $L_Z$ , le second regroupant les paramètres des conditions expérimentales ( $\overline{\sigma_{elas}}$ ,  $P$ ,  $T$  et la distance de mesure  $r$ ) et le dernier terme sur l'incertitude de  $N_{corr}$  issue de la méthode d'analyse.

#### 4.5.2.2 Incertitude sur la taille du volume de détection

Les distances  $L_X$  et  $L_Y$  sont respectivement la taille de l'anode suivant l'axe X et Y. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'une règle et donne une longueur de 10,7 cm dans chacune des directions. L'incertitude de la mesure étant de 1 mm, l'incertitude relative sur la taille du volume actif en X et Y est de 0,93%. Cette incertitude est largement surestimée puisque d'après les plans constructeur, l'anode vendue possède une taille de 10,7 cm avec une incertitude de 0,1 mm qui correspond à l'incertitude de gravure.

La dimension  $L_Z$  du volume actif correspond à la distance entre le détecteur Micromegas et la cathode. Celle-ci correspond à la dimension de la cage de champ développée par le LPSC. La mesure de cette distance a été effectuée par la mesure de la taille des matériaux de la cage de champ, celle-ci est de 17,7 cm et son incertitude est de 0,1 cm. L'incertitude relative sur la variable  $L_Z$  est donc de 0,57%.

Maintenant que les incertitudes sur les variables liées au détecteur ont été déterminées, il faut s'intéresser aux conditions expérimentales dans lesquelles sont menées les mesures.

#### 4.5.2.3 Incertitude sur les conditions expérimentales

##### Incertitude sur la distance de mesure $r$

Lors de l'installation du détecteur sur une installation telle qu'AMANDE, le positionnement du détecteur par rapport à la cible est réglé à l'aide de lasers. Ceux-ci permettent d'aligner le centre du détecteur avec la cible. Ensuite, la distance  $r$  de mesure, c'est-à-dire la distance entre le détecteur et la cible est mesurée à l'aide d'un laser étalonné. Ce dernier permet de connaître la distance  $r$  avec une incertitude de 0,1 mm.

##### Incertitude sur la section efficace de diffusion élastique $\overline{\sigma_{elas}}$

La fluence neutronique est calculée à partir du nombre de reculs nucléaires de  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$ , comme expliqué dans la section 2.3.2. Pour cela, le calcul de la fluence tient compte d'une

section efficace moyenne  $\overline{\sigma_{\text{élas}}}$  qui, en combinant les équations 2.23 et 2.24, s'exprime selon l'équation 4.13.

$$\overline{\sigma_{\text{élas}}} = 86,36\% \times \sigma_{\text{élas}}^{\text{He}} + 4,55\% \times \sigma_{\text{élas}}^{\text{C}} + 9,09\% \times \sigma_{\text{élas}}^{\text{O}} \quad (4.13)$$

L'incertitude type de cette section efficace moyenne, notée  $u_{\overline{\sigma_{\text{élas}}}}$ , s'exprime selon l'équation 4.14, en fonction des incertitudes des sections efficaces de diffusion élastique sur l' $^4\text{He}$ , le  $^{12}\text{C}$  et l' $^{16}\text{O}$  notée respectivement  $u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{He}}}$ ,  $u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{C}}}$  et  $u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{O}}}$ .

$$u_{\overline{\sigma_{\text{élas}}}} = \sqrt{86,36^2 \times (u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{He}}})^2 + 4,55^2 \times (u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{C}}})^2 + 9,09^2 \times (u_{\sigma_{\text{élas}}^{\text{O}}})^2} \quad (4.14)$$

Or les sections efficaces de diffusion élastique, et leurs incertitudes, dépendent de l'énergie cinétique des neutrons incidents. Ainsi, pour chaque énergie monoénergétique mesurée avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$ , les valeurs de la section efficace moyenne, de son incertitude type et de son incertitude relative sont regroupées dans le Tableau 4.14.

Tableau 4.14 – Incertitude sur la section efficace moyenne de diffusion élastique des neutrons dans le gaz composé de 95%  $^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$ .

Énergie du champ neutronique	$\overline{\sigma_{\text{élas}}}$	$u_{\overline{\sigma_{\text{élas}}}}$	$u_{\overline{\sigma_{\text{élas}}}}/\overline{\sigma_{\text{élas}}}$
250 keV	1,16	$9,9 \cdot 10^{-3}$	0,85%
565 keV	2,03	$1,02 \cdot 10^{-2}$	0,50%
1200 keV	6,82	$1,01 \cdot 10^{-2}$	0,15%
2500 keV	2,93	$1,07 \cdot 10^{-2}$	0,36%
5000 keV	2,03	$8,92 \cdot 10^{-3}$	0,44%
6500 keV	1,74	$6,58 \cdot 10^{-3}$	0,38%

### Incertitudes sur la pression $P$ et la température $T$ du mélange gazeux

Les incertitudes sur  $P$  et  $T$ , lors du remplissage du gaz, ont un impact sur le nombre de noyaux cible contenu dans le détecteur. Lors du remplissage du gaz, l'incertitude sur la pression correspond à l'incertitude du capteur utilisé. Pour des raisons de précision de mesure, le capteur de pression utilisé durant cette thèse est appelé "UNIK 5000" [84]. La gamme de mesure de ce capteur est [0 ; 1000 hPa] (correspondant à 1 bar) et son incertitude est 0,04% de la gamme de mesure soit 0,4 hPa. Le remplissage du gaz, dans le détecteur  $\mu\text{TPC}$ , s'effectue en quelques minutes. L'incertitude sur la température de remplissage est donc négligée compte tenu que cette action est très rapide.

Cependant, lors de la mesure avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$ , la température du mélange gazeux peut évoluer. En prenant la loi des gaz parfaits,  $PV=nRT$ , le volume du détecteur étant fixe,

une variation de température entraînera un changement de pression du gaz mais la quantité de matière de gaz alors contenu dans le volume de détection sera inchangée. Ainsi, la variation de température (ou de pression) lors d'une mesure ne doit pas être prise en compte pour le calcul de l'incertitude de la fluence neutronique puisque celle-ci ne modifie pas le nombre de noyaux cible dans le détecteur. Si la pression du gaz était fixée, à l'aide d'une circulation de gaz par exemple, alors l'incertitude sur la température lors d'une mesure serait alors à considérer.

#### 4.5.2.4 Incertitude sur la méthode d'analyse

La fluence neutronique est déterminée dans le détecteur  $\mu$ TPC à l'aide de la simulation comme décrit dans le paragraphe 2.3.2. Pour cette analyse, deux sélections d'événements sont effectuées : la première est une sélection en énergie pour s'affranchir des différences entre les données expérimentales et simulées pour les basses énergies d'ionisation, et la seconde est la réjection des événements protons sur le graphique du pouvoir d'arrêt moyen  $(E_{ion}/Lr) = f(E_{ion})$ . L'incertitude sur la valeur de la coupure en énergie est calculée grâce à la courbe  $u_{E_{ion}} = f(E_{ion})$  présentée dans la partie précédente. Le calcul de l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt moyen des particules puis sur la fluence neutronique est détaillé dans la suite.

#### Expression de l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt moyen

Le pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de recul est défini comme le rapport de l'énergie déposée en ionisation  $E_{ion}$  et de la longueur rectiligne de cet événement  $Lr$ . En utilisant la méthode du GUM, l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt s'exprime selon l'équation 4.15, et son incertitude relative (en %) selon l'équation 4.16.

$$u_{E_{ion}/Lr}^2 = \left(\frac{u_{E_{ion}}}{Lr}\right)^2 + \left(\frac{-E_{ion}}{Lr}\right)^2 \times u_{Lr}^2 \quad (4.15)$$

$$\left(\frac{u_{E_{ion}/Lr}}{E_{ion}/Lr}\right) = \sqrt{2 \left(\frac{u_{E_{ion}}}{E_{ion}}\right)^2 + \left(\frac{u_{Lr}}{Lr}\right)^2} \quad (4.16)$$

L'incertitude relative  $\frac{u_{E_{ion}}}{E_{ion}}$  a été définie précédemment tandis que le calcul de l'incertitude sur la longueur rectiligne est développé ci-après.

#### Calcul de l'incertitude sur la longueur rectiligne Lr

La longueur rectiligne est définie comme la distance entre le barycentre du premier *time slice* de la trace  $(X_1, Y_1, Z_1)$  et celui du dernier  $(X_n, Y_n, Z_n)$ . L'expression analytique de la longueur rectiligne s'exprime selon l'équation 4.17, en posant X, Y, Z définis respectivement

par  $X = X_n - X_1$ ,  $Y = Y_n - Y_1$ ,  $Z = Z_n - Z_1$ , l'expression de la longueur rectiligne devient 4.18.

$$Lr = \sqrt[2]{(X_n - X_1)^2 + (Y_n - Y_1)^2 + (Z_n - Z_1)^2} \quad (4.17)$$

$$= \sqrt[2]{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad (4.18)$$

À partir de cette expression analytique, le calcul de l'incertitude  $u_{Lr}^2$  peut être défini à partir des incertitudes sur X, Y et Z selon l'équation 4.20.

$$u_{Lr}^2 = \left( \frac{2X}{2 \times \sqrt[2]{X^2 + Y^2 + Z^2}} \right)^2 u_X^2 + \left( \frac{Y}{Lr} \right)^2 u_Y^2 + \left( \frac{Z}{Lr} \right)^2 u_Z^2 \quad (4.19)$$

$$= \frac{1}{Lr^2} (X^2 u_X^2 + Y^2 u_Y^2 + Z^2 u_Z^2) \quad (4.20)$$

Les coordonnées X et Y correspondent à des pixels de l'anode, ainsi  $u_{X_n} = u_{X_1} = u_{Y_n} = u_{Y_1} = 424 \mu\text{m}$ . Comme  $X = X_n - X_1$  et  $Y = Y_n - Y_1$ , alors  $u_X^2 = u_Y^2 = u_{X_n}^2 + u_{X_1}^2$ .

La coordonnée Z correspond au nombre de *time slice* de la trace  $Nb\_Slice$ . Le changement de variable pour passer en coordonnée spatiale permet de définir Z comme  $Z = Z_n - Z_1 = Nb\_Slice \times t \times v_d$ , où  $t$  est le temps entre deux *time slice* consécutifs soit 20 ns ici, et  $v_d$  la vitesse de dérive des électrons dans le gaz. L'incertitude sur le nombre et sur le temps entre deux *time slice* est nulle, l'incertitude sur la coordonnée Z s'exprime alors uniquement en fonction de celle sur la vitesse de dérive  $u_Z^2 = Nb\_Slice^2 \times t^2 \times u_{v_d}^2$ . La valeur de la vitesse de dérive et son incertitude sont estimées avec le code de calcul MAGBOLTZ [67] (voir 2.1.4). Dans les conditions expérimentales utilisées durant cette thèse,  $v_d = 9,55 \mu\text{m}.ns^{-1} \pm 0,04 \mu\text{m}.ns^{-1}$ , soit une incertitude type relative de 0,42% sur la vitesse de dérive des électrons.

