

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique subatomique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Donovan MAIRE

Thèse dirigée par **Daniel SANTOS**

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

Développement d'une TPC pour les références en énergie et en fluence des champs neutroniques de basses énergies (de 8 keV à 5 MeV)

Thèse soutenue publiquement le **04 décembre 2015**,
devant le jury composé de :

M, Bernard, TAMAIN

LPC Caen, Examineur

M, Eric, LIATARD

LPSC Grenoble, Rapporteur

Mme, Fanny, FARGET

GANIL Caen, Rapporteur

M, Pablo, RUBIOLO

LPSC Grenoble, Examineur

M, Philippe, DESSAGNE

IPHC Strasbourg, Examineur

Mme, Lena, LEBRETON

IRSN Cadarache, co-encadrant de thèse

M, Daniel, SANTOS

LPSC Grenoble, directeur de thèse



Remerciements

Résumé

Afin de juger de la fiabilité des mesures, la métrologie nécessite de quantifier des grandeurs avec leurs incertitudes en les reliant à une référence par une chaîne ininterrompue et documentée d'étalonnages. Dans le domaine des rayonnements neutroniques, il est essentiel de connaître la réponse des instruments de mesure en fonction de l'énergie des neutrons. Des étalonnages sont donc réalisés auprès de champs neutroniques de référence. En France, les références primaires en termes de champs neutroniques sont détenues par le LNE-IRSN, au sein du Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN).

Afin d'améliorer la caractérisation des champs neutroniques de référence, le détecteur LNE-IRSN MIMAC μ TPC a été développé. Ce détecteur est une Chambre à Projection Temporelle (TPC), utilisant un gaz à basse pression (30 mbar abs. à 1 bar abs.). Des noyaux de recul sont produits par diffusion élastique des neutrons sur les atomes du gaz. En mesurant l'énergie et l'angle de diffusion des noyaux de recul, le détecteur μ TPC mesure la distribution en énergie de la fluence des neutrons entre 8 keV et 5 MeV.

Le défi majeur de cette thèse était de réaliser une spectrométrie fine des champs neutroniques dans le domaine du keV, selon une procédure de mesure primaire. Une démarche métrologique a d'abord été entreprise afin de maîtriser l'ensemble des processus physiques intervenant dans la détection des neutrons par la μ TPC. Cela a conduit au développement d'un modèle direct et d'un modèle inverse représentant respectivement la fonction de réponse du détecteur et sa réciproque. Grâce à cette caractérisation détaillée, la distribution en énergie de la fluence a été mesurée pour un champ neutronique continu de 27 keV. L'énergie des neutrons reconstruite est $28,2 \pm 4,5$ keV, la mesure intégrale de la fluence est en accord avec d'autres méthodes de mesures à 6% près. Le système LNE-IRSN MIMAC μ TPC devient le seul capable de mesurer conjointement l'énergie et la fluence à des énergies inférieures à 100 keV, de manière primaire. L'objectif de la thèse est donc atteint. Ces mesures à des énergies inférieures à 100 keV ont mis en exergue une non-linéarité de l'ionisation par rapport à l'énergie cinétique des ions. Au-delà de cette thèse, l'étude de cette non-linéarité fait écho aux questions actuelles en radiobiologie sur les mécanismes de dépôt de dose.

Mots-clefs : métrologie, étalon primaire, neutron, chambre à projection temporelle, diffusion élastique

Abstract

In order to judge the measurement reliability, metrology requires to measure quantities with their uncertainties, in relation to a reference through a documented and unbroken chain of calibrations. In neutron radiation field, instrument response has to be known as a function of the neutron energy. Then detector calibrations are required using reference neutron fields. In France, primary reference neutron fields are held by the LNE-IRSN, at the Laboratory for Neutron Metrology and Dosimetry (LMDN).

In order to improve reference neutron field characterization, the LNE-IRSN MIMAC μ TPC has been developed. This detector is a Time Projection Chamber (TPC), using a gas at low pressure (30 mbar abs. to 1 bar abs.). Nuclear recoils are generated by neutron elastic scattering onto gas atoms. By measuring the nuclear recoil energy and scattering angle, the μ TPC detector is able to measure the energy distribution of the neutron fluence between 8 keV and 5 MeV.

The main challenge was to perform accurate spectrometry of neutron fields in the keV range, following a primary procedure. First of all, a metrological approach was followed in order to master every physical process taking part in the neutron detection. This approach led to develop the direct and inverse models, representing the detector response function and its inverse function respectively. Using this detailed characterization, the energy distribution of the neutron fluence has been measured for a continuous neutron field of 27 keV. The reconstructed energy is $28,2 \pm 4,5$ keV, the difference between μ TPC integral fluence measurement and other measurement methods is less than 6%. The LNE-IRSN MIMAC μ TPC system becomes the only one system able to measure simultaneously energy and fluence at energies lower than 100 keV, following a primary procedure. The project goal is then reached. These measurements at energies lower than 100 keV shows also a non-linearity between the ionization charge and the ion kinetic energy. This ionization non-linearity study is linked to current radiobiology topics on absorbed dose mechanism.

Keywords: metrology, primary standard, neutron, time projection chamber, elastic scattering.

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS.....	3
RESUME.....	5
SOMMAIRE	7
TABLE DES ILLUSTRATIONS	9
1. INTRODUCTION GENERALE	14
2. ETAT DE L'ART DE LA DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES	15
2.1 PHYSIQUE DES NEUTRONS RAPIDES	15
2.1.1 Production de neutrons rapides.....	15
2.1.2 Métrologie des neutrons	19
2.1.3 Interaction des rayonnements avec la matière	23
2.2 LA DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES	37
2.2.1 Etude des détecteurs de neutrons.....	38
2.2.2 Comparaison des détecteurs	51
3. LES TELESCOPES GAZEUX A NOYAUX DE RECOL : ETUDE COMPARATIVE.....	53
3.1 LES TELESCOPES GAZEUX A COLLIMATION.....	53
3.1.1 Le télescope par collimation mécanique ou électronique	53
3.1.2 Le télescope compteur proportionnel	55
3.1.3 Résumé des performances des télescopes gazeux étudiés.....	57
3.2 LES CHAMBRES A PROJECTION TEMPORELLE.....	57
3.2.1 La chambre à projection temporelle miniature	58
3.2.2 Le détecteur à micro-pixel μ PIC	60
3.3 LE DETECTEUR DE L'IRSN : LA LNE-IRSN MIMAC μ TPC	63
3.3.1 Fonctionnement général	63
3.3.2 Le système de régulation du gaz	66
3.3.3 Enceinte de mesure et zone de conversion	75
3.3.4 Anode pixélisée : micromegas.....	86
3.3.5 Electronique de mesure	89
3.3.6 Optimisation du dispositif expérimental.....	92
4. SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DE LA μ TPC	93
4.1 CODES DE SIMULATION MONTE CARLO EN PHYSIQUE NUCLEAIRE	93
4.1.1 TARGET	93
4.1.2 MCNP/MCNPX.....	94
4.1.3 SRIM/TRIM	94
4.1.4 MAGBOLTZ	95
4.2 DESCRIPTION DU MODELE INVERSE : RECONSTRUCTION DES DONNEES	95
4.2.1 Mesure de l'énergie cinétique des noyaux de recul.....	96
4.2.2 Mesure de l'angle de diffusion des noyaux de recul	97
4.3 SIMULATION COMPLETE DE LA REPONSE DU DETECTEUR μ TPC	100
4.3.1 Description du modèle direct	101
4.3.2 Simulation des champs neutroniques et des interactions des neutrons.....	102
4.3.3 Simulation de la détection des noyaux de recul	104
4.4 CARACTERISATION PAR SIMULATION DU MODELE INVERSE	106
4.4.1 Couplage des modèles direct et inverse.....	106
4.4.2 Effet des Critères de sélection	108
4.4.3 Caractérisation de la reconstruction angulaire	113
4.4.4 Les performances de la μ TPC.....	118
5. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU DETECTEUR μ TPC.....	122
5.1 CARACTERISATION DE LA MESURE DE LA CHARGE $Q_{\text{IONISATION}}$	122
5.1.1 Principe de la mesure.....	122
5.1.2 Linéarité de l'électronique	124
5.1.3 Résolution en énergie.....	127

5.2	ETALONNAGE DU DETECTEUR.....	128
5.2.1	<i>Etalonnage par sources X</i>	128
5.2.2	<i>Amélioration de l'étalonnage</i>	131
5.3	MESURE DU DEPOT DE CHARGES DES ELECTRONS ET DES IONS.....	134
5.3.1	<i>La source d'ions COMIMAC</i>	134
5.3.2	<i>Mesure du dépôt de charges des électrons</i>	139
5.3.3	<i>Mesure du dépôt de charges des ions : Détermination du quenching en ionisation</i>	142
5.4	CARACTERISATION DES MELANGES GAZEUX	145
5.4.1	<i>Composition du gaz</i>	146
5.4.2	<i>Pression du mélange gazeux</i>	149
5.4.3	<i>Température du mélange gazeux</i>	151
6.	INCERTITUDES DE MESURES	152
6.1	LA DEMARCHE INCERTITUDE	152
6.2	INCERTITUDES SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ENERGIE DES NEUTRONS	152
6.2.1	<i>Les variables d'influence</i>	152
6.2.2	<i>La propagation des incertitudes</i>	155
6.2.3	<i>Expression du Résultat</i>	156
6.3	INCERTITUDES SUR LA RECONSTRUCTION DE LA FLUENCE INTEGRALE.....	158
6.3.1	<i>Les variables d'influence</i>	158
6.3.2	<i>La propagation des incertitudes</i>	161
6.3.3	<i>Expression du résultat</i>	162
6.4	LIMITES ET PERSPECTIVES DE LA METHODE UTILISEE	163
7.	MESURE EXPERIMENTALE DE CHAMPS NEUTRONIQUES.....	165
7.1	CARACTERISATION DE CHAMPS NEUTRONIQUES MONO-ENERGETIQUES	165
7.1.1	<i>L'installation AMANDE</i>	165
7.1.2	<i>Les critères de sélection</i>	167
7.1.3	<i>Reconstruction de l'énergie</i>	171
7.1.4	<i>Reconstruction de la fluence neutronique</i>	181
7.2	CARACTERISATION DE CHAMPS NEUTRONIQUES ETENDUS.....	183
7.2.1	<i>Le réacteur de l'Institut Laue Langevin (ILL)</i>	183
7.2.2	<i>Détection des neutrons rapides dans une casemate de l'ILL</i>	184
7.2.3	<i>L'installation CEZANE</i>	185
7.2.4	<i>Mesure auprès de la source de Californium 252</i>	187
7.3	CONCLUSION SUR LES MESURES EXPERIMENTALES	189
	CONCLUSION	193
8.	PERSPECTIVES	195
9.	REFERENCES	197

Table des illustrations

Figure 1. Distribution de l'émission neutronique par unité de léthargie pour une source de fission spontanée de ^{252}Cf selon la norme ISO 8529-1 [3].	15
Figure 2. Distribution de l'émission neutronique par unité de léthargie pour une source $^{241}\text{Am-Be}$ [3].	16
Figure 3. Fabrication d'une source photo-neutronique à partir du béryllium et utilisant différentes sources γ [4].	17
Figure 4. Dépendance angulaire par rapport à l'axe du faisceau d'ions du débit d'émission relatif des neutrons $Y(\theta)/Y(0^\circ)$ (à gauche) et de l'énergie relative des neutrons émis $E_n(\theta)/E_n(0^\circ)$ (à droite) [6]. Les réactions associées à chaque énergie sont notées à droite.	19
Figure 5. Coefficients de conversion fluence neutronique-équivalent de dose ambient $h^*(10)$ ou fluence neutronique-équivalent de dose personnel $h_p(10,a)$ où a est l'angle d'incidence des neutrons en degré. Ces coefficients sont définis dans la publication 74 de l'ICRP [25].	21
Figure 6. Prototype du kilogramme, étalon primaire détenu au BIPM [28].	22
Figure 7. Exemple de sections efficaces associées aux réactions des neutrons dans ^{27}Al , fournies par la base de données ENDF/B-VII.	23
Figure 8. Coefficient d'atténuation massique des photons en fonction de leur énergie dans $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$ calculé à l'aide du code XCOM [12].	26
Figure 9. A gauche, proportion de désexcitation via la fluorescence (i.e. fluorescence yield) en fonction du numéro atomique [14]. A droite, énergie de liaison des électrons en fonction du numéro atomique obtenue avec les données tabulées du LBL [14].	27
Figure 10. A gauche, pouvoir d'arrêt des protons dans du méthane (CH_4) estimé par SRIM. A droite, écart entre le pouvoir d'arrêt des protons dans du méthane donné par SRIM et celui donné par PSTAR.	30
Figure 11. A gauche, pouvoirs d'arrêt des électrons évalués par ESTAR dans le mélange gazeux $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$. A droite, comparaison du pouvoir d'arrêt électronique des protons, estimé par SRIM, et des électrons, évalué par ESTAR dans le mélange gazeux $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$.	32
Figure 12. Parcours projeté des noyaux d'hydrogène, de carbones et de fluor évalué par SRIM [15], dans le mélange gazeux $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$ à 30 mbar absolu.	33
Figure 13. Données expérimentales de W pour des particules α dans du méthane (à gauche) et des ions lourds dans un gaz équivalent tissus (à droite). Le gaz équivalent tissus est composé de $\text{CH}_4 + 32,4\% \text{CO}_2 + 3,2\% \text{N}_2$. Les incertitudes sont inférieures à 4% [47].	36
Figure 14. Données expérimentales sur W_i pour des électrons dans un gaz équivalent tissus [47]. Le gaz équivalent tissus est composé de $\text{CH}_4 + 32,0\% \text{CO}_2 + 3,6\% \text{N}_2$ pour les ronds et $\text{CH}_4 + 32,4\% \text{CO}_2 + 3,2\% \text{N}_2$ pour les étoiles. Les ronds ont une incertitude de 2% et les étoiles de 5% à 15%.	36
Figure 15. Schéma d'un détecteur à liquide scintillant (NE213) [42].	39
Figure 16. A gauche, distribution de l'amplitude des signaux, issus de l'émission de lumière provoquée par des noyaux de recul. A droite, distribution énergétique de la fluence neutronique, issue de la déconvolution de la distribution à gauche (pointillés) ou de mesures par temps de vol (ligne pleine). La déconvolution est effectuée avec le code Gravel [43].	40
Figure 17. Schéma de principe d'un compteur proportionnel à proton de recul. Un neutron diffuse sur un noyau d'hydrogène du gaz et génère un proton de recul. Le proton perd son énergie cinétique en ionisant le gaz (création de paires électron-ion représentées par - et +). Les électrons dérivent jusqu'à l'anode où ils sont amplifiés.	41
Figure 18. Différents régimes de fonctionnement des détecteurs gazeux. L'amplitude de l'impulsion observée (nombre d'ions collectés) est tracée en fonction de la tension appliquée [13].	41
Figure 19. Schéma d'un compteur proportionnel cylindrique [29]. Les dimensions sont en centimètres.	43
Figure 20. Compteur proportionnel sphérique de type SP2 [11]. Les dimensions sont en centimètres.	43
Figure 21. Distribution énergétique des protons de recul mesurée avec un compteur sphérique, pour un faisceau de neutrons de 225 keV parallèle ou perpendiculaire au fil anodique [31].	46
Figure 22. Fonctions de réponse en fluence de l'ensemble des sphères de Bonner en fonction de l'énergie des neutrons, calculées pour le système HERMEIS de l'IRSN [36]. L'axe des ordonnées de gauche correspond aux sphères en polyéthylène et celui de droite est associé aux sphères avec une coque en W ou Pb.	47
Figure 23. Fonction de réponse du long compteur de l'IRSN calculée en fonction de l'énergie neutron à l'aide du code de calcul MCNPX 2.4.0 [38].	48

Figure 24. Télescope à protons de recul, développé à l'IRSN, pour la mesure primaire de la distribution en énergie de la fluence neutronique dans la gamme en énergie allant de 5 MeV à 20 MeV [51].	49
Figure 25. Distributions de l'énergie de champs neutroniques monoénergétiques produits par l'installation AMANDE de l'IRSN, mesurées par le TPR-CMOS [51].	50
Figure 26. Distribution du temps de vol mesuré pour un champ de neutrons monoénergétique de 2,8 MeV à 2,5 m de distance de la cible, sur l'installation AMANDE de l'IRSN [53].	51
Figure 27. A gauche, schéma du télescope gazeux utilisant un collimateur mécanique. A droite, distribution en énergie de la fluence neutronique mesurée par ce télescope pour des neutrons de 200 keV [58].	53
Figure 28. A gauche, distribution de l'énergie neutron avec une collimation électronique. A droite, distribution finale avec une discrimination du bruit de fond utilisant le temps de montée et l'énergie des protons [59].	55
Figure 29. Schéma de principe du télescope compteur proportionnel. A gauche, coupe radiale du détecteur avec les lignes du champ électrique (reconstruite à partir de 1/12 du disque). CW, DW, AW et GW correspondent aux électrodes. A droite, coupe longitudinale du détecteur au niveau du fil central (CW), utilisé pour la mesure de la charge [52].	56
Figure 30. A gauche, efficacité de détection des protons en fonction de leur parcours pour le télescope compteur proportionnel. Les points correspondent à des mesures à différentes pressions et la courbe est une simulation Monte Carlo. A droite, distribution de l'amplitude du signal mesuré pour plusieurs énergies de neutrons (histogramme). La courbe représente la distribution obtenue par simulation Monte Carlo [52].	57
Figure 31. Schéma de principe d'une des premières chambres à projection temporelle [62].	58
Figure 32. Principe de la chambre à projection temporelle miniature [76].	59
Figure 33. A gauche trace d'un alpha issu d'une source de Po-210 dans un mélange He+CO ₂ . A droite, trace obtenue dans un mélange He+CO ₂ , la trace est compatible avec un recul de He issu de la diffusion d'un neutron, provenant d'une source de Cf-252 [76].	60
Figure 34. Schéma du détecteur utilisant une anode microPIC [77].	61
Figure 35. A gauche, mesure de la charge (i.e. pulse width) en fonction du numéro de piste sur l'anode. Le dépôt d'énergie des protons peut être distingué de celui des noyaux de tritium. A droite, images d'une feuille de Cadmium test reconstruite avec le détecteur μ PIC [71]. La feuille de Cadmium est placée sur la face avant du détecteur et irradiée par des neutrons thermiques.	62
Figure 36. Représentation schématique de la collection des charges issues de l'ionisation du mélange gazeux, par un noyau de recul, dans la μ TPC.	64
Figure 37. Données brutes obtenues pour chaque événement avec le détecteur μ TPC. A gauche il s'agit du profil de collection de charge mesuré sur la grille pour un noyau de recul (i.e. un proton). A droite le schéma représente une trace en trois dimensions mesurées sur l'anode.	64
Figure 38. Section efficace de diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène et d'hélium. Ces données sont issues de la base de données ENDF B-VII.1.	67
Figure 39. Efficacité de détection pour plusieurs mélanges gazeux en fonction de l'énergie des neutrons dans la gamme de fonctionnement du détecteur μ TPC (i.e. 8 keV - 5 MeV).	68
Figure 40. Système régulateur et mélangeur de gaz réceptionné en 2012.	68
Figure 41 : Eléments du système régulateur et mélangeur de gaz : épurateurs H ₂ O et O ₂ (a), groupe de pompage pour un vide secondaire dans le détecteur (b), débitmètres (c).	70
Figure 42 : Eléments du système régulateur et mélangeur de gaz: vanne de régulation (a) et pompe primaire (b).	71
Figure 43 : Synoptique du programme LabVIEW® pour commander le système de régulation.	71
Figure 44. A gauche, enceinte de test SYTELI. A droite, exemple de la réponse d'un régulateur PID à un échelon de tension [78].	72
Figure 45. Positions de test de la régulation avec l'enceinte SYTELI.	73
Figure 46 : Mesure de la pression en fonction du temps pour différentes valeurs de Kp (gain proportionnel à l'erreur). Les cinq phases sont séparées par quatre traits pointillés en gris clair. Chaque phase correspond à une valeur différente de Kp.	73
Figure 47. Système de régulation du mélange gazeux, modifié avec l'ajout de filtres supplémentaires et de nouvelles connectiques.	75
Figure 48. Premier prototype de l'enceinte du détecteur μ TPC.	76
Figure 49. Cage de champ du détecteur μ TPC, délimitant le volume actif.	77
Figure 50. Première géométrie envisagée pour la nouvelle enceinte.	78
Figure 51. Partie de la paroi en face avant pour la géométrie cubique finale.	78
Figure 52. Géométrie cubique finale envisagée (géométrie MCNPX et visualisation avec Moritz).	79