Les équations 4.21 à 4.25 montrent que l'incertitude sur la coordonnée Z de la trace  $u_Z^2$  est inférieure à celle sur X  $u_X^2$  si et seulement si le nombre de *time slice*  $Nb\_Slice$  de la trace est inférieur à 749, ce qui est toujours vérifié dans nos conditions expérimentales pour des mesures entre 250 keV et 6,5 MeV.

$$u_Z^2 \leq u_X^2 \quad (4.21)$$

$$Nb\_Slice^2 \times t^2 \times u_{v_d}^2 \leq u_X^2 \quad (4.22)$$

$$Nb\_Slice \leq \frac{u_X}{t \times u_{v_d}} \quad (4.23)$$

$$\leq \frac{\sqrt[2]{424^2 + 424^2}}{20 \times 0,04} \quad (4.24)$$

$$\leq 749 \text{ time slice} \quad (4.25)$$

Comme  $u_Z^2 \leq u_X^2$ , l'équation 4.20 de l'incertitude sur la longueur rectiligne des événements devient :

$$u_{Lr}^2 \leq \frac{1}{Lr^2} (X^2 + Y^2 + Z^2) \times u_X^2 = u_X^2 \quad (4.26)$$

Pour la suite du calcul d'incertitude, il sera considéré que  $u_{Lr}^2 = u_X^2$ . L'incertitude relative sur la longueur rectiligne s'exprime alors par l'équation 4.27.

$$\frac{u_{Lr}}{Lr} = \frac{u_X}{Lr} \quad (4.27)$$

### Calcul de l'incertitude sur la réjection des $^1\text{H}$

L'incertitude sur le pouvoir d'arrêt moyen s'exprime en fonction de l'incertitude sur l'énergie d'ionisation et sur la longueur rectiligne des événements (voir équation 4.16). La courbe de réjection des protons est une fonction polynomiale du type  $\frac{E_{ion}}{Lr} = \sum_k a_k E_{ion}^k$ . Ainsi, à chaque énergie d'ionisation correspond une unique valeur du pouvoir d'arrêt moyen, donc la longueur rectiligne correspondante vaut  $Lr = \frac{E_{ion}}{E_{ion}/Lr}$ .

La connaissance de  $Lr=f(E_{ion})$  permet de déterminer l'évolution de l'incertitude relative de la longueur rectiligne  $\frac{u_{Lr}}{Lr}$  en fonction de l'énergie d'ionisation selon l'équation 4.27. En utilisant la formule analytique 4.16, l'incertitude relative sur le pouvoir d'arrêt,  $\frac{u_{E_{ion}/Lr}}{E_{ion}/Lr}$ , est déterminée. L'incertitude type sur le pouvoir d'arrêt est alors définie par l'équation 4.28, où  $\overline{E_{ion}/Lr}$  est la valeur moyenne de la fonction polynomiale du pouvoir d'arrêt utilisée pour la réjection des  $^1\text{H}$ .

$$u_{E_{ion}/Lr} = \left( \frac{u_{E_{ion}/Lr}}{E_{ion}/Lr} \right) \times \overline{E_{ion}/Lr} \quad (4.28)$$

### Calcul de l'incertitude sur la variable $M$

La valeur (moyenne) du nombre d'événements corrigé de l'effet de la méthode d'analyse  $M = N_{He+C+O}/k_\phi$  est calculée à partir des coupures définies au paragraphe 3.2.3 pour le calcul de  $k_\phi$ .

L'effet des incertitudes de la réjection des  $^1\text{H}$  et de l'énergie d'ionisation sur le calcul de  $M$  est pris en compte en mesurant le nombre d'événements corrigé  $M^+$  et  $M^-$ . Ils correspondent respectivement au nombre d'événements lorsque la sélection des événements est effectuée avec des coupures valant  $E_{ion} + u_{E_{ion}}$  et  $E_{ion}/Lr = \left( a_0 + u_{E_{ion}/Lr} \right) + \sum_{k=1} a_k E_{ion}^k$ , et  $M^-$  lorsque la sélection des événements est effectuée avec des coupures valant  $E_{ion} - u_{E_{ion}}$  et  $E_{ion}/Lr = \left( a_0 - u_{E_{ion}/Lr} \right) + \sum_{k=1} a_k E_{ion}^k$ .

L'incertitude sur la variable  $M$  est prise comme l'écart le plus important entre  $(M - M^+)$  et  $(M - M^-)$ . Cette incertitude dépend de la sélection des événements et donc de l'énergie des neutrons incidents.

En considérant des distributions uniformes d'incertitude sur la réjection des  $^1\text{H}$  et pour l'énergie d'ionisation, une propagation de ces incertitudes par une méthode Monte-Carlo pourra être mise en place afin de réduire l'incertitude sur  $M$ . Cette méthode de calcul, appelée GUM-S1 (Supplément 1 du Guide pour l'expression de l'incertitude de Mesure) est détaillée sur le site du BIPM [85].

#### 4.5.2.5 Bilan d'incertitude sur la fluence neutronique

Les sources d'incertitudes de la fluence neutronique sont identifiées dans l'équation 4.12. Dans le tableau 4.15 sont regroupées les différentes sources d'incertitudes du calcul de la fluence neutronique.

Tableau 4.15 – Bilan des incertitudes sur le calcul de la fluence neutronique.

Source incertitude	Incertainde type	Référence
Nombre d'événements corrigé $N_{corr}$	$u_M(En)$	Section 4.5.2.4
Distance de mesure $r$	$u_r = 0,4 \text{ mm}$	Paragraphe 4.5.2.3
Température du gaz $T$	$u_T = 0,35^\circ C$	Paragraphe 4.5.2.3
Pression du gaz $P$	$u_P = 0,4 \text{ hPa}$	Paragraphe 4.5.2.3
Section efficace de diffusion élastique $\overline{\sigma_{elas}}$	$u_{\overline{\sigma_{elas}}}(En)$	Paragraphe 4.5.2.3
Taille de l'anode $L_X, L_Y$	$u_{L_X} = u_{L_Y} = 0,1 \text{ cm}$	Paragraphe 4.5.2.2
Taille de la cage de champ $L_Z$	$u_{L_Z} = 0,1 \text{ cm}$	Paragraphe 4.5.2.2

Parmi toutes ces sources d'incertitudes, celles concernant le détecteur ( $L_X$ ,  $L_Y$  et  $L_Z$ ) sont indépendantes du montage expérimental. Dans le cadre de mesures sur AMANDE avec le mélange gazeux composé de 95%  $^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$ , les incertitudes sur les conditions expérimentales ( $T$ ,  $P$ ,  $\overline{\sigma_{elas}}$ ) ne vont pas changer. La seule qui peut légèrement évoluer est celle sur la distance de mesure  $r$ . Or la procédure de mesure mise en place, avec la mesure avec un cône d'ombre pour estimer la composante de neutrons diffusés par l'environnement, oblige à positionner le détecteur à plus de 1,5 m de la cible. Dans ce cas, l'incertitude relative sur  $r$  est alors négligeable. De plus, à une distance de 150 cm, l'ouverture angulaire couverte par le détecteur est de  $2,7^\circ$ . L'angle d'incidence des neutrons peut alors être négligé pour considérer que le faisceau de neutrons est parallèle et provient de la cible. Cela signifie que les distributions en énergie d'ionisation et angulaires des noyaux de reculs ne dépendent que de la section efficace double différentielle des neutrons dans le gaz et donc de l'énergie cinétique des neutrons incidents. Les caractéristiques des événements ne dépendent donc que de l'énergie des neutrons incidents donc les incertitudes sur la méthode d'analyse également. Alors la réalisation d'une mesure à une énergie donnée d'un champ neutronique permet d'estimer l'incertitude du détecteur pour toutes les mesures réalisées à cette énergie si la distance de mesure est supérieure à 1,5 m.

Les valeurs des différentes incertitudes associées à la fluence neutronique sont donnés dans le Tableau 4.16. L'incertitude à 250 keV est surestimée du fait de l'incertitude sur le nombre d'événements corrigés qui dépend de celle sur les sélections des événements. Or pour 250 keV, la coupure sur l'énergie d'ionisation est fixée à 30 keV et plus la valeur de l'énergie d'ionisation

est faible et plus son incertitude est grande (Figure 4.14). Le même effet est visible pour le champ neutronique de 565 keV, dans une moindre mesure, puisque la valeur de la coupure en énergie est de 100 keV.

Tableau 4.16 – Incertitude sur la reconstruction de la fluence neutronique en fonction de l'énergie moyenne du champ neutronique mesuré sur l'installation AMANDE.

Énergie moyenne du champ neutronique	Angle de mesure	$\frac{u_{N_{corr}}}{N_{corr}}$	$\frac{u_{\overline{\sigma_{elas}}}}{\overline{\sigma_{elas}}}$	$\frac{u_{\Phi}}{\Phi}$
250 keV	0°	7,78%	0,85%	7,96%
565 keV	0°	2,32%	0,85%	2,77%
1200 keV	0°	1,03%	0,15%	1,77%
	90°	1,05%		1,78%
2500 keV	0°	0,95%	0,36%	1,76%
	90°	0,59%		1,59%

Les incertitudes de mesure de la fluence neutronique sont de l'ordre de 1,7%, environ 2,8% à 565 keV. La contribution de chaque variable à l'incertitude totale, pour les mesures à 1200 keV et 2500 keV à 0°, est donnée sur la Figure 4.15. Dans ces deux cas, il apparaît que les incertitudes prépondérantes concernent le nombre d'événements corrigé  $N_{corr}$  et la taille du volume actif dans les directions X et Y. L'incertitude sur  $N_{corr}$  dépend de la méthode d'analyse, il ne sera pas possible de le réduire à moins de changer la méthode de sélection ou les valeurs des coupures appliquées. Par contre, l'incertitude sur la longueur de l'anode en X et Y a été surestimée puisqu'il a été considéré une incertitude issue d'une mesure à la règle alors que les incertitudes liées à la méthode de fabrication (par laser) sont beaucoup plus faibles.

En cas de mesure avec une circulation fermée, c'est-à-dire à une pression de gaz fixe, il conviendra de prendre en compte une incertitude sur la température de mesure. Le meilleur moyen de la caractériser expérimentalement serait en utilisant une sonde PT100 permettant de mesurer la température de l'enveloppe en acier du détecteur. Comme l'acier est un conducteur thermique efficace, la température du gaz et de l'enceinte du détecteur peuvent être considérées comme identique.

En conclusion, les incertitudes sur la fluence neutronique sont actuellement de 2,77% à 565 keV et inférieures à 1,8% au-delà de 1,2 MeV. Une réduction de ces incertitudes est possible en caractérisant les dimensions du détecteur Micromegas.

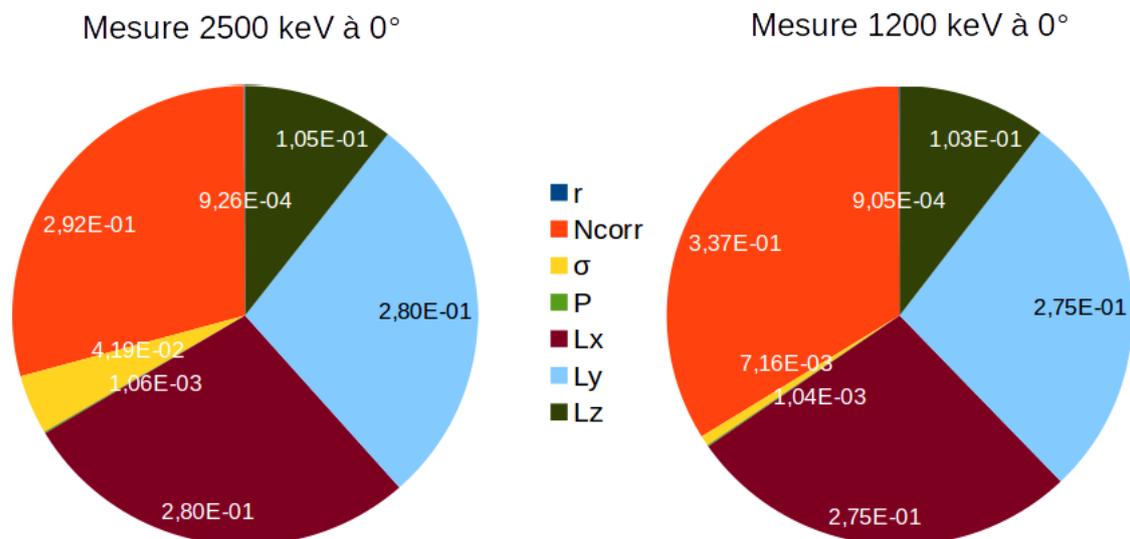


FIGURE 4.15 – Contribution de chaque variable à l’incertitude totale, pour la mesure à 2500 keV à 0° à gauche et pour la mesure à 1200 keV à 0° à droite.

## 4.6 Bilan

Dans les Tableaux 4.17 et 4.18 sont regroupées les performances du détecteur  $\mu$ TPC, pour la reconstruction, respectivement en énergie et en fluence entre 250 keV et 6,5 MeV (2,5 MeV pour la fluence).

Pour le moment, la mesure à 90° ne fournit pas de résultat, à la hauteur des performances attendues du détecteur, sur la reconstruction de l’énergie à cause de l’hypothèse sur la position Z de la collision élastique dans le détecteur (voir 4.2.1.3). Si cette mesure est rendue possible à l’avenir, par le signal cathode par exemple, alors la caractérisation de champs neutroniques d’énergie supérieure à 2,5 MeV pourrait être meilleure à 90°. Pour des énergies inférieures ou égales à 1,2 MeV, la distribution angulaire des  $^4\text{He}$  ne justifie pas la mesure à 90°.

Pour les mesures à 0°, il est visible que la sélection des angles inférieurs à 30° permet de caractériser avec une plus grande précision l’énergie des champs neutroniques entre 250 keV et 2,5 MeV. À partir de 5 MeV, ces petits angles représentent moins de 8% des événements. Si une telle sélection doit être effectuée pour caractériser le champ neutronique, il faudra alors adapter le temps de mesure afin d’obtenir suffisamment de statistique.

En ce qui concerne la fluence neutronique, celle-ci a pu être déterminée entre 250 keV et 2,5 MeV. L’incertitude en-deçà de 565 keV provient des incertitudes sur les sélections d’événements. À partir de 1,2 MeV, énergie pour laquelle l’incertitude sur la sélection est d’environ 1%, celle sur la fluence provient majoritairement de l’incertitude sur la taille du détecteur micromegas. La caractérisation de ce dernier permettra de réduire les incertitudes de mesures qui sont actuellement inférieures à 1,8% au-delà de 1,2 MeV ce qui constitue déjà une amélioration par rapport à la référence actuelle donnée par le long compteur IRSN.

Tableau 4.17 – Bilan du calcul de l'énergie moyenne d'un champ neutronique, avec le détecteur  $\mu$ TPC, entre 250 keV et 6,5 MeV.

Énergie moyenne du champ neutronique	Angle de mesure	Sélection sur $\theta$	$En_{\mu\text{TPC}}$	$^{uEn}_{\mu\text{TPC}}$	Écart sur $E_n$
250 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	271 keV	14,3%	8,4%
		$\theta \leq 30^\circ$	267 keV	8,8%	6,8%
565 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	554 keV	4,7%	2,0%
		$\theta \leq 30^\circ$	552 keV	4,0%	2,3%
1200 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	1259 keV	3,0%	4,9%
		$\theta \leq 30^\circ$	1220 keV	2,2%	1,6%
2500 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	2526 keV	2,4%	1,0%
		$\theta \leq 30^\circ$	2488 keV	1,5%	0,5%
5000 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	5002 keV	2,4%	0,04%
		$\theta \leq 30^\circ$	4792 keV	0,6%	4,9%
6500 keV	0°	$\theta \leq 90^\circ$	6297 keV	3,6%	3,1%
		$\theta \leq 30^\circ$	6130 keV	1,0%	2,0%

Tableau 4.18 – Bilan du calcul de la fluence neutronique avec le détecteur  $\mu$ TPC entre 250 keV et 2,5 MeV.

Énergie moyenne du champ neutronique	Angle de mesure	$\Phi_{LC}$ /n.cm <sup>-2</sup>	$^{u\Phi}_{LC}$	$\Phi_{\mu\text{TPC}}$ /n.cm <sup>-2</sup>	$^{u\Phi}_{\mu\text{TPC}}$	Écart sur $\Phi$
250 keV	0°	3,03.10 <sup>6</sup>	3,21%	3,08.10 <sup>6</sup>	7,96%	1,65%
565 keV	0°	2,06.10 <sup>6</sup>	2,76%	2,02.10 <sup>6</sup>	2,77%	1,94%
1200 keV	0°	6,02.10 <sup>6</sup>	2,73%	6,05.10 <sup>6</sup>	1,77%	0,50%
	90°	8,95.10 <sup>6</sup>	2,74%	8,52.10 <sup>6</sup>	1,78%	4,80%
2500 keV	0°	6,09.10 <sup>6</sup>	2,57%	6,30.10 <sup>6</sup>	1,76%	3,44%
	90°	8,22.10 <sup>6</sup>		8,36.10 <sup>6</sup>	1,59%	1,70%

# Résultats préliminaires sur champs étendus

---

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>À 5 MeV et 6,5 MeV</b>	<b>163</b>
5.1.1	Analyse des champs neutroniques à 5 MeV	163
5.1.2	Analyse des champs neutroniques à 6,5 MeV	165
5.1.3	Bilan	167
<b>5.2</b>	<b>Réaction <math>{}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}</math></b>	<b>168</b>
<b>5.3</b>	<b>Bilan</b>	<b>170</b>

---

## 5.1 À 5 MeV et 6,5 MeV

Lors de l'analyse des mesures réalisées sur des champs neutroniques monoénergétiques à 5 MeV et 6,5 MeV, les distributions en énergie de la fluence associée comprenaient plusieurs pics. Une étude détaillée de ces mesures va être décrite ici.

### 5.1.1 Analyse des champs neutroniques à 5 MeV

Pour rappel, l'analyse de données comprend trois parties distinctes, la première consiste à rejeter les électrons, les événements dont les traces sont trop courtes pour déterminer l'angle de diffusion  $\theta$  et une partie des événements ne déposant pas toute leur énergie dans le détecteur. Pour cela, l'application de plusieurs sélections, appelés "coupures minimales", est réalisée. La seconde étape est la sélection de la branche  ${}^4\text{He}$  grâce au pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de recul, défini comme le rapport entre l'énergie déposée en ionisation et la longueur rectiligne de l'événement. La caractérisation de cette sélection avec la simulation du détecteur montre que plus de 99% des événements conservés sont des reculs d'hélium-4. Les sélections sur le pouvoir d'arrêt moyen dans le cas d'un champ neutronique de 1,2 MeV (sur AMANDE) et de 5 MeV (sur l'installation du NPL), mesuré à  $0^\circ$ , sont données respectivement sur les images (a) et (c) de la Figure 5.1. La dernière étape est la réjection des neutrons diffusés à l'aide de la cohérence entre l'énergie déposée en ionisation et l'angle de diffusion  $\theta$  des événements. En effet, plus

l'angle  $\theta$  est grand et plus l'énergie cinétique transmise au noyau et donc l'énergie déposée en ionisation sera faible et inversement. Ainsi, la mesure d'un champ monoénergétique conduit à la formation d'une branche, quasi linéaire, sur le graphique du cosinus carré de l'angle de diffusion ( $\cos^2(\theta)$ ) en fonction de l'énergie déposée en ionisation ( $E_{ion}$ ) comme représenté sur l'image (b) pour la mesure à 1,2 MeV. Sur l'image (d) est représenté le même graphique dans le cas de la mesure à 5 MeV réalisée au NPL après sélection de la branche alpha (image (c)). Deux branches sont clairement identifiées, formées par des reculs d'hélium-4, ce qui traduit que le spectre neutronique n'est pas purement monoénergétique dans le cas de la mesure à 5 MeV.