Figure 53. Nouvelle enceinte du détecteur μ TPC, entièrement équipée, installée sur l'installation AMANDE.	80
Figure 54. Visualisation Moritz de différentes géométries envisagées. (a) correspond à l'enceinte initiale, nécessitant une table en acier comme support. (b), (c) et (d) sont des exemples des différentes géométries envisagées. (e) correspond à la géométrie finale entièrement équipée. La cage de champ est visible en vert et bleue à l'intérieur de l'enceinte.	81
Figure 55. Méthode du cône d'ombre pour estimer expérimentalement la diffusion des neutrons par l'enceinte du détecteur.	82
Figure 56. Estimation des neutrons diffusés simulés avec MCNPX. Les graphes (a), (b) et (d) montrent, dans chaque géométrie envisagée et à plusieurs énergies de neutrons, la proportion de neutrons diffusés respectivement par la face avant, la virole et tous les éléments de la géométrie. Le nombre de neutrons diffusés est normalisé par le nombre de neutrons directs détectés. Le graphe (c) montre, dans chaque géométrie envisagée et à plusieurs énergies de neutrons, la proportion de neutrons directs détectés normalisé par le nombre de neutrons source de chaque simulation.	85
Figure 57. Simulation MCNPX de la position de diffusion des neutrons dans les parois de l'enceinte initiale (à gauche) et de la nouvelle enceinte (à droite) pour un champ neutronique à 27 keV (en haut) ou à 144 keV (en bas).	86
Figure 58. Anode pixélisée micromegas de type « bulk ». A gauche, il s'agit de l'anode en vue entière implantée sur le PCB. La zone active (10,8 x 10,8 cm ²) correspond à la zone claire au centre. A droite, il s'agit d'un zoom sur l'anode pixellisée, avec la micro-grille au premier plan, un des plots au centre de l'image qui permet de maintenir la grille à une distance constante (i.e. 256 μ m), et les pixels de l'anode à l'arrière-plan.	87
Figure 59. A gauche, simulation des lignes de champs à proximité de la grille d'une micromegas, représentée par les rectangles bleus [68]. A droite, la transparence de la grille en fonction du rapport entre le champ électrique de dérive et celui d'amplification est obtenue avec une source de ⁵⁵ Fe pour un espace d'amplification de 256 μ m (ronds bleus) et de 128 μ m (carrés rouges). Le mélange gazeux utilisé est 95% Ar + 5% iC ₄ H ₁₀ [67].	88
Figure 60. A gauche, le gain en fonction du champ électrique d'amplification est obtenu pour un espace d'amplification de 256 μ m avec une source de ⁵⁵ Fe (ronds bleus) ou une source alpha (étoiles vertes). Les carrés rouges correspondent à des mesures pour un espace d'amplification de 128 μ m avec une source de ⁵⁵ Fe. A droite, la résolution en énergie en fonction du champ d'amplification est obtenue avec une source de ⁵⁵ Fe pour un espace d'amplification de 256 μ m (ronds bleus) ou de 128 μ m (croix rouges). Le mélange gazeux utilisé est 95% Ar + 5% iC ₄ H ₁₀ [67].	89
Figure 61. Pixellisation de l'anode micromegas utilisée par le détecteur μ TPC [67].	89
Figure 62. Schéma de la chaîne électronique de mesure de la charge.	91
Figure 63. Diagramme en bloc du fonctionnement d'un quart d'ASIC [69].	92
Figure 64. Parcours de dix protons de 27 keV dans iC ₄ H ₁₀ +50%CHF ₃ à 30 mbar avec SRIM/TRIM.	95
Figure 65. Schématisation du modèle inverse.	96
Figure 66. Deux projections d'une trace compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, expérience réalisée avec des neutrons ayant une énergie initiale de 144 keV.	97
Figure 67. Nuage de pixels obtenu en trois dimensions spatiales, compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, expérience réalisée avec des neutrons ayant une énergie initiale de 144 keV.	98
Figure 68. Ajustement par une droite d'un nuage de pixels en 3 dimensions spatiales, compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, pour une énergie neutron de 144 keV.	98
Figure 69. Distribution de l'énergie des neutrons suivant différentes hypothèses sur la coordonnée Z _r pour des neutrons ayant une énergie moyenne de 144 keV.	99
Figure 70. Schéma de l'étape de reconstruction de l'angle de diffusion.	100
Figure 71. Schématisation du modèle direct pour la mesure neutron avec la μ TPC.	102
Figure 72. Géométrie MCNPX de l'enceinte μ TPC, visualisée à l'aide du logiciel Moritz [74]. A gauche, vue en trois dimensions, au milieu coupe verticale dans l'axe du détecteur, à droite coupe horizontale dans l'axe du détecteur (pour rappel une photo du détecteur est sur la Figure 53).	103
Figure 73. Schéma de l'étape de simulation des neutrons et des interactions des neutrons grâce à TARGET et MCNPX.	103
Figure 74. Schéma de l'étape de simulation du parcours des ions utilisant SRIM.	104
Figure 75. Schéma de l'étape d'ionisation.	105
Figure 76. Schéma de l'étape de diffusion des électrons utilisant le code MAGBOLTZ.	105
Figure 77. Schéma de l'étape de détection des électrons sur l'anode.	106

Figure 78. Schéma de l'ensemble du modèle direct, couplé au modèle inverse, pour une caractérisation par simulation de la réponse du détecteur μ TPC.....	107
Figure 79. Energie cinétique des protons pour une simulation des neutrons de 27 keV ou 144 keV. La ligne bleue est la distribution de l'énergie pour tous les événements. Les pointillés rouges correspondent à des protons ne déclenchant qu'une piste X ou Y de l'anode.	110
Figure 80. Taille maximum d'un trou entre deux pistes X ou Y déclenchées en fonction de l'énergie cinétique des protons, pour une simulation avec une énergie des neutrons de 27 keV ou 144 keV. ...	111
Figure 81. Simulation de la longueur curviligne L_c en fonction de l'énergie des particules.	113
Figure 82. Reconstruction de l'angle d'émission des protons à partir de l'ajustement du nuage de pixels par une droite.	115
Figure 83. Reconstruction de la position à partir du barycentre du nuage de pixels (Rappel : la taille des pixels fait 0,424 mm).	116
Figure 84. Reconstruction de l'angle de diffusion entre le proton et le neutron.	117
Figure 85. Reconstruction de l'énergie des neutrons à partir de l'angle de diffusion θ_{np}^{simu} et de la position d'interaction (X_p, Y_p, Z_p).	119
Figure 86. Reconstruction du cosinus carré de θ_{np} en fonction de l'énergie des noyaux de recul.	120
Figure 87. En haut, schéma représentatif du montage effectué pour la caractérisation de la réponse du préamplificateur de charges. En bas, photo du montage à Cadarache.....	123
Figure 88. Linéarité du générateur de pulse en fonction de l'amplitude du signal.	124
Figure 89. Fonction de réponse de l'électronique pour un signal avec un temps de montée de 20 ns et une amplitude de 100 mV (à gauche) ou 270 mV (à droite). Les étoiles et la ligne rouge représentent respectivement le signal échantillonné et la fonction ajustée. Les différentes courbes pointillées correspondent aux différentes fonctions utilisées.	125
Figure 90. Linéarité du préamplificateur de charges en fonction de l'amplitude du signal en entrée.	126
Figure 91. Dépendance de la sortie du préamplificateur de charges en fonction du temps de montée du signal en sortie.....	127
Figure 92. Résolution de la mesure de la charge sur la grille avec l'électronique de la μ TPC en fonction de l'amplitude mesurée du signal et pour différents temps de montée du signal.....	128
Figure 93. Etalonnage avec les sources de rayons X.	130
Figure 94. Distribution de $q_{ionisation}$ issue de la méthode d'étalonnage par fluorescence, utilisée au LPSC.	133
Figure 95. Source d'ions COMIMAC. A gauche, photo de la version 30 kV au LPSC. A droite, photo de la version 50 kV au LMDN, la partie haute tension (partie droite de COMIMAC) a été renforcée par un blindage qui permet également de limiter la dose de rayonnement à cet endroit.	135
Figure 96. Schéma représentatif du dispositif COMIMAC et de la chambre de mesure.	136
Figure 97. Logiciel de commande LabVIEW du dispositif COMIMAC.	137
Figure 98. A gauche, anode micromegas avec un espace d'amplification de 256 μ m, montée sur la paroi interne de la chambre de mesure de COMIMAC en 2014. A droite, schéma de la détection des faisceaux produits par COMIMAC.....	138
Figure 99. Premiers tests avec COMIMAC à Cadarache. A gauche, distributions de la collection de charges dans la chambre d'ionisation pour neuf énergies d'électrons. A droite, droite d'étalonnage obtenue à partir des distributions de la collection de charges.	139
Figure 100. Distributions de la charge collectée obtenues avec la chambre de mesure de COMIMAC avec une tension sur la grille de 400V et une tension sur l'anode de 800V. A gauche la distribution est obtenue avec la source de ^{55}Fe et des électrons de 12 keV produits par COMIMAC dans le mélange $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\% \text{CHF}_3$, à 50 mbar absolu. A droite la distribution est obtenue avec les sources X de ^{109}Cd , ^{55}Fe et des électrons de 10 keV produits par COMIMAC dans le mélange $\text{He} + 5\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$, à 350 mbar absolu.	140
Figure 101. Droite d'étalonnage du mélange $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\% \text{CHF}_3$, à 50 mbar absolu à une tension sur grille 400V et tension sur anode à 800V. Les courbes pointillées correspondent à l'incertitude sur l'étalonnage pour $k=1$	141
Figure 102. Distributions de la charge collectée obtenues avec la chambre de mesure de COMIMAC dans les mêmes configurations expérimentales que lors de l'étalonnage. A gauche la distribution est obtenue des protons de 15 keV produits par COMIMAC et émis dans le mélange $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\% \text{CHF}_3$, à 50 mbar absolu. A droite la distribution est obtenue avec des alphas de 15 keV produits par COMIMAC et émis dans le mélange $\text{He} + 5\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$, à 350 mbar absolu.	143
Figure 103. Facteur de quenching en ionisation (IQF) pour des alphas dans un mélange $\text{He} + 5\% i\text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar absolu.	144

Figure 104. Facteur de quenching en ionisation (IQF) pour des protons. La simulation SRIM et la mesure de l'IRSN sont effectuées dans un mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar absolu. Les IQF issus de W_i concernent des gaz composés principalement de butane (i.e. C_4H_{10}).	145
Figure 105 : Ecart-type du débit mesuré lors de différentes expériences de répétabilité (a). Ecart-type du débit de CHF_3 en fonction de la durée des différentes expériences (b).	148
Figure 106 : Régulation de la pression à 50 mbar absolu avec un débit de $20 NmL.min^{-1}$ de CHF_3 . Le capteur de pression est réglé sur la gamme 0 mbar absolu à 100 mbar absolu.	151
Figure 107. Distribution de l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{np})$, obtenue par simulation via l'ajustement du nuage de pixels ou via l'écart entre l'angle θ_{np}^{simu} et θ_{np}^{MCNP} , à 27 keV (à gauche) ou 144 keV (à droite).	157
Figure 108. Incertitude sur l'énergie d'ionisation pour un étalonnage permettant de mesurer des ions jusqu'à 150 keV et avec $u_{qion}/q_{ion}=5\%$	158
Figure 109. Répartition de l'incertitude due à chaque variable, sauf pour le facteur correctif k , à 27 keV (à gauche) et 144 keV (à droite). Les valeurs sont données en pourcentage de l'incertitude totale.	163
Figure 110. A gauche, plan de l'installation AMANDE. A droite, photo du hall expérimental.	166
Figure 111. A gauche, résonances de la section efficace de réaction $^{45}Sc(p, n)$ [54]. A droite le détecteur μTPC est placé sur un bras mobile devant la cible de l'installation AMANDE.	167
Figure 112. Projection d'une trace d'un ion (à gauche), obtenu lors d'une mesure de neutrons à 27 keV, et d'un électron (à droite), obtenu lors d'un étalonnage avec les source de rayons X.	168
Figure 113. Longueurs des traces L_{ADC} et L_c , mesurées expérimentalement, en fonction de l'énergie cinétique des ions, dans le mélange gazeux $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar.	169
Figure 114. Khi^2 en fonction de l'énergie d'ionisation divisée par le temps de montée du signal pour la mesure des neutrons de 27 keV, dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar.	171
Figure 115. Reconstruction des données obtenues en 2014 pour des neutrons de 144 keV.	174
Figure 116. Reconstruction de l'énergie des neutrons à 144 keV pour différentes configurations expérimentales.	175
Figure 117. Reconstruction de l'énergie des neutrons de 127 keV, mesurée en 2012 (courbe rouge) et 2013 (tirets bleus).	176
Figure 118. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 27 keV.	178
Figure 119. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 250 keV.	179
Figure 120. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 565 keV.	180
Figure 121. Taux de comptage obtenu pour la première mesure des neutrons de 144 keV, avec un échantillonnage toutes les 10 s.	182
Figure 122. Détecteur μTPC dans la casemate de l'ILL pour la détection des neutrons du réacteur. La fenêtre en face est blindée en plomb (briques grises) et en bore-10 (feuilles noires) pour atténuer le nombre de γ et de neutrons thermiques.	184
Figure 123. Reconstruction des données obtenues auprès du réacteur de l'ILL.	185
Figure 124. A gauche, distributions de l'émission neutronique par unité de léthargie issues de la source de ^{252}Cf , selon deux modèles [2][3]. A droite, le détecteur μTPC en face de la source modérée de ^{252}Cf	187
Figure 125. Reconstruction des données obtenues à partir de la source de neutrons ^{252}Cf de CEZANE.	189
Figure 126. Distribution de l'énergie des neutrons pour les cinq énergies de neutrons, mesurées sur AMANDE de 27 keV à 565 keV.	191

1. INTRODUCTION GENERALE

Le développement de technologies de pointe en physique nucléaire (e.g. ITER, réacteurs de nouvelle génération, ...) ou en physique médicale (e.g. hadronthérapie, BNCT, ...) nécessite des mesures de plus en plus précises des champs de rayonnements générés. Ces mesures servent au pilotage des installations ou répondent à des problématiques de radioprotection. La métrologie est à l'origine de la caractérisation des grandeurs physiques, comme l'énergie et la fluence des neutrons. Elle est essentielle au développement de nouvelles méthodes de mesures et permet aussi d'estimer la fiabilité de celles-ci.

Le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) coordonne les instituts de métrologie au niveau international. En France, la métrologie est pilotée par le Laboratoire National de métrologie et d'Essais (LNE). L'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), étant un expert dans le domaine des rayonnements, a été désigné par le LNE comme laboratoire associé pour les grandeurs neutroniques. Le Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons (LMDN) de l'IRSN possède en effet des installations produisant des champs neutroniques et des instruments permettant de les caractériser afin d'obtenir des champs de référence.

Dans ce cadre, un système innovant a été développé pour la mesure neutron : la LNE-IRSN MIMAC μ TPC. L'IRSN s'est associé en 2007 à l'équipe MIMAC du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (LPSC)¹, qui développait ce système pour la détection directionnelle de matière sombre. Le détecteur μ TPC est une chambre à projection temporelle fonctionnant sur un principe similaire aux télescopes à noyaux de recul.

Les techniques de production de neutrons et les interactions rayonnements matière qui sont exploitées dans ce travail sont d'abord présentées. Un ensemble de systèmes permettant la mesure de champs neutroniques entre quelques keV et plusieurs MeV est ensuite étudié.

Pour mettre en perspectives les performances du détecteur μ TPC, des télescopes gazeux à protons de recul et des chambres à projection temporelle sont ensuite étudiées plus en détails dans le chapitre 3. Le système μ TPC et son optimisation au cours de la thèse sont ensuite décrits dans ce même chapitre.

Un modèle inverse a été développé pour reconstruire les grandeurs d'intérêt à partir des données brutes obtenues avec le détecteur. Ces grandeurs d'intérêt sont :

- la distribution énergétique de la fluence,
- l'énergie moyenne,
- la fluence intégrale.

Un modèle direct a été développé pour simuler la réponse du détecteur à un champ neutronique. Le modèle direct, couplé au modèle inverse, permet ainsi d'estimer les performances de la reconstruction de l'énergie des neutrons ou l'efficacité de détection des neutrons, mais aussi d'obtenir les incertitudes de mesure pour l'énergie des neutrons ou la fluence des neutrons. La description de ces modèles et l'estimation des performances du modèle inverse font l'objet du chapitre 4.

La caractérisation expérimentale de variables intervenant dans la mesure de l'énergie et de la fluence des neutrons est décrite dans le chapitre 5.

Grâce à la caractérisation par simulation et la caractérisation expérimentale, les incertitudes sur chaque variable intervenant dans le modèle inverse ont pu être estimées. Ces incertitudes ont été propagées aux grandeurs d'intérêt. La description des variables d'influence et la propagation des incertitudes font l'objet du chapitre 5.4.3.

Une fois la réponse du détecteur caractérisée et les incertitudes sur les grandeurs d'intérêt calculées, la reconstruction des données expérimentales a été effectuée dans le chapitre 7. Des comparaisons avec la reconstruction de données simulées ont été réalisées afin de montrer l'accord entre le modèle direct et l'expérience.

¹ Laboratoire de Grenoble affilié au CNRS-IN2P3, à l'UJF et aux INP

2. ETAT DE L'ART DE LA DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES

2.1 PHYSIQUE DES NEUTRONS RAPIDES

2.1.1 PRODUCTION DE NEUTRONS RAPIDES

2.1.1.1 Les sources de fission spontanée

La majorité des éléments transuraniens (^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{252}Cf , ...) peuvent se désintégrer par fission spontanée. Leur période de désintégration peut varier de quelques années (^{252}Cf) à plusieurs millions d'année (^{232}Th). Plusieurs neutrons prompts sont émis à chaque fission. Un échantillon d'un transuraniens peut donc être une source de neutrons très simple à utiliser. Les autres produits de la réaction sont [1] :

- les deux noyaux lourds (appelés produits de fission) issus de la fission du radionucléide,
- les γ prompts émis dans les premières nanosecondes suivant la fission,
- les rayonnements β ou γ issus des produits de fission qui s'accumulent dans l'échantillon.

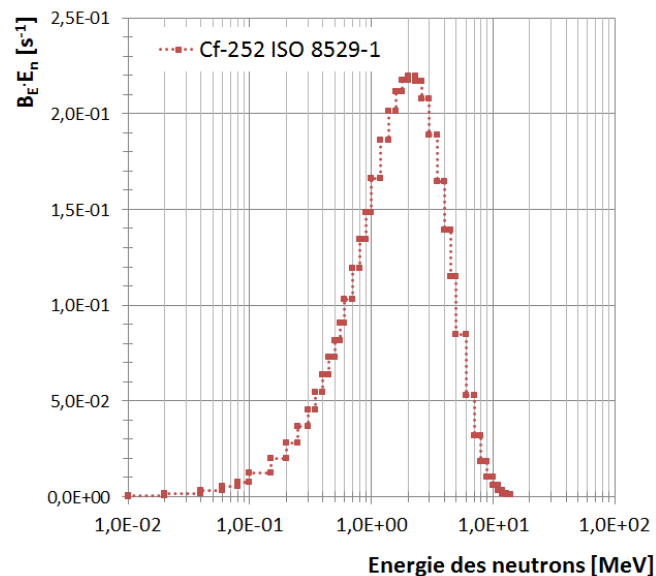


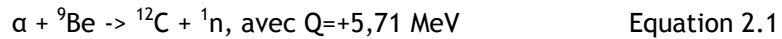
Figure 1. Distribution de l'émission neutronique par unité de léthargie pour une source de fission spontanée de ^{252}Cf selon la norme ISO 8529-1 [3].

Le radionucléide le plus utilisé pour ce type de source est le Californium 252 (^{252}Cf). Une source de ^{252}Cf est utilisée par le LMDN afin de fournir une référence primaire lors de l'irradiation de détecteurs de neutrons. Des mesures, avec le détecteur μTPC faisant l'objet de cette thèse, ont été effectuées auprès de cette source (cf. paragraphe 7.2). Le ^{252}Cf est recommandée par la norme ISO 8529-1 pour la production de champs neutroniques de référence, dont la distribution de l'émission en unité de léthargie est donnée dans la Figure 1. Sa demi-vie est de 2,65 ans, ce qui assez long pour être utilisé en routine au LMDN. Cet isotope est également celui qui est le plus produit de tous les transuraniens [1]. Le mécanisme de décroissance dominant est une décroissance alpha, le taux d'émission d'alpha est environ 32 fois plus important que celui d'une fission. Le rapport neutronique est de 0,116 neutrons par seconde par Becquerel où l'activité est celle de la décroissance par émission d'un alpha ou par fission spontanée. Si on considère l'activité massique, $2,30 \cdot 10^6$ neutrons sont produits par seconde et par μg d'échantillon. Comparé aux autres transuraniens, les sources de ^{252}Cf ne nécessitent que

quelques μg de cet élément, leur taille peut donc être très petite (de l'ordre de quelques millimètres) et est dictée uniquement par les nécessités de l'encapsulation [1].