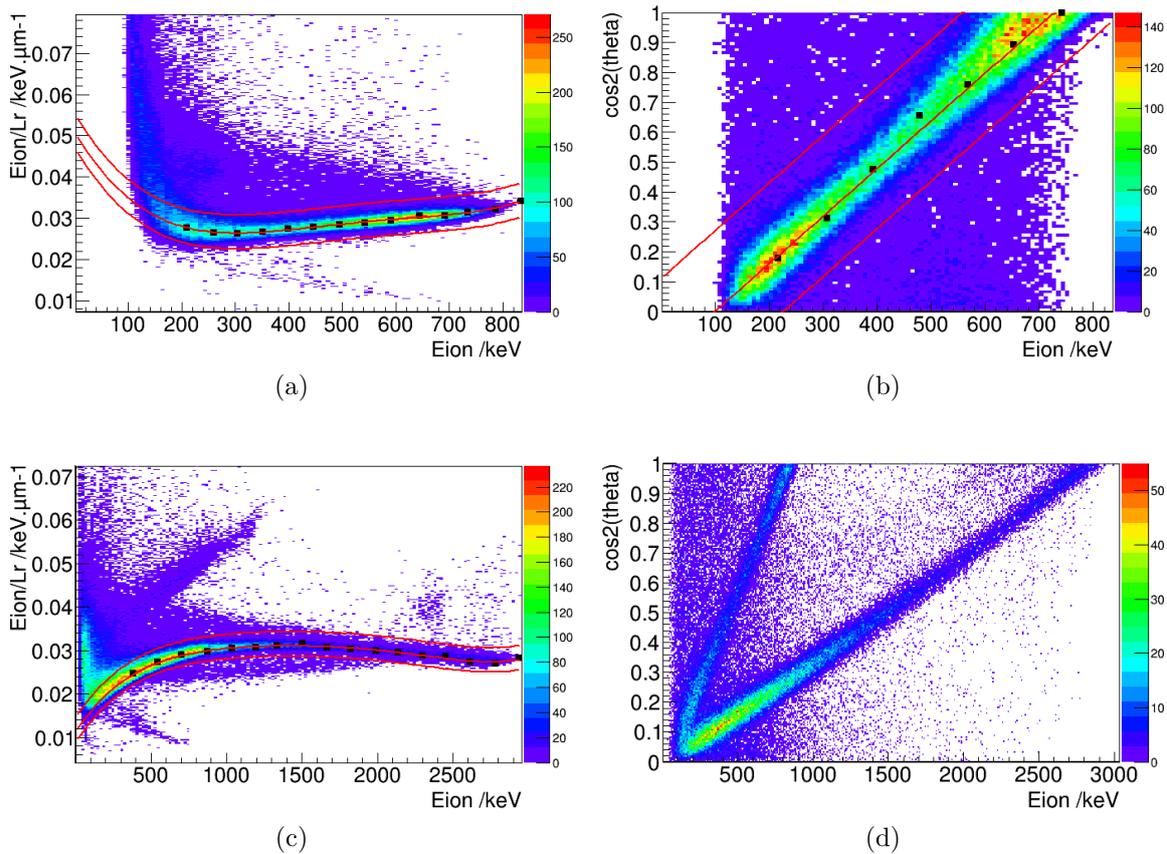


FIGURE 5.1 – Image de la sélection des événements dans le cas d'un champ neutronique monoénergétique de 1,2 MeV mesuré sur AMANDE en haut, et pour un champ "monoénergétique" de 5 MeV mesuré sur l'installation du NPL en bas. Les images (a) et (c) représentent l'évolution du pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de recul en fonction de l'énergie déposée en ionisation tandis que les images (b) et (d) correspondent au  $\cos^2(\theta)$  en fonction de l'énergie déposée en ionisation.

Cette deuxième branche, sur le spectre du  $\cos^2(\theta) = f(E_{ion})$ , ne peut correspondre à des alphas provenant de réactions  $(n,\alpha)$  sur le détecteur. En effet, dans ce cas, il n'y aurait pas de concordance parfaite montrant la corrélation entre l'angle de diffusion  $\theta$  et l'énergie déposée en ionisation par ces événements, il n'y aurait pas de branche. De plus, le calcul de

$\theta$  suppose que les neutrons incidents proviennent de la cible, la formation d'une telle branche est donc bien significative de l'interaction de neutrons provenant de la cible, dans le détecteur, d'énergie inférieure à 5 MeV.

Quatre mesures ont été effectuées sur des champs "monoénergétiques" à 5 MeV au cours de ce travail de thèse, dont une mesure sur l'installation du NPL (image (d)). Les quatre distributions en énergie de la fluence sont données sur la Figure 5.2. Lors de chacune des mesures, un second pic neutron, positionné entre 1450 keV et 1600 keV, est présent. De plus, la proportion d'événements situés dans ce second pic neutron, autour de 1,5 MeV, n'est pas identique en fonction des mesures, celle-ci est beaucoup plus importante lors de la mesure réalisée au NPL. Enfin, les spectres (b) et (c) correspondent à des mesures sur des cibles neuves, n'ayant jamais été irradiées. Cela semble indiquer qu'une pollution est présente initialement dans les cibles. En conclusion, ce second "pic" neutrons est un champ monoénergétique parasite, provenant de l'interaction des deutons avec une pollution de la cible.

L'énergie des deutons incidents dépend de l'épaisseur de la cible, mais est de 1,84 MeV dans le cas d'une irradiation sur une cible de  $792,9 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . L'interaction de deutons de cette énergie, et la production d'un neutron d'environ 1500 keV, est seulement possible par la réaction  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ . Cet effet a déjà été observé [86] pour des énergies de deutons supérieures à 4 MeV.

### 5.1.2 Analyse des champs neutroniques à 6,5 MeV

Une mesure a été effectuée, sur l'installation AMANDE, à 6,5 MeV par la réaction  $\text{D}(\text{d},\text{n})^3\text{He}$  avec un faisceau de deutons de 3,35 MeV sur une cible solide de TiD de  $2084,6 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

L'analyse des données est identique à celle appliquée sur les champs neutroniques de 5 MeV et les images de l'analyse sont données sur la Figure 5.3. L'évolution de  $\cos^2(\theta) = f(E_{ion})$  donnée sur l'image de gauche montre l'existence de trois branches, dont une avec très peu de statistique au milieu des deux autres, lors de la mesure d'un champ neutronique de 6,5 MeV. La distribution en énergie de la fluence neutronique est donnée sur l'image de droite, où trois pics neutron sont distingués :

- le pic à 6,117 MeV correspondant au champ neutronique monoénergétique théoriquement produit
- un pic à 3 MeV, avec très peu de statistique
- un pic à 917 keV avec beaucoup de statistique

Sachant que les mesures à 5 MeV ont mis en évidence la présence de  $^{12}\text{C}$  dans les cibles solides de TiD, il faut vérifier l'énergie théorique de l'interaction des deutons sur ce noyau. L'énergie des deutons nécessaire à la création d'un champ neutronique de 5 MeV est de 3,25 MeV en prenant une cible sans épaisseur. La cinématique de la réaction  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ , pour des deutons de 3,25 MeV, prévoit l'émission de neutrons de 2,91 MeV à  $0^\circ$ . Cette réaction explique le pic neutron, avec peu de statistique, mesuré en même temps que le champ neutronique à 6,5 MeV.

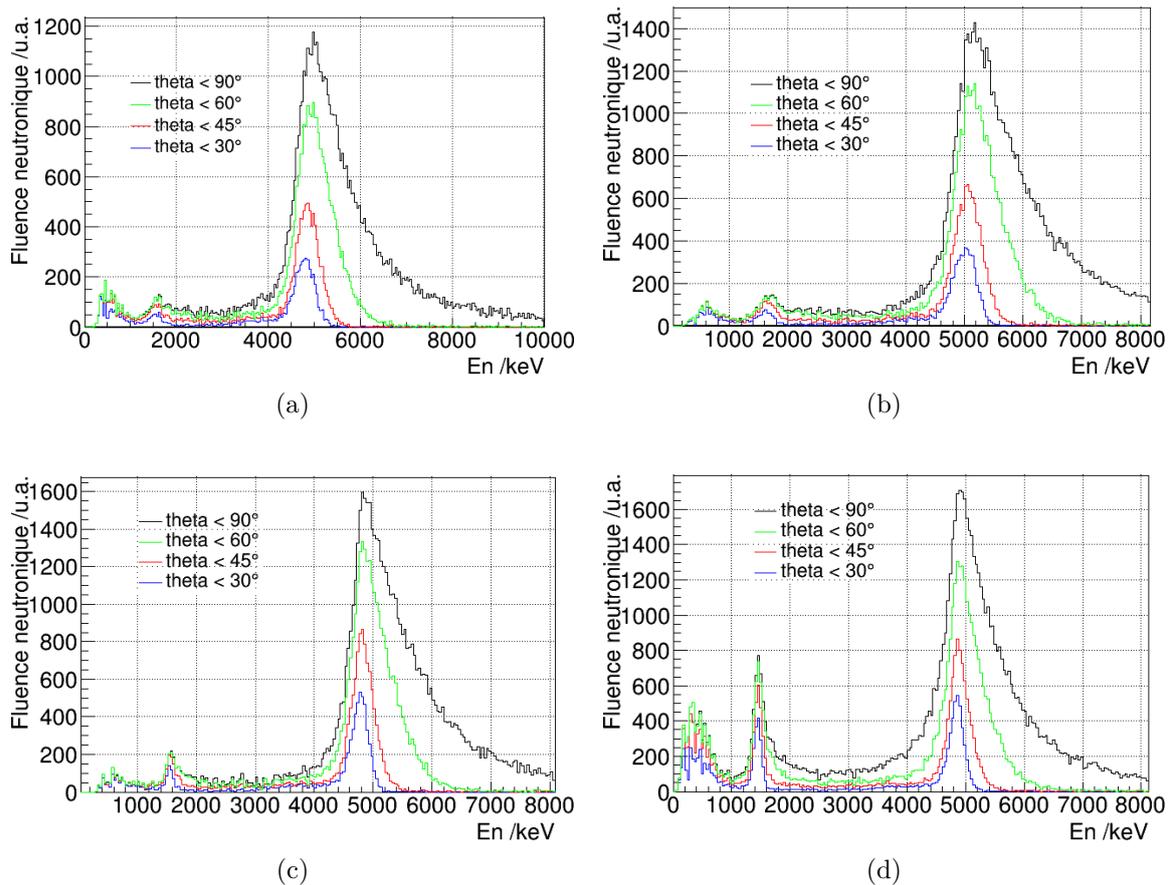


FIGURE 5.2 – Distributions en énergie de la fluence neutronique des champs "monoénergétiques" de 5 MeV, mesurées avec des cibles de TiD, sur les installations AMANDE et du NPL. Les images (a) et (b) correspondent à des mesures sur AMANDE avec une cible de  $2084,6 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , (c) à une mesure sur AMANDE avec une cible de  $792,9 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ , et (d) à une mesure au NPL avec une cible de  $627 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

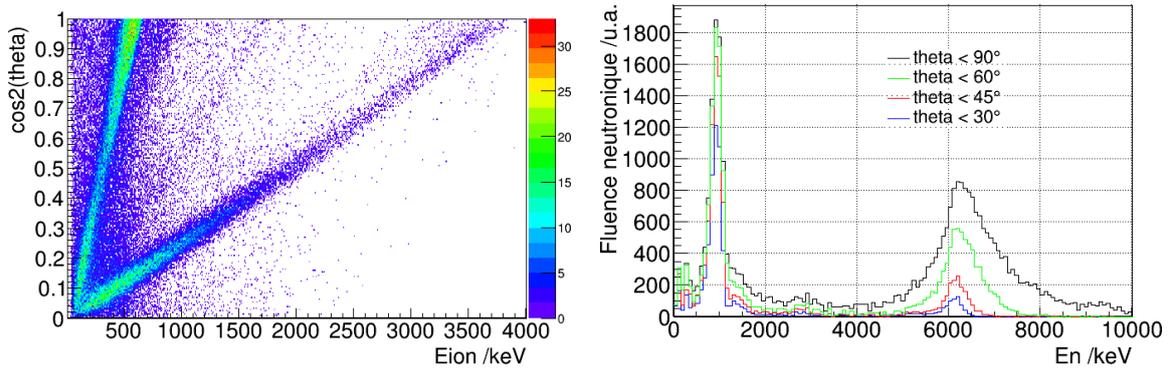


FIGURE 5.3 – Image de la sélection des événements dans le cas d’un champ neutronique monoénergétique de 6,5 MeV mesuré sur AMANDE. L’image de gauche montre l’évolution de  $\cos^2(\theta)$  en fonction de l’énergie déposée en ionisation, et l’image de droite est la distribution en énergie de la fluence neutronique.