2.1.1.2 Les sources (α , n)

De nombreux actinides se désintègrent en émettant des alphas énergétiques (^{210}Po , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm , ...) avec une période allant d'une centaine de jours (^{210}Po) à plusieurs milliers d'années (^{239}Pu) [1]. Des sources confinées de neutrons peuvent ainsi être créées en mélangeant un émetteur α avec un matériau cible approprié. Aux énergies alpha considérées, les matériaux conduisant à la réaction (α , n) sont nombreux (^7Li , ^9Be , ^{10}B , ^{13}C , ^{19}F , ...) [1][3][4]. Le rendement maximum de production de neutrons est atteint avec le béryllium, utilisé comme cible pour la réaction suivante :



La plupart des α émis sont simplement arrêtés dans la cible de béryllium, seulement $1/10^4$ α réagit avec le noyau de Béryllium. Un alliage stable peut être formé entre le béryllium Be et un actinide M sous la forme MBe_{13} . C'est pourquoi la plupart des sources (α , n) sont préparés sous cette forme [1]. Ainsi chaque α émis rencontre un noyau de béryllium avec lequel il peut interagir avant d'être ralenti. Certains actinides comme le ^{226}Ra ou le ^{227}Ac se désintègrent en produisant un fond γ important, ce qui peut être inapproprié pour certaines mesures. Cette importante production de γ implique aussi des procédés de fabrication plus élaborés pour ce type de sources afin d'éviter l'irradiation des travailleurs [1]. Le choix du type de source va dépendre de l'utilisation souhaitée et d'un compromis entre la taille, l'activité, le coût, le temps de vie (période de décroissance) et la disponibilité de la source. Pour l'étalonnage neutron, la norme ISO 8529-1 recommande d'utiliser des sources ^{241}Am -Be ou ^{241}Am -B. L'installation CEZANE du LMDN dispose d'une source ^{241}Am -Be pour l'irradiation de détecteur de neutrons. Dans la suite du développement du détecteur μTPC , des mesures sont prévues auprès de ce type de sources. Le temps de demi-vie de ces sources correspond à celui de l' ^{241}Am qui est de 432 ans. La distribution en énergie des neutrons est similaire quel que soit la source Be(α , n) [1]. Les petites différences entre chaque spectre viennent principalement de la différence d'énergie des alphas émis par l'actinide utilisé. L'allure de la distribution en énergie des neutrons vient de l'état d'excitation dans lequel se trouve le noyau de ^{12}C après la réaction [1]. Un exemple de la distribution énergétique, B_E , de l'émission de neutrons par une source ^{241}Am -Be est montré en Figure 2 [3].

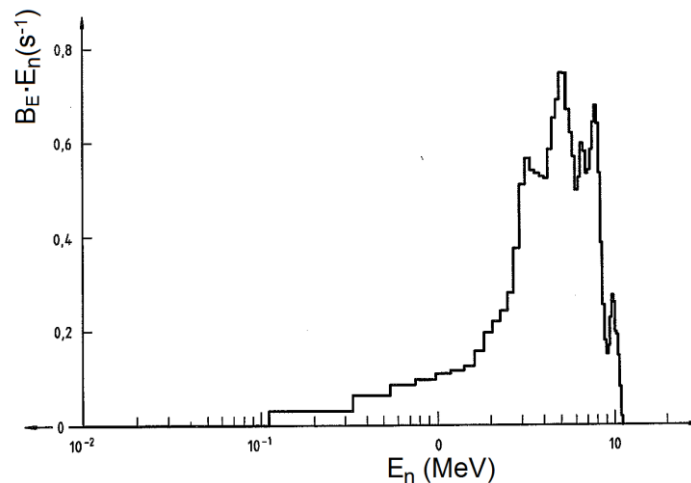
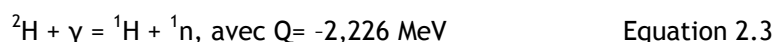


Figure 2. Distribution de l'émission neutronique par unité de léthargie pour une source ^{241}Am -Be [3].

Une encapsulation de ces sources est nécessaire afin de s'assurer que les actinides restent confinés dans la source. Il s'agit généralement de deux cylindres métalliques à l'intérieur desquels se trouve le composant actif [1]. Un espace entre les deux cylindres est prévu afin de permettre une expansion du cylindre interne due à la formation d'hélium sous forme gazeuse provenant de l'arrêt et de la neutralisation des α dans la source.

2.1.1.3 Les sources photo-neutroniques

Des rayonnements γ peuvent également être utilisés pour produire des neutrons à partir d'un matériau cible. Lorsque les γ sont absorbés par le noyau cible, cela peut engendrer l'émission d'un neutron si l'énergie d'excitation apportée est suffisante. En pratique, les deux noyaux cibles les plus utilisés comme sources photo-neutroniques sont le ^9Be et le ^2H car ils ont un seuil en énergie suffisamment faible [1][4]. Les réactions correspondantes sont les suivantes :



L'énergie des photons, E_γ , doit être supérieure ou égale à l'énergie de réaction Q (1,666 MeV ou 2,226 MeV) pour que la réaction ait lieu.

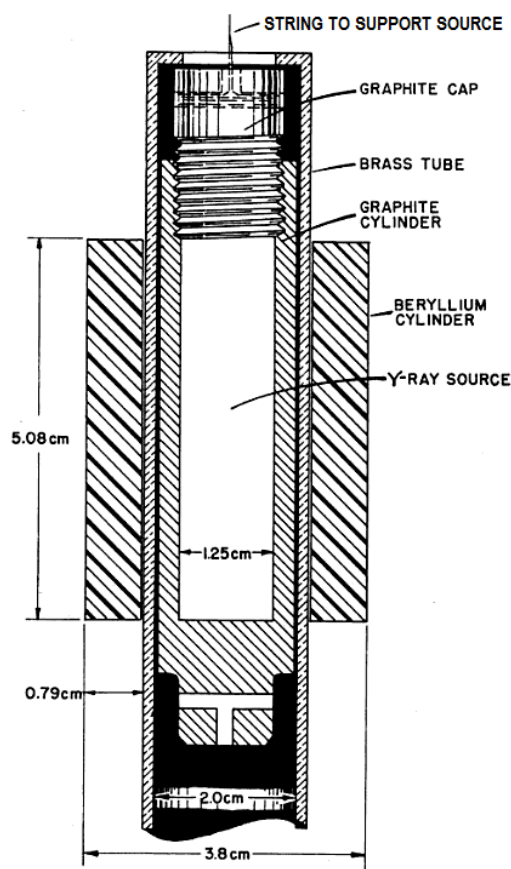


Figure 3. Fabrication d'une source photo-neutronique à partir du béryllium et utilisant différentes sources γ [4].

Un des avantages de ces sources est que si les rayonnements γ sont monoénergétiques, les neutrons émis seront également quasiment monoénergétiques. Le principal inconvénient de ces sources est qu'elles possèdent un fond γ très important. Pour de telles sources, $\sim 1/10^6$ rayon γ interagit pour produire un neutron [1], la source neutron est donc beaucoup moins intense que la source gamma. Quelques-uns des émetteurs γ les plus utilisés sont ^{226}Ra , ^{124}Sb , ^{72}Ga , ^{140}La et ^{24}Na . Un autre inconvénient est le temps de demi-vie très court de ces émetteurs γ (~ 15 h pour le ^{24}Na), ce qui nécessite une réactivation de la source dans un réacteur entre chaque utilisation.

2.1.1.4 Production de neutrons par accélération de particules chargées

Seules les particules alpha peuvent être émises naturellement à haute énergie. Afin d'exploiter les réactions nucléaires produisant des neutrons à partir d'autres nucléons, des accélérateurs de particules

peuvent être utilisés. Les accélérateurs de particules sont également les seules installations à pouvoir produire des champs neutroniques monoénergétiques, où la largeur en énergie est très faible par rapport à l'énergie (e.g. $\Delta E_n/E_n \sim 0,2\%$). Des champs neutroniques quasi-monoénergétiques peuvent ainsi être produits de quelques keV à 200 MeV. Des mesures ont été effectuées auprès de l'installation AMANDE du LMDN (cf. paragraphe 7.1), utilisant ce type de technologie et permettant de produire des champs neutroniques entre 2 keV et 20 MeV. Les réactions les plus courantes pour ce type de technologie [1] sont :

La réaction D-D, $^2\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + ^1_0\text{n}$, avec $Q = +3,26 \text{ MeV}$ Equation 2.4

La réaction D-T, $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + ^1_0\text{n}$, avec $Q = +17,6 \text{ MeV}$ Equation 2.5

Par exemple, un faisceau de deutérium de 1 mA produit environ 10^9 neutrons par seconde pour une cible épaisse de deutérium (réaction D-D) et $\sim 10^{11}$ neutrons par seconde pour une cible équivalente de tritium (réaction D-T). Avec ces réactions, une différence de potentiels de quelques centaines de kilovolts suffit pour accélérer des deutons et produire des neutrons monoénergétiques de 2,8 MeV ou 14,8 MeV, qui sont des énergies recommandées par la norme ISO 8529-1. Pour produire chaque énergie de neutrons entre 2 keV et 19 MeV, recommandées par la norme ISO 8529-1 pour l'étalonnage de détecteurs, des réactions du type $^{45}\text{Sc} (p, n)$, $^7\text{Li} (p, n)$, $^9\text{Be} (d, n)$ ou $^3\text{H} (p, n)$ doivent être mises en jeu à l'aide d'un accélérateur délivrant des protons ou des deutons jusqu'à 3,5 MeV [1][3]. La production de neutrons monoénergétiques à partir de ce type d'accélérateur se passe en plusieurs étapes :

- Un plasma est créé au niveau de la source, en ionisant le gaz injecté dans la source. Les ions sont ensuite extraits à l'aide d'une tension de quelques kilovolts.
- Le faisceau est alors accéléré par une très haute tension (quelques MV) dans des accélérateurs de type Van de Graaf [6] ou tandem [7]. Cette étape définit l'énergie cinétique des ions.
- La focalisation du faisceau peut être réalisée à l'aide de quadripôles ou de fentes dont l'espacement peut être modifié.
- Dans certains cas, le faisceau passe à travers un dipôle qui sert à régler précisément l'énergie du faisceau. Son champ magnétique peut être modifié afin de sélectionner les ions ayant l'énergie souhaitée, les autres particules étant déviées.
- Le faisceau est ensuite envoyé sur une cible afin de produire un champ neutronique. La cible doit être refroidie afin d'éviter une altération du champ neutronique et de garantir la tenue de la cible dans le temps. Ces systèmes de refroidissement consistent en un refroidissement à air ou à eau [6] ou un système de rotation de la cible [7].

Les neutrons ainsi produits sont émis dans tout l'espace. Leur énergie E_n et le débit d'émission des neutrons Y vont dépendre de l'angle d'émission des neutrons θ , par rapport à l'axe du faisceau d'ions (cf. Figure 4). Pour les réactions considérées, l'énergie maximale des neutrons correspond à une émission à 0° , ensuite l'énergie des neutrons décroît lorsque l'angle d'émission augmente. L'énergie indiquée dans les graphes de la Figure 4 correspond à l'énergie à 0° .