La réaction  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ , avec une énergie de deutons de 3,25 MeV, émet des neutrons de 1,523 MeV à  $0^\circ$ . En considérant l’énergie du premier état excité du  $^{17}\text{F}$ , qui est de 495 keV, les neutrons émis par la réaction  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}^*$  ont une énergie de 1,028 MeV à  $0^\circ$ , ce qui est en accord avec la mesure. Les neutrons issus de la réaction  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$  ne sont pas visible sur le spectre étant donné la section efficace trop faible de cette réaction. La réaction sur  $^{16}\text{O}$  possède un seuil en énergie de deutons de 1,82 MeV. Ceci explique la présence d’un seul pic parasite lors de la mesure d’un champ neutronique à 5 MeV alors que deux pics parasites sont présents dans la distribution en énergie des neutrons lors d’une mesure à 6,5 MeV.

### 5.1.3 Bilan

Le détecteur  $\mu\text{TPC}$  est capable de mesurer les champs neutroniques produits par l’interaction d’un faisceau d’ions avec les pollutions contenues dans les cibles. Dans le cas des cibles solides de TiD, ces pollutions ont été identifiées comme étant du  $^{12}\text{C}$  et de  $^{16}\text{O}$ . Ces résultats sont en accord avec [86] qui ont identifié le même effet pour des champs neutroniques produits à partir d’un faisceau de deutons de 4 MeV. L’oxygène provient, à priori, du processus de fabrication de la cible ainsi que de l’oxydation de la cible au cours du temps tandis que le carbone-12 est produit par la combustion de l’oxygène-16 lors des mesures. En effet, la cible va chauffer sous l’incidence des deutons et ainsi produire du carbone-12.

Afin d’aller plus loin dans l’exploitation de ces mesures, il faudra calculer l’efficacité du détecteur en fonction de l’énergie cinétique des neutrons afin d’évaluer la fluence associée à chacun des pics neutron dans ces distributions. Quoiqu’il en soit, il conviendra d’être prudent lors de l’utilisation de cibles solides de TiD pour la production de champs neutroniques à partir d’un faisceau de deutons d’énergie supérieure à 1,8 MeV.

## 5.2 Réaction ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$

La réaction  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$  a été étudiée [19] comme source de neutrons potentielle pour la BNCT (Boron Neutron Capture Therapy), une méthode de traitement de tumeurs qui n'est pas très développée en France. Le spectre en énergie de la fluence neutronique prédit pour l'interaction d'un faisceau de deutons de 1,45 MeV avec une cible mince de  ${}^9\text{Be}$  est donné sur la Figure 5.4. Ce spectre en énergie, prévoit à  $0^\circ$  c'est-à-dire dans la direction du faisceau de deutons, une distribution en énergies neutroniques comprise entre 200 keV et 6,5 MeV.

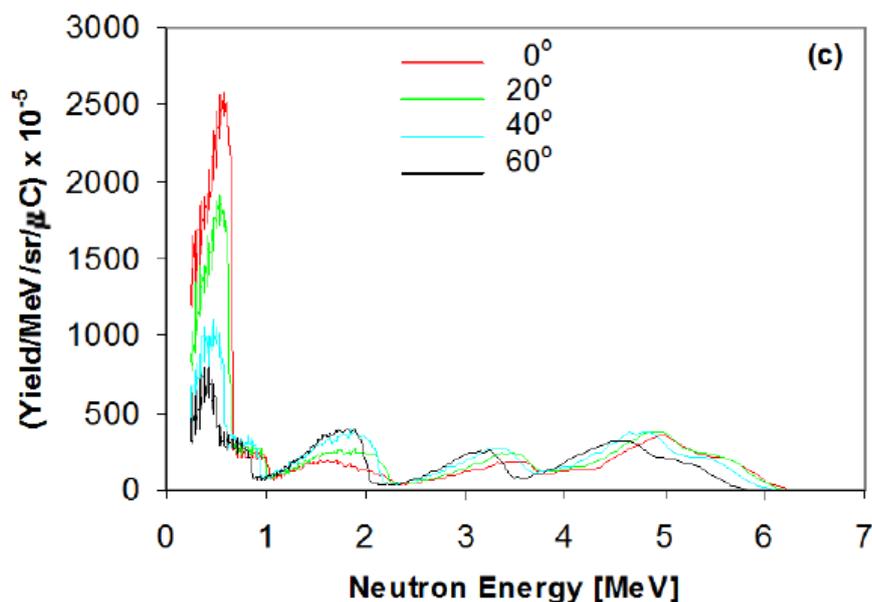


FIGURE 5.4 – Distribution en énergie de la fluence neutronique provenant de la réaction d'un faisceau de deutons de 1,45 MeV avec une cible mince de  ${}^9\text{Be}$  [19].

Ce spectre en énergie théorique coïncide parfaitement avec la gamme de mesure du détecteur  $\mu\text{TPC}$  utilisé avec un mélange gazeux composé de 95% d' ${}^4\text{He}$  + 5%  $\text{CO}_2$ , à 700 hPa, qui a été étudié durant cette thèse. Cette mesure a été réalisée sur l'installation AMANDE avec une cible de  $1,6 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  de béryllium-9 sur un backing en tungstène. Cette cible a été fournie par le laboratoire TANDAR (CNEA Argentine), dont une photographie de celle-ci installée sur un support compatible avec l'accélérateur AMANDE, après irradiation, est donnée sur la Figure 5.5. La tache sur la cible est une trace du faisceau de deutons.

L'analyse des données est identique à ce qui a été présentée précédemment. Comme il n'y avait pas de référence expérimentale sur cette réaction, la distribution en énergie de la fluence neutronique mesurée par le détecteur  $\mu\text{TPC}$  a été comparée à une mesure effectuée avec des sphères de Bonner du LMDN. Les deux spectres sont donnés sur la Figure 5.6, représentés en lethargie. La fluence estimée avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$  est exprimée en unités arbitraires puisque tous les facteurs correctifs n'ont pas été pris en compte, la comparaison va donc se limiter aux structures de la distribution et non pas à leurs amplitudes. En deçà de 500 keV, la



FIGURE 5.5 – Photographie de la cible de béryllium, après irradiation, utilisée sur l'installation AMANDE pour la mesure du spectre neutronique.

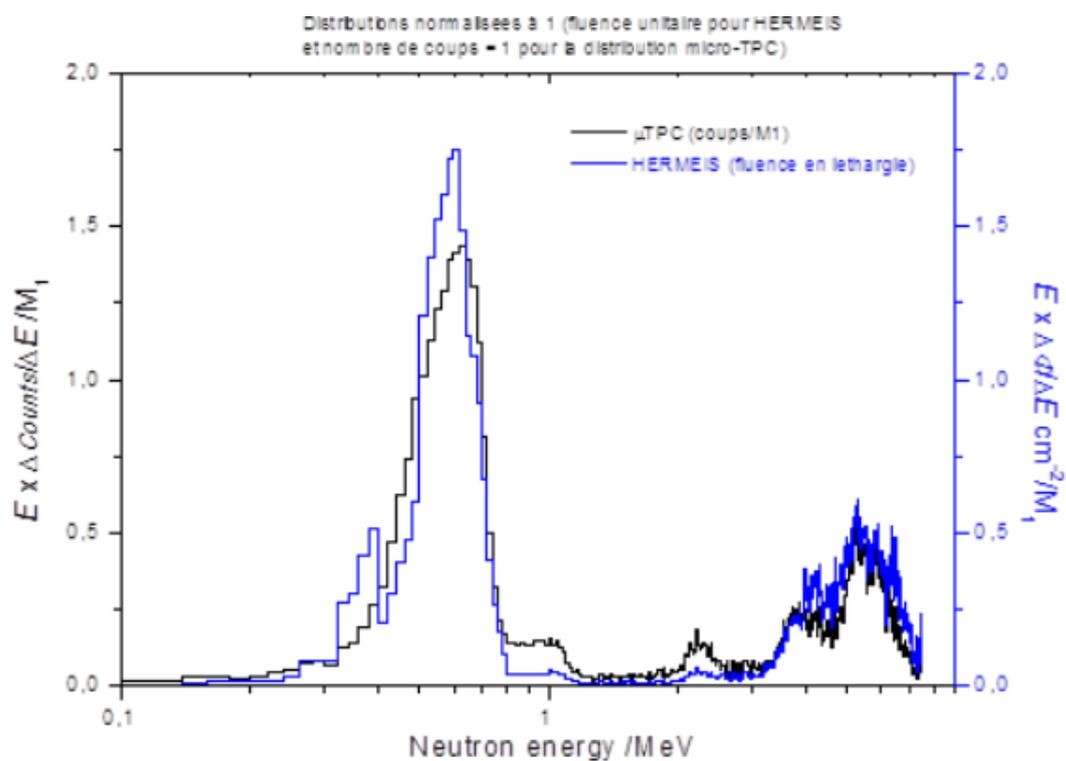


FIGURE 5.6 – Distribution en énergie de la fluence neutronique mesurée avec le détecteur  $\mu\text{TPC}$  en noir et par les sphères de Bonner en bleu.

forme de la distribution n'est pas identique, surtout parce que les sphères de Bonner trouvent un pic vers 380 keV que la  $\mu$ TPC ne distingue pas. Cette gamme en énergie est à la limite de détection du détecteur avec ces conditions de composition et de pression de gaz et de gain de l'électronique. Entre 500 keV et 7 MeV, la réponse du détecteur  $\mu$ TPC est en accord avec les sphères de Bonner sur tous les pics neutron. Il sera noté une légère différence entre 4 et 5 MeV sur la forme du pic. Ces mesures expérimentales sont en bon accord avec la prédiction du champ neutronique issu de la référence [19].

Ce résultat montre les capacités du détecteur à reproduire les structures d'un champ complexe entre 500 keV et 7 MeV. Pour aller plus loin dans l'analyse, il faudra calculer l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie cinétique des neutrons afin d'obtenir la distribution en énergie de la fluence en  $\text{n.cm}^{-2}$  pour pouvoir se comparer aux mesures réalisées par d'autres détecteurs.

### 5.3 Bilan

Des mesures en champs étendus ont été effectuées avec le détecteur  $\mu$ TPC au cours de ce travail de thèse. Ces dernières ont montré les capacités du détecteur à reproduire les différentes structures d'un champ étendu. Cela a notamment permis d'identifier des pollutions dans les cibles solides de TiD, même neuves, utilisées sur les installations AMANDE et du NPL.

Il conviendra de poursuivre ce travail par le calcul de l'efficacité du détecteur sur toute la gamme de mesure afin de comparer les mesures à d'autres spectromètres mais aussi d'estimer l'impact des pollutions des cibles de TiD sur la fluence intégrale. Dans tous les cas, ce travail démontre la prudence à adopter avec l'utilisation des cibles solides de TiD pour la production de champs monoénergétiques selon la réaction  $D(d,n)$  avec une énergie de faisceau de deutons supérieure à 328 keV, seuil de la réaction sur le  $^{12}\text{C}$ .

# Conclusion et perspectives

Afin de caractériser les champs neutroniques monoénergétiques de l'installation AMANDE entre quelques keV et plusieurs MeV sans utiliser de déconvolution, le LMDN a développé depuis 2007, en collaboration avec l'équipe MIMAC du LPSC Grenoble, un détecteur  $\mu$ TPC, le LNE-IRSN-MIMAC. Dans un précédent travail de thèse, les performances de ce détecteur avaient été démontrées, dans la gamme d'énergie comprise entre 27 keV et 144 keV. Pour cela, le mélange gazeux composé d'isobutane ( $C_4H_{10}$ ) et de 30% à 50% de trifluorure de méthane ( $CHF_3$ ) était utilisé à une pression de 30 ou 50 hPa.

Dans le cadre de cette thèse, dans un premier temps, la composition et la pression du gaz ont été adaptées pour la mesure des champs neutroniques entre 250 keV et 6,5 MeV. Ainsi, un mélange gazeux composé de 95% d'hélium-4 ( $^4\text{He}$ ) et de 5% de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), à 700 hPa, a été choisi. Les caractéristiques de ce mélange gazeux ont permis de modifier la gamme d'énergie de fonctionnement du détecteur  $\mu$ TPC sans modifier sa géométrie. À l'aide de la simulation du détecteur, une méthode d'analyse indépendante de l'utilisateur a été spécialement développée pour sélectionner les reculs d' $^4\text{He}$  provenant de la collision élastique de neutrons directs. Cette méthode a permis de reconstruire le spectre en énergie de la source neutronique simulée. Afin de déterminer la fluence neutronique avec la meilleure incertitude possible, il a été choisi de limiter le nombre de sélections d'événements en utilisant tous les reculs nucléaires présents dans le détecteur, à savoir les  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$ . Pour cela, une méthode a été mise en place consistant en la réjection de tous les reculs d' $^1\text{H}$  à l'aide de deux sélections : une coupure sur l'énergie d'ionisation et la réjection de la branche hydrogène-1 sur le graphique du pouvoir d'arrêt moyen des noyaux de recul en fonction de l'énergie déposée en ionisation.

Le changement de gamme d'énergie et de composition du gaz, a forcé un changement de méthode d'étalonnage en énergie du détecteur. L'étalonnage a été réalisé grâce à la mesure des événements provenant de la capture neutronique sur le  $^{10}\text{B}$  qui émet un alpha et un lithium-7 avec l'émission d'un gamma avec une probabilité de 94%. Ainsi, la méthode d'analyse développée consiste à minimiser l'écart entre le spectre en énergie mesuré expérimentalement et celui issu d'une simulation MCNP de la capture neutronique sur le dépôt de bore. Ce calcul est effectué pour le dépôt d'énergie des alphas à 94% et 6% ainsi que pour les lithium-7 émis dans 94% des cas ce qui fournit trois points à partir desquels la droite d'étalonnage en énergie est déterminée.

Une étape de caractérisation a été effectuée sur certaines grandeurs critiques du détecteur. Ainsi, la linéarité de la chaîne électronique a été vérifiée expérimentalement afin de s'assurer que la mesure de l'énergie dans le détecteur  $\mu$ TPC n'était pas biaisée. Celle-ci a démontré que l'électronique était linéaire en fonction de l'amplitude du signal (donc de l'énergie déposée dans le détecteur) et que le biais apporté par le temps de montée du signal (le temps de collection de la charge) était inférieur à 0,2% sur toute la gamme de mesure. Ensuite, la relation entre l'énergie d'ionisation et l'énergie cinétique des noyaux de recul étant non linéaire, le fac-

teur de *quenching* en ionisation (FQI) caractérisant cet écart a été pris en compte. La mesure de ce facteur a été effectuée pour des énergies cinétiques allant de 1 keV à 50 keV, auprès du dispositif COMIMAC, et à 350 keV sur l'installation AMANDE. À partir de ces résultats expérimentaux, une fonction a été définie pour estimer le FQI en fonction de l'énergie déposée en ionisation, noté  $FQI_{He}(E_{ion})$ , qui est utilisé lors du calcul de l'énergie neutronique. Enfin, une méthode expérimentale d'estimation de la contribution des neutrons diffusés a été mise en place à l'aide de mesures avec un cône d'ombre permettant d'arrêter le faisceau de neutrons directs. Les résultats de ces mesures, correspondant aux neutrons diffusés, ont été soustraits aux mesures sans cône afin d'obtenir le spectre en énergie des neutrons directs.

Grâce à la simulation du détecteur, le passage de nombreux reculs nucléaires à travers la cathode grillagée de la  $\mu$ TPC a été mis en évidence. Cela conduit au remplacement de la cathode grillagée par une cathode en cuivre qui a permis d'arrêter tous les événements provenant d'interactions situées en amont de la cathode. De plus, son épaisseur de 200 nm a permis de limiter le nombre d'événements provenant des réactions parasites sur le cuivre qui représentent moins de 0,05% des événements détectés. Dans un second temps, la modélisation du déclenchement des pixels de l'anode (modèle direct) a permis d'étudier différentes méthodes de calcul de la direction du noyau de recul servant à la détermination de l'angle de diffusion  $\theta$ . La méthode retenue consiste en l'analyse de la composante principale du nuage d'électrons associé à la trace. Enfin la simulation a permis de calculer l'efficacité de la méthode d'analyse des données pour la fluence neutronique. Le facteur correctif, noté  $k_\phi$ , représentant le nombre de noyaux de recul  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  rejetés lors de l'analyse, a été déterminé.

Les mesures sur les installations de référence de l'IRSN (AMANDE) et du NPL (*National Physics Laboratory*), ainsi que la méthode d'analyse développée au cours de cette thèse, ont permis de caractériser les champs neutroniques monoénergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV. Les incertitudes dépendent de l'énergie moyenne du champ neutronique à caractériser, pour des énergies supérieures à 1,2 MeV, les incertitudes sont de 2% en énergie et inférieures à 1,8% en fluence. Les performances en énergie ne sont pas encore au même niveau de précision que la mesure par temps de vol pour l'énergie (1%) mais les références en fluence sont meilleures que celles du Long Compteur (2,5-3%), et même meilleures au-delà de 1,2 MeV. Il conviendra de poursuivre le développement selon les axes présentés ci-après pour s'approcher voire améliorer les références actuelles. Ensuite, cette méthode d'analyse a été appliquée aux données expérimentales entre 27 keV et 144 keV mesurées avec un mélange gazeux  $C_4H_{10}$  + 30% à 50%  $CHF_3$ . Cela a conduit à une amélioration des résultats expérimentaux. Pour chacun de ces mélanges gazeux, l'étalonnage du détecteur n'est pas réalisé à partir de champs neutroniques (des électrons pour les mesures à basse énergie, et des alphas et lithium-7 dans l'autre), ce qui signifie que cette procédure de mesure est primaire. Le détecteur  $\mu$ TPC est donc un candidat à la caractérisation des champs neutroniques monoénergétiques entre 27 keV et 6,5 MeV sans nécessité de champs pulsés.

Enfin des résultats préliminaires sur des champs étendus ont été discutés. Ainsi le détecteur  $\mu$ TPC a mis en évidence la présence de pollutions dans les cibles de deutérium des installations AMANDE et du NPL, identifiées comme étant du carbone-12 et de l'oxygène-16, à partir des résultats de mesures obtenus à 5 MeV et 6,5 MeV. De plus, la mesure du spectre neutronique de la réaction  $^9\text{Be}(d,n)$ , avec des deutons incidents de 1,45 MeV, est en accord avec des

mesures avec des sphères de Bonner et avec le spectre théorique [19]. Cette mesure a permis de valider la capacité du détecteur  $\mu$ TPC à mesurer simultanément l'énergie de plusieurs pics neutroniques d'un champ complexe.

Ce travail de caractérisation du détecteur pourra être poursuivi, notamment avec la mesure des facteurs de *quenching* en ionisation au-dessus de 350 keV grâce à la méthode de mesure développée au cours de cette thèse. Cela permettra de valider la courbe d'évolution du  $FQI_{He}(E_{ion})$  sur toute la gamme de mesure du détecteur. En ce qui concerne l'analyse des données, bien que celle développée au cours de cette thèse permette de caractériser en énergie les champs neutroniques entre 27 keV et 6,5 MeV, la discrimination des électrons et des reculs n'est pas optimisée. Pour cela, l'implémentation d'une méthode de discrimination électrons/reculs, par exemple à l'aide des arbres de décision boosté comme développé par le LPSC [76], pour les mesures dans le gaz  $C_4H_{10} + 30\%$  à  $50\% CHF_3$ , pourrait améliorer les performances du détecteur pour les mesures en deçà de 250 keV. De plus, avec une telle discrimination il serait alors possible de calculer la fluence neutronique à partir de la méthode développée durant cette thèse pour le mélange gazeux à basse d'hydrogène.

La méthode de mesure avec le détecteur orienté à  $90^\circ$  par rapport à l'axe de propagation du faisceau de neutrons incidents permet de mieux sélectionner les événements déposant peu d'énergie dans le détecteur qui correspondent à de grands angles de diffusion. Afin de l'utiliser pour la caractérisation des champs neutroniques, notamment au-delà de 5 MeV, il faut mesurer avec précision la position  $Z_R$  de la collision élastique. Pour cela, le LPSC a développé une méthode appelée "signal cathode", qui pourrait être adaptée au détecteur LNE-IRSN-MIMAC.