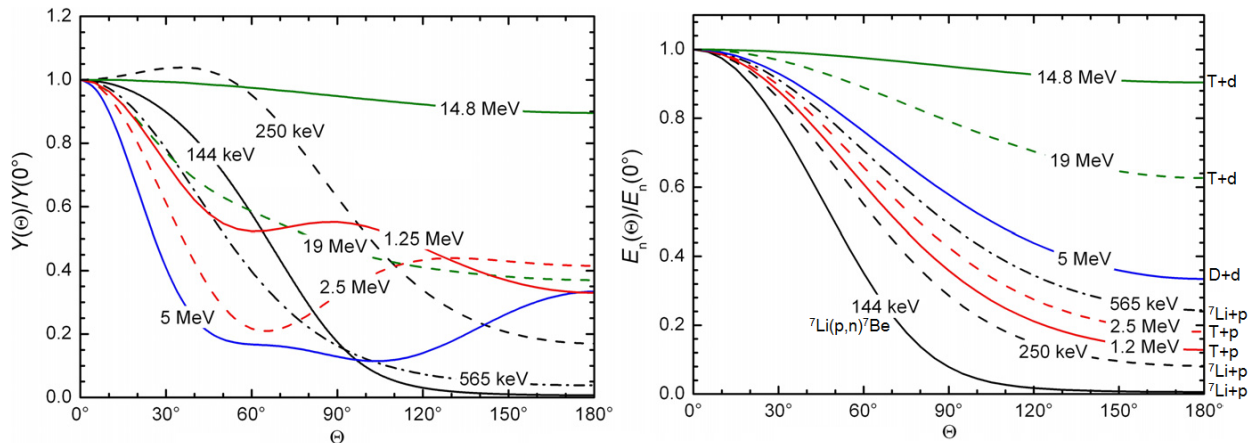


Figure 4. Dépendance angulaire par rapport à l'axe du faisceau d'ions du débit d'émission relatif des neutrons $Y(\theta)/Y(0^\circ)$ (à gauche) et de l'énergie relative des neutrons émis $E_n(\theta)/E_n(0^\circ)$ (à droite) [6]. Les réactions associées à chaque énergie sont notées à droite.

Pour réaliser des étalonnages à partir de ce type de champs neutroniques, l'énergie neutron à un angle d'émission donné peut être prédite à partir de l'énergie des ions et la nature de la cible [8]. Il faut aussi prendre en compte l'épaisseur de la cible qui influe sur la dispersion en énergie des neutrons, due à la perte d'énergie des ions dans la cible. Cependant il faut tenir compte des neutrons diffusés dans l'installation et du vieillissement de la cible qui peut engendrer la production de neutrons à d'autres énergies [3]. Une caractérisation expérimentale est donc nécessaire afin d'estimer la distribution énergétique de la fluence neutronique dans de telles installations.

2.1.2 METROLOGIE DES NEUTRONS

La métrologie est définie comme la science de la mesure et ses applications par le vocabulaire internationale de la métrologie [27]. Dans la recherche fondamentale, la métrologie est présente à chaque étape, elle permet de concevoir les conditions d'observation d'un phénomène, de construire et qualifier les instruments permettant son observation, et d'établir si les résultats obtenus sont significatifs. Mais la science de la mesure et ses applications n'intéressent pas uniquement les scientifiques et les ingénieurs. Elles sont indispensables à tous. Les réseaux des services, du commerce, de l'industrie, et des communications ont besoin de la métrologie pour fonctionner de manière efficace et fiable. Par exemple :

- les systèmes de navigation par satellite et les liaisons horaires du temps international permettent de localiser des points avec exactitude ; ils sont indispensables au fonctionnement des réseaux informatiques mondiaux, et permettent aussi aux avions d'atterrir dans des conditions de faible visibilité ;
- la santé humaine dépend de manière critique de la possibilité d'effectuer un diagnostic exact, mesurable, dans le domaine des soins et dans les laboratoires médicaux ;
- pour être acceptés, les produits manufacturés doivent, au moyen de mesures, apporter la preuve qu'ils sont conformes à des normes établies. Ces mesures doivent être acceptables dans le monde entier pour éviter les obstacles techniques au commerce.

Pour décrire les propriétés d'un phénomène, d'un corps ou d'une substance, la métrologie a défini des grandeurs pouvant s'exprimer sous la forme d'une valeur et d'une unité de mesure. Les unités de mesure recommandées sont définies par le Système International d'unités (reconnu au niveau international sous l'abréviation de SI). Le SI consiste en un ensemble de sept unités de base, considérée par convention comme indépendante d'un point de vue dimensionnel : le mètre pour la longueur, le kilogramme pour la masse, la seconde pour le temps, l'ampère pour le courant électrique, le kelvin pour la température thermodynamique, la mole pour la quantité de matière et la candela pour l'intensité lumineuse. Le SI n'est pas statique, c'est un système évolutif qui reflète les besoins des utilisateurs en matière de mesures. La métrologie permet de conserver les références associées à chaque grandeur grâce à des étalons. Les étalons sont la réalisation de la définition d'une grandeur donnée, avec une valeur déterminée et une incertitude de mesure associée. Par exemple, l'étalon de

la seconde est défini comme la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.

2.1.2.1 Les grandeurs d'intérêt en métrologie neutron

La norme ISO 8529-1 définit les grandeurs nécessaires à la caractérisation des champs neutroniques de référence, dans le domaine en énergie allant des neutrons « thermiques » jusqu'à 20 MeV : la fluence neutronique Φ , le débit de fluence neutronique φ , la distribution énergétique de la fluence neutronique Φ_E et l'énergie moyenne en fluence des neutrons $\langle E \rangle$.

La fluence neutronique est définie comme un nombre de neutrons incidents dN sur une sphère de section da , elle s'exprime donc en cm^{-2} :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad \text{Equation 2.6}$$

Le débit de fluence neutronique est défini comme la variation de la fluence $d\Phi$ pendant un intervalle de temps compris entre t et $t+dt$, elle s'exprime en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dt da} \quad \text{Equation 2.7}$$

La distribution énergétique de la fluence neutronique est définie comme la variation de la fluence neutronique dans l'intervalle d'énergie compris entre E et $E + dE$, elle s'exprime en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$:

$$\phi_E = \frac{d\Phi}{dE} = \frac{d^2N}{dE da} \quad \text{Equation 2.8}$$

L'énergie moyenne en fluence des neutrons correspond à la moyenne de la distribution en énergie de la fluence neutronique, elle s'exprime en eV :

$$\langle E_n \rangle = \frac{1}{\Phi} \int_0^\infty E_n \Phi_E(E_n) dE_n \quad \text{Equation 2.9}$$

Ces grandeurs sont à la base du calcul des grandeurs dosimétriques pour l'étalonnage de dosimètres et du calcul de dose de rayonnement reçue, comme l'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ ou l'équivalent de dose personnel $H_p(d)$ définis dans la publication 74 de l'ICRP [25] et le rapport 57 de l'ICRU [26]. L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ représente le niveau de radiation d'une zone. En un point de la zone, $H^*(d)$ est défini comme l'équivalent de dose reçu à la profondeur d (en mm) dans la « sphère ICRU », une sphère modélisant le corps humain et contenant un matériau assimilable à des tissus [24]. L'équivalent de dose personnel $H_p(d)$ est défini comme l'équivalent de dose reçu dans des tissus mous à une profondeur d sous un point précis du corps. $H_p(d)$ est censé représenter la dose efficace, i.e. la dose totale de rayonnement reçu par un tissu. Souvent ces équivalents de dose sont estimés à une profondeur de 10 mm. Ils sont donc notés $H^*(10)$ et $H_p(10)$. A partir de la fluence neutronique, des facteurs de conversion, h^* et h_p , permettent de calculer les équivalents de dose ambiant et personnel à une profondeur d et pour une irradiation avec un angle d'incidence α :

$$h^*(d) = \frac{H^*(d)}{\Phi} \quad \text{et} \quad h_p(d, \alpha) = \frac{H_p(d)}{\Phi} \quad \text{Equation 2.10}$$

Cependant ces facteurs de conversion, h^* et h_p , dépendent de l'énergie des neutrons incidents comme le montre le graphe de la Figure 5. Ces données sont issues de la publication 74 de l'ICRP [25].

Ainsi la distribution énergétique de la fluence Φ_E est la grandeur la plus importante à connaître pour remonter à une dose. Dans le cas de champs neutronique de référence où Φ_E est connu, la mesure de cette grandeur permet également de montrer qu'il n'y a pas de perturbation du champ neutronique produit. C'est pourquoi, à travers le développement du détecteur μTPC , ce projet vise à obtenir un détecteur capable de mesurer la distribution en énergie de la fluence des neutrons entre quelques keV et plusieurs MeV.

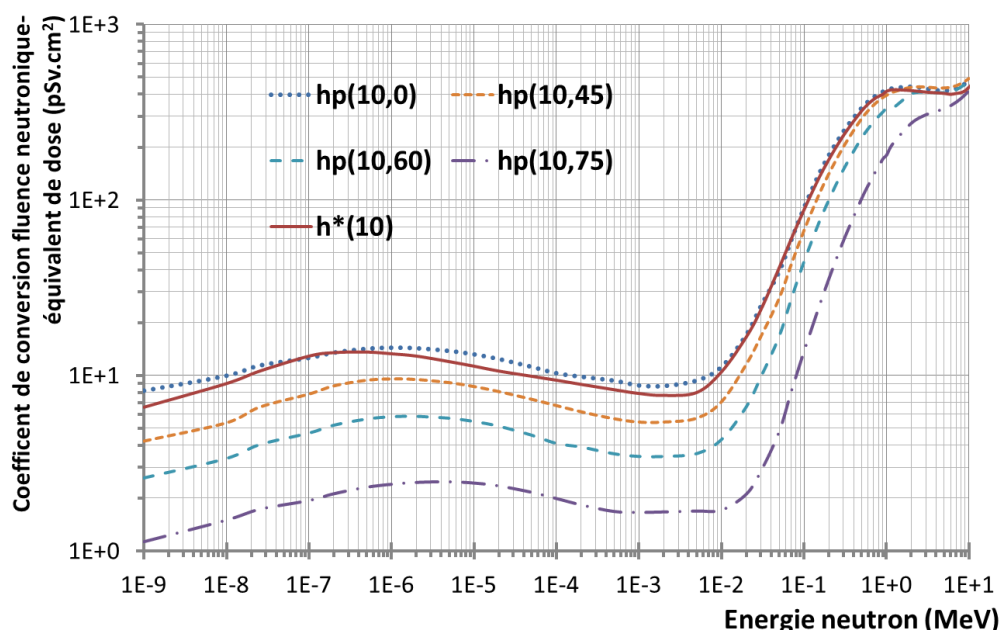


Figure 5. Coefficients de conversion fluence neutronique-équivalent de dose ambient $h^*(10)$ ou fluence neutronique-équivalent de dose personnel $h_p(10,a)$ où a est l'angle d'incidence des neutrons en degré. Ces coefficients sont définis dans la publication 74 de l'ICRP [25].