Les incertitudes sur la fluence peuvent être encore réduites sur toute la gamme en énergie en caractérisant avec plus de précision la taille du détecteur Micromegas, qui définit les dimensions en X et en Y du volume de détection. En effet, j'ai considéré une incertitude de 1 mm sur la longueur de chacun des axes alors que celui-ci est fabriqué à partir d'une gravure sur du capton qui possède une précision inférieure à 100  $\mu$ m. Il conviendra d'étudier la méthode de mesure pour déterminer une incertitude plus réaliste sur ses dimensions. Cependant, dans le cas d'une mesure en circulation fermée, il sera nécessaire de caractériser la température du gaz lors de la mesure. Cette mesure pourra être effectuée sur l'enceinte en acier du détecteur à l'aide d'une sonde PT100. Avec ces caractérisations, les incertitudes sur la fluence seront inférieures à 2,5% à 565 keV et inférieures à 1,5% à partir de 1,2 MeV, et même meilleure en fonction de la précision de mesure lors de la caractérisation du détecteur micromegas.

Le détecteur  $\mu$ TPC permet aussi de mesurer des champs étendus comme l'a prouvé la comparaison, avec les sphères de Bonner, de la mesure du spectre en énergie de la réaction  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$  avec une énergie de deutons incidents de 1,45 MeV. De plus, au cours des mesures sur les champs monoénergétiques, le LNE-IRSN-MIMAC a mis en évidence la présence d'une pollution dans les cibles solides de deutérium de l'installation AMANDE et de l'installation du NPL. Ces pollutions, identifiées comme du  ${}^{12}\text{C}$  et de  ${}^{16}\text{O}$ , créent des champs neutroniques secondaires dans la distribution en énergie produite par la réaction  $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ . Il conviendra de prêter une attention particulière aux distributions en énergie de la fluence lors de l'utilisation de cibles solides de TiD, pour la réaction  $\text{D}(d,n)$ , avec une énergie de faisceau de deutons

supérieure à 328 keV, seuil de la réaction sur le  $^{12}\text{C}$ .

La poursuite de ce travail consiste en la détermination de l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie cinétique des neutrons afin de déterminer la distribution en énergie de la fluence neutronique en  $\text{n.cm}^{-2}$  sur toute la gamme de mesure. Cela permettra notamment de mesurer l'impact de ces pollutions sur la fluence intégrale. Pour cela, il conviendra d'utiliser la modélisation du détecteur afin de mener le calcul et afin de vérifier l'exactitude de cette efficacité, celle-ci devra être testée. Dans un premier temps sur des spectres monoénergétiques, comme présentée dans ce travail de thèse, puis par des mesures auprès de sources radioactives de références telles que  $^{241}\text{AmBe}$  ou  $^{252}\text{Cf}$ .

À l'issue de ce travail, le point le plus faible de la simulation concerne sans doute l'estimation du nombre de protons. Afin de s'affranchir de cette difficulté, une amélioration du détecteur pourrait être apportée en limitant les matériaux hydrogénés présents selon l'axe Z du détecteur (car impossible de discriminer un événement entrant ou sortant en Z sans le signal cathode). Ainsi, le remplacement du détecteur Micromegas par un détecteur sans PCB contribuerait à la réduction du nombre d'hydrogène-1 détectés lors des mesures. Une autre amélioration pourrait consister à modifier la face arrière du détecteur, en passant de l'acier à de l'aluminium par exemple, afin de limiter le nombre de diffusions générées sur cette surface.

L'ensemble de ces modifications devrait permettre d'améliorer les performances du détecteur  $\mu\text{TPC}$  pour la caractérisation des champs monoénergétiques et des champs étendus.

# Bibliographie

- [1] M.B. Chadwick et al. Endf/b-vii.1 nuclear data for science and technology : Cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12) :2887 – 2996, 2011. Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library.
- [2] [https://liris.cnrs.fr/Documents/Liris\\_4602.pdf](https://liris.cnrs.fr/Documents/Liris_4602.pdf), disponible le 21/08/2018.
- [3] ICRP 1996. Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. *ICRP Publication 74*, Ann. ICRP 26 (3-4).
- [4] <http://www.claudegabriel.be/physique%201.1,%20chapitre%204.pdf>, disponible le 16/08/2018.
- [5] K. Amgarou, V. Lacoste, A. Martin, B. Asselineau, and L. Donadille. Neutron spectrometry with a passive bonner sphere system around a medical linac and evaluation of the associated unfolding uncertainties. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(5) :2885–2895, Oct 2009.
- [6] F. Martinetti. *Estimation des doses dues aux neutrons secondaires reçues par les patients en protonthérapie cas des traitements ophtalmologiques*. PhD thesis, 2009. Thèse de doctorat Physique médicale Paris 11 2009.
- [7] A. Mitaroff and M. Silari. The cern-eu high-energy reference field (cerf) facility for dosimetry at commercial flight altitudes and in space. *Radiation Protection Dosimetry*, 102(1) :7–22, 2002.
- [8] Ralf Nolte and David J Thomas. Monoenergetic fast neutron reference fields : I. neutron production. *Metrologia*, 48(6) :S263, 2011.
- [9] V. Lamirand. *Détermination de sections efficaces pour la production de champs neutroniques monoénergétiques de basse énergie*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [10] P.W. Benjamin et al. A high resolution spherical proportional counter. *NIM*, vol. 59 :pp. 77–85, 1968.
- [11] A. Cheminet et al. Characterization of the irsn neutron multisphère spectrometer (hermeis) at european standard calibration fields. *JINST*, 7, 2012.
- [12] V. Lacoste. Design of a new long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the irsn amande facility. *Radiation Measurements*, 45(10) :1250 – 1253, 2010. PROCEEDINGS OF THE 11TH SYMPOSIUM ON NEUTRON AND ION DOSIMETRY.
- [13] N.J. Roberts, D.J. Thomas, V. Lacoste, R. Böttger, and S. Loeb. Comparison of long counter measurements of monoenergetic and radionuclide source-based neutron fluence. *Radiation Measurements*, 45(10) :1151 – 1153, 2010. PROCEEDINGS OF THE 11TH SYMPOSIUM ON NEUTRON AND ION DOSIMETRY.
- [14] D. Maire. *Développement d'une TPC pour les références en énergie et en fluence des champs neutroniques de basses énergies (de 8 keV à 5 MeV)*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2015.

- [15] F J Iguaz, D Attié, D Calvet, P Colas, F Druillole, E Ferrer-Ribas, I Giomataris, J P Mols, J Pancin, T Papaevangelou, J Billard, G Bosson, J L Bouly, O Bourrion, Ch Fourel, C Grignon, O Guillaudin, F Mayet, J P Richer, D Santos, C Golabek, and L Lebreton. Micromegas detector developments for dark matter directional detection with mimac. *Journal of Instrumentation*, 6(07) :P07002, 2011.
- [16] G. PULL. *Le developpement de micromegas, un nouveau detecteur gazeux de position a microgrille*. PhD thesis, 2000. Thèse de doctorat dirigée par B. Tamain Physique Caen 2000.
- [17] O Bourrion, G Bosson, C Grignon, J L Bouly, J P Richer, O Guillaudin, F Mayet, J Billard, and D Santos. Data acquisition electronics and reconstruction software for real time 3d track reconstruction within the mimac project. *Journal of Instrumentation*, 6(11) :C11003, 2011.
- [18] <http://www.cfmetrologie.com/fr/>, disponible le 17/09/2018.
- [19] M. E. Capoulat. *Estudio de la reaccion  $^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$  como fuente de neutrones para la Terapia pour Captura Neutronica en Boro (BNCT)*. PhD thesis, Universidad Nacional de General San Martin, 2014.
- [20] <http://www.unscear.org/docs/reports/gareport.pdf>, disponible le 22/08/2018.
- [21] D. J. Thomas, R. Nolte, and V. Gressier. What is neutron metrology and why is it needed? *Metrologia*, 48(6) :S225, 2011.
- [22] <https://www.edf.fr/groupe-edf/espaces-dedies/l-energie-de-a-a-z/tout-sur-l-energie/produire-de-l-electricite/le-nucleaire-en-chiffres>, disponible le 19/10/2018.
- [23] [https://www.irsn.fr/FR/expertise/rapports\\_expertise/Documents/radioprotection/IRSN\\_Rapport-Exposition-travailleurs\\_2017.pdf](https://www.irsn.fr/FR/expertise/rapports_expertise/Documents/radioprotection/IRSN_Rapport-Exposition-travailleurs_2017.pdf), disponible le 19/10/2018.
- [24] M. S. Dewey, D. M. Gilliam, J. S. Nico, F. E. Wietfeldt, X. Fei, W. M. Snow, G. L. Greene, J. Pauwels, R. Eykens, A. Lamberty, and J. Van Gestel. Measurement of the neutron lifetime using a proton trap. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :152302, Oct 2003.
- [25] *Génie Atomique - Cours fondamental - Tome 1 (Physique nucléaire, neutronique, thermique) - Cours de l'I.N.S.T.N. Saclay*. Bibliothèque des sciences et techniques nucléaires, INSTN and PUF.
- [26] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement 4th edn*. Wiley and sons, 2010.
- [27] Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation. Report 57. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, os29(2) :NP, 1998.
- [28] [www.irsn.fr/FR/connaissances/faq/Pages/Quelle\\_est\\_la\\_dose\\_annuelle\\_moyenne\\_de\\_radioactivite](http://www.irsn.fr/FR/connaissances/faq/Pages/Quelle_est_la_dose_annuelle_moyenne_de_radioactivite) disponible le 30/07/2018.
- [29] A.J Peurrung. Recent developments in neutron detection. 443 :400–415, 04 2000.
- [30] P. Goldhagen, J.M. Clem, and J.W. Wilson. Recent results from measurements of the energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons aboard an er-2 airplane and on the ground. *Advances in Space Research*, 32(1) :35 – 40, 2003.
- [31] B Wiegel, A.V Alevra, M Matzke, U.J Schrewe, and J Wittstock. Spectrometry using the ptb neutron multisphere spectrometer (nemus) at flight altitudes and at ground

- level. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 476(1) :52 – 57, 2002. Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technology and Radiation Protection.
- [32] W. Rühm, V. Mares, C. Pioch, G. Simmer, and E. Weitzenegger. Continuous measurement of secondary neutrons from cosmic radiation at mountain altitudes and close to the north pole—a discussion in terms of  $h^*(10)$ . *Radiation Protection Dosimetry*, 136(4) :256–261, 2009.
- [33] Am J Roentgenol Radium Ther Nucl Med. 1954 Feb ;71(2) :279-93.
- [34] W.A.G. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, and Y. Nakagawa. *Neutron Capture Therapy : Principles and Applications*. Springer Berlin Heidelberg, 2012.
- [35] JCGM. Vocabulaire international de métrologie. 2008.
- [36] <https://www.bipm.org/en/bipm/mass/ipk/> Bureau International des Poids et Mesures, disponible le 22/08/2018.
- [37] DDEP The Decay Data Evaluation Project. [http://www.nucleide.org/ddep\\_wg/ddepdata.htm](http://www.nucleide.org/ddep_wg/ddepdata.htm). disponible le 06/08/2018.
- [38] E J Axton and A G Bardell. Neutron yield from the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . *Metrologia*, 21(2) :59, 1985.
- [39] *Reference neutron radiations - Part 1 : characteristics and methods of production*. AF-NOR, 2001.
- [40] D. Schlegel. Target user’s manual. Technical Report report 6.42-05-2, PTB, 2005.
- [41] V. Gressier. Les installations de l’irsn dédiées à la métrologie des neutrons. *Radioprotection*, 41 :11–32, 2006.
- [42] D.J.W. Mous et al. A nanosecond pulsing system for mev light ions using a 2 mv tandetron tm. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 219–220 :490–493, 2004.
- [43] H. Ing et. al. Spectral and dosimetric characteristics of a d20-moderated  $^{252}\text{Cf}$  calibration facility. *Health Physics*, 1984.
- [44] INRS. *ED 4308*, Décembre 2012.
- [45] L. Lebreton, A. Zimbal, and D. Thomas. Experimental comparison of  $^{241}\text{Am}$ – $^{10}\text{Be}$  neutron fluence energy distributions. *Radiation Protection Dosimetry*, 126(1-4) :3–7, 2007.
- [46] A D Carlson. The neutron cross section standards, evaluations and applications. *Metrologia*, 48(6) :S328, 2011.
- [47] K. Knauf et al. A programm package for calculating the response of spherical proton-recoil proportional counters. *Report PTB-6-42-98-1, Braunschweig, Germany*, 1998.
- [48] M. Matzke. Unfolding of pulse height spectra : the hephro program system. *PTB report 6-42-98-1*, 1998.
- [49] J. Weese. A reliable and fast method for the solution of fredholm integral equation of the first kind based on thikonov regularization. *Comp. Phys. Comm.*, vol. 69(p. 99), 1992.
- [50] Mcnpx version 2.7.0, user’s manual. *éditeur Denise B. Pelowitz*, avril 2011.
- [51] M.A. Cognet and V. Gressier. Development of a measurement reference standard for neutron energies between 1 mev and 20 mev using time of flight method at the amande facility. *Metrologia*, 47(4) :377, 2010.

- [52] International intercomparison of fast neutron fluence-rate measurements using fission chamber transfer instruments. *Metrologia*, 27(4) :221, 1990.
- [53] H. Klein. Neutron spectrometry in mixed fields : Ne213/bc501a liquid scintillation spectrometers. *Radiation Protection Dosimetry*, 107(1-3) :95–109, 2003.
- [54] <http://www.oecd-nea.org/janisweb/>, disponible le 14/09/2018.
- [55] D.J. Thomas and A.V. Alevra. Bonner sphere spectrometers a critical review. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 476 :12–20, 2002.
- [56] A. Cheminet, G. Hubert, V. Lacoste, R. Velazco, and D. Boscher. Characterization of the neutron environment and see investigations at the cern-eu high energy reference field and at the pic du midi. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(4) :2411–2417, 2013.
- [57] V. Lacoste and V. Gressier. Experimental characterization of the irsn long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the amande facility. *Radiation Measurements*, 45(10) :1254 – 1257, 2010. PROCEEDINGS OF THE 11TH SYMPOSIUM ON NEUTRON AND ION DOSIMETRY.
- [58] Ralf Nolte and David J Thomas. Monoenergetic fast neutron reference fields : li field characterization. *Metrologia*, 48(6) :S274, 2011.
- [59] Julien Taforeau. *A spectrometer using active pixels sensors for the metrology of neutron fields*. Theses, Université de Strasbourg, September 2013.
- [60] M Cinausero, M Barbui, G Prete, V Rizzi, A Andrichetto, S Pesente, D Fabris, M Lunardon, G Nebbia, G Viesti, S Moretto, M Morando, A Zenoni, F Bocci, A Donzella, G Bonomi, and A Fontana. A proton recoil telescope for neutron spectroscopy. *Journal of Physics : Conference Series*, 41(1) :219, 2006.
- [61] M Cinausero, M Barbui, G Prete, V Rizzi, A Andrichetto, S Pesente, D Fabris, M Lunardon, G Nebbia, G Viesti, S Moretto, M Morando, A Zenoni, F Bocci, A Donzella, G Bonomi, and A Fontana. A proton recoil telescope for neutron spectroscopy. *Journal of Physics : Conference Series*, 41(1) :219, 2006.
- [62] R. Combe. *Développement d'un télescope à protons de Recul pour la Spectrométrie Neutron : Applications à l'instrumentation de Précision et à la Protonthérapie*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2018.
- [63] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack. SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 268 :1818–1823, June 2010.
- [64] T. Zerguerras, B. Genolini, F. Kuger, M. Josselin, A. Maroni, T. Nguyen-Trung, J. Pouthas, P. Rosier, Ö. Şahin, D. Suzuki, and R. Veenhof. Understanding avalanches in a micromegas from single-electron response measurement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 772 :76 – 82, 2015.
- [65] T. E. Burlin, G. Bengtsson, A. B. Chilton, G. Drexler, J. R. Harvey, G. Portal, R. H. Thomas, and S. R. Wagner. Icru reports 31. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, os22(2) :48–50, 1988.
- [66] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. 1977.

- [67] S. F. Biagi. Magboltz 8. <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>, disponible le 24/08/2018.
- [68] J Billard, F Mayet, G Bosson, O Bourrion, O Guillaudin, J Lamblin, J P Richer, Q Riffard, D Santos, F J Iguaz, L Lebreton, and D Maire. In situ measurement of the electron drift velocity for upcoming directional dark matter detectors. *Journal of Instrumentation*, 9(01) :P01013, 2014.
- [69] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert, and G. Charpak. Micromegas : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376(1) :29 – 35, 1996.
- [70] Rob Veenhof. Garfield, recent developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 419(2) :726 – 730, 1998.
- [71] ROOT. Data analysis framework. <https://root.cern.ch/>, disponible le 28/08/2018.
- [72] M. Petit and D. Maire. Codes de calcul en radioprotection, radiophysique et dosimétrie. *Journées SFRP - 5ièmes journées scientifiques francophones*, 25 - 26 mars 2014.
- [73] Helmut Paul and Andreas Schinner. Judging the reliability of stopping power tables and programs for protons and alpha particles using statistical methods. 227 :461–470, 01 2005.
- [74] D. Maire, G. Bosson, O. Guillaudin, L. Lebreton, J. F. Muraz, P. Querre, Q. Riffard, and D. Santos. Neutron energy reconstruction and fluence determination at 27 keV with the Ine-irsn-mimac microtpc recoil detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 63(3) :1934–1941, June 2016.
- [75] Karl Pearson F.R.S. Liii. on lines and planes of closest fit to systems of points in space. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 2(11) :559–572, 1901.
- [76] Quentin Riffard. *Non-baryonic dark matter directional detection with MIMAC*. Theses, Université Grenoble Alpes, October 2015.
- [77] Report 85. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, 11(1) :NP, 2011.
- [78] B. Tampon, D. Santos, O. Guillaudin, J. F. Muraz, L. Lebreton, T. Vinchon, and P. Querre. Ionization quenching factor measurement of 1 keV to 25 keV protons in isobutane gas mixture. *EPJ Web Conf.*, 153 :01014, 2017.
- [79] D. Santos, F. Mayet, O. Guillaudin, T. Lamy, S. Ranchon, A. Trichet, P. Colas, and I. Giomataris. Ionization Quenching Factor Measurement of Helium 4. October 2008. working paper or preprint.
- [80] Nathalie Sugliano. Comparaison de methodes pour l’estimation de l’incertitude sur une fonction d’étalonnage. page 02007, 2015.
- [81] L. Vanryckeghem. Définition du lot de cônes d’ombre sur l’installation amande. Technical report, IRSN, 2005.
- [82] Bureau International des Poids et Mesures. JCGM, Evaluation des données de mesure - guide pour l’expression de l’incertitude de mesure. *JCGM 104 :2009, 2009*.

- [83] <https://industrie.airliquide.fr/alphagaz-mix-melanges-gaz-calibration-alimentation-analyseurs>, disponible le 11/10/2018.
- [84] <https://www.gemeasurement.com/sensors-probes-transducers/pressure-transducers-and-transmitters/unik-5000-silicon-pressure-sensor>, disponible le 12/10/2018.
- [85] <https://www.bipm.org/fr/publications/guides/gum.html> Bureau International des Poids et Mesures, disponible le 12/10/2018.
- [86] C. Varignon, X. Ledoux, I. Lantuéjoul, G. Alloy, N. Arnal, I. Bailly, J.J. Baldys, D. Bou-tet, J. Brisset, F. Goffart, V. Jacob, J.M. Laborie, J.P. Lochard, J.G. Marmouget, and P. Pras. A new neutron beam line for (n,xn) reaction studies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 248(2) :329 – 335, 2006.

---

**Résumé** — En France, les références associées à la fluence neutronique et aux grandeurs dosimétriques dérivées sont détenues par le Laboratoire de Métrologie, de micro-irradiation et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) de l'IRSN. Afin d'améliorer la définition des références en énergie et en fluence des champs neutroniques monoénergétiques de l'installation AMANDE, le LMDN s'est engagé dans le projet de développement d'un détecteur gazeux  $\mu$ TPC (*micro Time Projection Chamber*) appelé LNE-IRSN-MIMAC en collaboration avec le LPSC.

Dans une précédente thèse, la mesure de champs neutroniques entre 27 keV et 565 keV a été réalisée. L'objectif de ce travail de thèse est d'étendre la gamme de mesure au-delà de 1 MeV. Le choix du gaz, le développement d'une méthode d'analyse indépendante de l'utilisateur et la caractérisation du détecteur ont ainsi permis de valider la capacité du détecteur LNE-IRSN-MIMAC à réaliser des mesures dans des champs neutroniques monoénergétiques entre 250 keV et 6,5 MeV avec une précision de 2% en énergie et de 2,5% en fluence.

**Mots clés :** métrologie, spectromètre neutron, chambre à projection temporelle, étalon primaire, diffusion élastique

---

**Abstract** — In France, the references associated to the neutron fluence and the derived dosimetric quantities are under the responsibility of the micro-irradiation and neutron metrology and dosimetry laboratory (LMDN) of IRSN. In order to improve the definition of references in fluence and energy of the monoenergetic neutron fields, produced at AMANDE facility, a micro-TPC gaseous detector, called LNE-IRSN-MIMAC, has been developed in collaboration with LPSC.

In a previous work, the detector was qualified for neutron fields in the energy range between 27 keV and 565 keV. The purpose of the present work is to extend the range of the  $\mu$ TPC above 1 MeV. The choice of the gas, the development of a data analysis and the detector characterization allowing to validate the detector ability to perform measurements in monoenergetic neutron fields ranging from 250 keV up to 6,5 MeV with a relative uncertainty of 2% and 2,5% respectively in energy and fluence.

**Keywords :** metrology, neutron spectrometer, time projection chamber, primary standard, elastic scattering

---