2.1.2.2 La traçabilité métrologique

La traçabilité métrologique permet de relier un résultat de mesure à une référence par l'intermédiaire d'une chaîne ininterrompue et documentée d'étalonnages dont chacun contribue à l'incertitude de mesure [27]. Au niveau international la traçabilité au SI est garantie par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). La traçabilité au niveau nationale est assurée, en France, par le Laboratoire Nationale de métrologie et d'Essai (LNE). La traçabilité métrologique nécessite une suite d'étalonnages depuis une référence jusqu'au système de mesure final, dans laquelle le résultat de chaque étalonnage dépend de celui de l'étalonnage précédent. Cette notion d'étalonnage implique une hiérarchie des étalons de référence, qui peuvent être classés selon leur rang : les étalons primaires (en haut de la chaîne métrologique), les étalons secondaires, ..., jusqu'à l'instrument de mesure.

2.1.2.2.1 Les étalons primaires

Se situant en haut de la chaîne métrologique, les étalons primaires peuvent être définis par convention. C'est le cas du kilogramme qui est défini comme la masse du prototype international du kilogramme conservé au BIPM, dans l'air et sous trois cloches de verre. C'est un cylindre constitué d'un alliage de 90 % en masse de platine et de 10 % en masse d'iridium (cf. Figure 6).

Dans d'autre cas, les étalons sont qualifiés de « primaires » s'ils permettent d'obtenir un résultat de mesure sans relation avec un étalon d'une grandeur de même nature [27]. Par exemple, le débit d'émission d'une source neutron peut être mesuré selon une procédure primaire via la méthode du bain de manganèse (cf. 2.1.2.3), où seule l'activité γ du ^{56}Mn est mesurée.

Le détecteur μTPC a été développé pendant cette thèse dans le but d'obtenir un étalon primaire pour la mesure de la distribution en énergie de la fluence des neutrons.



Figure 6. Prototype du kilogramme, étalon primaire détenu au BIPM [28].

2.1.2.2.2 Les étalons secondaires

Les étalons secondaires sont établis par l'intermédiaire d'un étalonnage auprès d'un étalon primaire pour une grandeur de même nature. Par exemple, la masse des étalons secondaires du kilogramme en platine iridié est comparée dans l'air à la masse du prototype international à l'aide de balances dont l'incertitude relative peut atteindre 1.10^{-9} . Les incertitudes associées aux étalons secondaires incluent les incertitudes de l'étalon primaire et celles issues de l'étalonnage. Une comparaison entre deux étalons peut être considérée comme un étalonnage si elle sert à vérifier et, si nécessaire, à corriger la valeur et l'incertitude attribuées à l'un des étalons.

Ainsi le détecteur μ TPC ne pourra pas être étalonné auprès d'une source de neutrons sans être considéré comme un étalon secondaire.

2.1.2.3 Les enjeux de la détection des neutrons

Depuis la découverte du neutron en 1932, la détection des neutrons s'est considérablement développée et la majeure partie de ces développements a été regroupé dans de nombreux ouvrages [1][4][21][22]. La détection des neutrons a contribué au développement de la physique nucléaire mais elle a aussi servi d'outil de diagnostic pour d'autres domaines. L'ensemble de ces domaines a été listé ci-dessous [21] :

- La fission nucléaire : la réaction de fission est utilisée principalement pour la production d'énergie. La détection des neutrons est nécessaire afin de contrôler le cœur du réacteur, en mesurant par exemple, la distribution spatiale du flux de neutrons dans le réacteur. Des recherches dans la détection des neutrons sont également nécessaires afin de moderniser la conception et d'optimiser l'exploitation des réacteurs.
- Le traitement des matières nucléaires : afin d'éviter la prolifération ou la contamination, il faut des détecteurs qui soient capables de détecter des isotopes radioactifs tels que l'uranium ou le plutonium. Ce domaine inclut la caractérisation de déchets nucléaires, la détection ou le contrôle d'armes nucléaires, et le démantèlement ou la décontamination d'installations nucléaires.
- L'imagerie utilisant des neutrons : une reconstruction de l'image ou de la structure d'une cible peut être réalisée à partir de son irradiation par un faisceau de neutrons et de la détection des neutrons diffusés [9][23]. Les différentes techniques sont la diffractométrie, la radiographie, la tomographie et la diffusion des neutrons. Ce domaine nécessite des images de haute résolution pour une énergie et un flux de neutrons donnés, ce qui nécessite de continuer le développement de la détection neutron.
- La recherche fondamentale : la détection des neutrons est nécessaire dans ce domaine, notamment l'étude des sections efficaces de réactions nucléaires, l'étude de la matière sombre, l'étude des noyaux exotiques, l'étude des faisceaux de neutrons et la physique spatiale.

- La fusion : la détection des neutrons a permis de développer ce domaine notamment en fournissant des outils de diagnostic. Par exemple, le taux et la distribution d'émission des neutrons permettent de remonter au taux de réaction et à la distribution spatiale du plasma respectivement, et la caractérisation de la distribution en énergie à 14,1 MeV permet de déduire la température du plasma.
- La dosimétrie des neutrons : ce domaine est très actif afin de continuer à améliorer la radioprotection des personnels exposés aux radiations mais aussi d'optimiser la planification des traitements de radiothérapie et hadronthérapie.

En considérant l'ensemble de ces domaines, la détection des neutrons est donc primordiale. Les méthodes mises en œuvre pour détecter les neutrons se basent sur les interactions décrites dans la partie 2.1.3.

2.1.3 INTERACTION DES RAYONNEMENTS AVEC LA MATIERE

2.1.3.1 Interaction des neutrons

Les neutrons ne peuvent interagir avec la matière via le biais des forces coulombiennes contrairement aux particules chargées. Lorsque les neutrons interagissent avec la matière, il s'agit d'interactions nucléaires, c'est-à-dire avec le noyau des atomes du milieu. Toutes les réactions nucléaires sont caractérisées par une probabilité d'interaction, appelée section efficace microscopique et notée σ . Une section efficace est associée à un noyau cible et un type d'interaction. Cette probabilité d'interaction s'exprime en barn (10^{-24} cm^2). La somme de toutes les sections efficaces associées à un noyau donne la section efficace totale pour ce noyau :

$$\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{interaction1}} + \sigma_{\text{interaction2}} + \sigma_{\text{interaction3}} + \sigma_{\text{interaction4}} + \dots \quad \text{Equation 2.11}$$

En multipliant la section efficace microscopique par le nombre de noyaux N par unité de volume (cm^{-3}), la section efficace macroscopique de la réaction considérée, Σ (cm^{-1}), peut être calculée : $\Sigma = N \times \sigma$. La section efficace macroscopique permet de calculer la probabilité d'interaction en tenant compte du milieu considéré. Le parcours libre moyen du neutron, défini comme la distance moyenne parcourue entre deux interactions, est donnée par $1/\Sigma_{\text{tot}}$ dans le milieu considéré. Le détecteur, faisant l'objet de cette thèse, contient de l'aluminium. Un exemple de sections efficaces microscopique pour différentes réactions des neutrons dans l'Aluminium est donc donné sur la Figure 7.

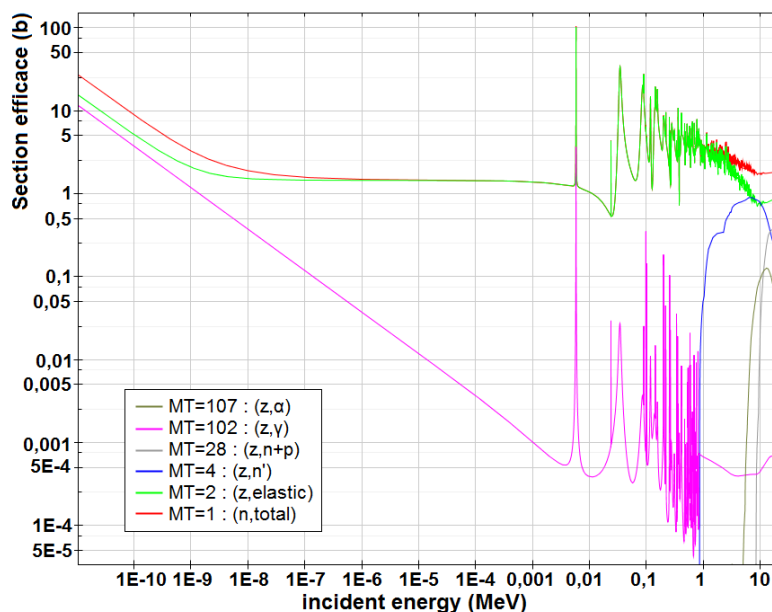


Figure 7. Exemple de sections efficaces associées aux réactions des neutrons dans ^{27}Al , fournies par la base de données ENDF/B-VII.

Comme le montre la Figure 7, de nombreuses réactions sont possibles et peuvent être classées selon quatre types de réaction. Les trois premières réactions peuvent aussi être regroupées dans la même catégorie car il s'agit de réactions inélastiques où le noyau passe dans un état excité, à la différence de la diffusion élastique. Ces réactions sont les suivantes :

- La capture radiative (n, γ) : un neutron est capturé par un noyau qui, en passant par un réarrangement de ses nucléons, se désexcite en émettant un ou plusieurs photons γ . Pour la plupart des matériaux, la section efficace de cette réaction, σ_γ , est prépondérante pour les neutrons de basses énergies. Cette réaction se retrouve dans des problématiques de radioprotection car elle donne lieu à l'activation des matériaux par les neutrons. Elle peut aussi être utilisée pour la détection indirecte des neutrons, par exemple, via l'activation de feuilles d'or.
- La capture non radiative (n, X) ou (n, xn) ou (n, f) : un neutron est capturé par un noyau qui se désexcite alors en émettant une particule chargée (p, D, T, α), ou en émettant des neutrons, ou par le biais d'une fission nucléaire, respectivement dans le cas des réactions (n, X) ou (n, xn) ou (n, f). La réaction (n, X) est appelée réaction de transmutation car un noyau différent du noyau cible est produit. Les réactions de transmutations sont utilisées pour la détection de neutrons thermiques notamment via la réaction ${}^3\text{He} (n, p)$. Mais cette réaction peut aussi apparaître comme une réaction parasite perturbant l'électronique, souvent composé de silicium, par exemple, via la réaction ${}^{28}\text{Si} (n, p) {}^{28}\text{Al}$. Les réactions (n, xn) sont des réactions à seuil, où les neutrons incidents doivent avoir une énergie minimale. Pour cette réaction, x neutrons sont produit à partir d'un seul neutron incident. Les réactions de fission se produisent pour des noyaux lourds (${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ...). Le noyau ayant capturé le neutron se divise en deux fragments (appelés produits de fission) où chacun emporte respectivement 2/3 et 1/3 de la masse du noyau. Un ou plusieurs neutrons prompts sont émis lors de la fission et d'autres neutrons sont émis lors de la décroissance des produits de fission.
- La diffusion inélastique (n, n') : une collision a lieu entre un neutron et un noyau, qui passe alors dans un état excité. Un neutron est réémis avec une énergie moindre. Le noyau se trouvant dans un état excité se stabilise en émettant un ou plusieurs photons γ . Le neutron incident doit avoir suffisamment d'énergie cinétique pour que le noyau passe dans un état excité, il s'agit donc d'une réaction à seuil dont la section efficace devient significative à partir de 10 MeV. L'énergie cinétique n'est pas conservée par cette réaction, ce qui en fait une réaction parasite pour la détection des neutrons se basant sur la diffusion élastique des neutrons. Cette réaction peut cependant être utilisée pour la caractérisation des états vibrationnels et rotationnels d'un atome ou d'une molécule [9].
- La diffusion élastique (n, n) : cette réaction est utilisée dans le détecteur μTPC pour la détection des neutrons (cf. paragraphe 3.3.1), c'est pourquoi elle sera étudiée plus en détail par rapport aux autres réactions. Le neutron est diffusé par le noyau et une partie de l'énergie cinétique du neutron est cédée au noyau, alors appelé noyau de recul. Cette réaction est aussi appelée collision élastique. La diffusion élastique est une réaction sans seuil dont la section efficace est prépondérante pour les neutrons rapides. Cette réaction est donc très utilisée pour modérer les neutrons ou pour la détection indirecte des neutrons via la détection du noyau de recul. Au cours de cette réaction l'énergie cinétique et les impulsions sont conservées. Pour des neutrons non-relativistes ($E_n \ll 939 \text{ MeV}$), ce principe de conservation permet d'établir une relation entre l'énergie du neutron incident E_n , l'énergie E_r et l'angle de diffusion θ_{nr} du noyau de recul dans le référentiel du laboratoire :

$$E_n = \frac{(m_n + m_r)^2}{4m_n m_r} \frac{E_r}{(\cos(\theta_{nr}))^2} \quad \text{Equation 2.12}$$

Ainsi la fraction d'énergie transférée au noyau dépend de la masse du neutron m_n , de la masse du noyau m_r et de l'angle de diffusion θ_r . Le transfert maximum d'énergie a lieu lorsque $\theta_{nr} = 0^\circ$ (i.e. $\cos(\theta_{nr}) = 1$). Le Tableau 1 liste un ensemble de facteurs de transfert maximum d'énergie du neutron incident au noyau de recul pour différents noyaux, qui seront présents dans le détecteur μTPC . Le transfert maximum d'énergie au noyau diminue (E_n/E_r max augmente) lorsque la masse du noyau augmente, ce qui explique que la modération ou la détection des neutrons s'effectue principalement avec des matériaux composés d'éléments légers tel que l'hydrogène (e.g. l'eau H_2O , le polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$, ...).

Noyau cible	$A = m_r/m_n$	Facteur de transfert : $\frac{E_n}{E_{r\max}} = \frac{(m_n+m_r)^2}{4m_nm_r}$
^1H	0,9986229329743111	1,000000475
^4He	3,967122897	1,555054469
^{12}C	11,90751543	3,497874
^{16}O	15,86194829	4,481248061
^{19}F	18,83518685	5,222069743

Tableau 1. Facteur de transfert maximum d'énergie lors d'une diffusion élastique entre un neutron incident et un noyau cible pour différents noyaux.

Lorsque que le noyau cible est un noyau d'hydrogène (i.e. un proton) alors le facteur de transfert maximum d'énergie est très proche de 1 (Tableau 1). L'énergie transférée au proton E_p est donc maximale et ne dépend plus que de l'angle de diffusion du proton θ_{np} :

$$E_n = \frac{E_p}{(\cos(\theta_{np}))^2} \quad \text{Equation 2.13}$$

En plus d'avoir le transfert maximum d'énergie, la diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène présente la section efficace la plus grande en comparaison aux autres noyaux dans la gamme en énergie neutron allant de 1 keV à 1 MeV, qui est la gamme de fonctionnement du détecteur μTPC . La section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène est très bien connue depuis les années 1960 [10]. Une équation permet d'estimer la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène avec une précision inférieure à 2% en-dessous de 1 MeV [11] :

$$\sigma_{np}(E_n) = \frac{11,010}{E_n + 4041} + \frac{2387}{E_n + 135,5} \quad \text{Equation 2.14}$$

Dans le référentiel du centre de masse et pour la gamme en énergie considérée, la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hydrogène est isotrope. La distribution en énergie des protons de recul issus de la diffusion élastique est donc théoriquement un simple rectangle allant de 0 ($\theta_{np} = 90^\circ$) à E_n ($\theta_{np} = 0^\circ$).

Autour de 1 MeV, le parcours des protons peut être très grand, comparé à des noyaux plus lourds, et cela peut gêner leur détection s'ils sortent du système. Ainsi certains systèmes de détection se basent sur l'hélium comme noyau de recul. Dans ce cas l'énergie maximum transférée au noyau d'hélium (i.e. un α) correspond à $\sim 2/3$ de E_n (cf. Tableau 1). L'énergie et le parcours des α de recul sont donc plus faibles que ceux des protons. Cette réaction est intéressante autour de 1 MeV car sa section efficace présente un maximum local ($\sigma_{n\alpha}(1,12 \text{ MeV}) \sim 7,6$ barns) et elle devient supérieure à celle de l'hydrogène ($\sigma_{np}(1 \text{ MeV}) \sim 4$ barns). Cependant la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur l'hélium est anisotrope pour des énergies neutrons supérieures à quelques keV. La distribution des α de recul sera donc plus complexe à analyser que dans le cas des protons de recul.

2.1.3.2 Interaction des photons

Les photons ne font pas l'objet de ce travail mais le détecteur étudié étant soumis à des rayonnements γ (cf. paragraphe 7.1.2) et étalonné à l'aide de rayons X (cf. paragraphe 5.2), il est nécessaire de connaître l'interaction de ces particules avec la matière. Comme les neutrons, les photons sont des rayonnements indirectement ionisants car ils sont électriquement neutres. Leur interaction avec la matière est aussi caractérisée par une section efficace σ .

Les interactions mises en jeu dépendent de l'énergie des photons et du numéro atomique Z de l'élément. A basse énergie et jusqu'à quelques dizaines de keV, le mécanisme dominant est l'effet photoélectrique. De quelques dizaines de keV à quelques MeV, l'effet Compton devient prédominant. Au-delà de quelques MeV, la création de paires devient l'interaction la plus probable.

Un exemple de coefficient d'atténuation massique en fonction de l'énergie des photons est donné sur la Figure 8. Le coefficient d'atténuation massique μ_m (en $\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$) est défini à partir de la masse volumique du milieu ρ (en $\text{g}.\text{cm}^{-3}$) : $\mu_m = \sigma \cdot N / \rho$. Ainsi ce graphe illustre la probabilité de chacune des interactions dans un mélange $\text{iC}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$, utilisé dans le détecteur μTPC . Ces données ont été calculées à partir de la base de données XCOM [12].

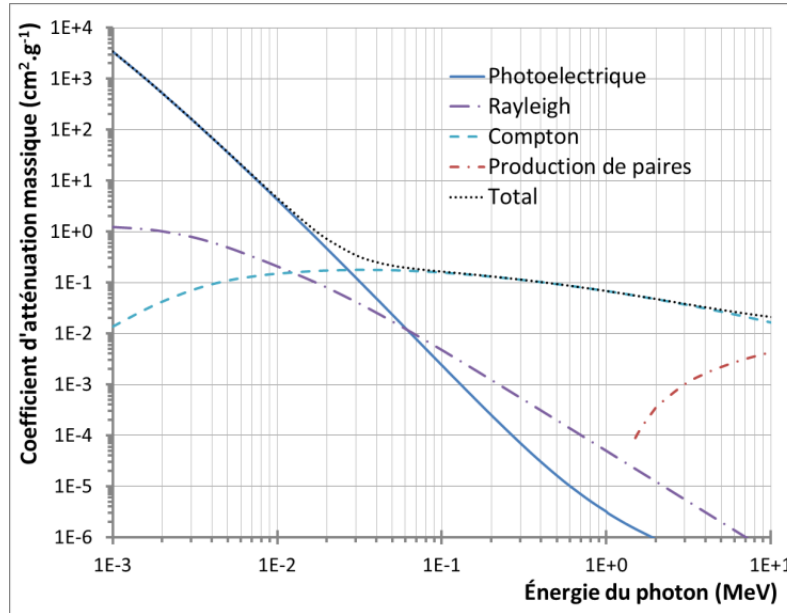


Figure 8. Coefficient d'atténuation massique des photons en fonction de leur énergie dans $\text{iC}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$ calculé à l'aide du code XCOM [12].

Effet photoélectrique

Cet effet est prédominant pour les rayons X, utilisés lors de l'étalonnage du détecteur μTPC (cf. paragraphe 5.2), il est donc important de l'étudier en détail. L'effet photoélectrique correspond à l'absorption d'un photon par le cortège électronique d'un atome. Un photoélectron est alors éjecté d'une couche du cortège électronique. Les interactions ont souvent lieu avec la couche K du cortège électronique pour des énergies photon de quelques keV [13]. Dans tous les cas l'énergie du photon E_γ doit être supérieure ou égale à l'énergie de liaison de la couche, notée E_l , pour que l'interaction ait lieu. L'énergie cinétique transférée à l'électron E_e est donnée par l'équation :

$$E_e = E_\gamma - E_l \quad \text{Equation 2.15}$$

La molécule excitée retourne ensuite à son état fondamental via un réarrangement de son cortège électronique selon un de ces deux phénomènes :

- La fluorescence, un électron d'une couche supérieure avec une énergie de liaison E_l' ($E_l' < E_l$) passe dans la couche inférieure, où le photoélectron vient d'être éjecté, et un photon d'énergie $E_l - E_l'$ est émis. La proportion de désexcitation via la fluorescence (i.e. *fluorescence yield*) augmente avec le numéro atomique, comme le montre le graphe (a) de la Figure 9 pour les couches électroniques K et L [13][14].
- L'effet Auger, un électron Auger est émis avec une énergie cinétique E_i , après un réarrangement mêlant plusieurs électrons des couches inférieures.

L'énergie de liaison des électrons dépend du numéro atomique de l'élément comme le montre le graphe (b) de la Figure 9 [13][14]. L'énergie de liaison étant de quelques centaines d'électronvolts (cf. Figure 9), elle ne peut pas être négligée lors de l'estimation de l'énergie cinétique des photoélectrons pour des énergies de quelques keV. Dans le mélange gazeux $\text{iC}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$, utilisé dans le détecteur

μTPC, l'interaction des photons a lieu avec des éléments légers ($Z < 10$) donc la désexcitation par effet Auger prédomine (cf. Figure 9).

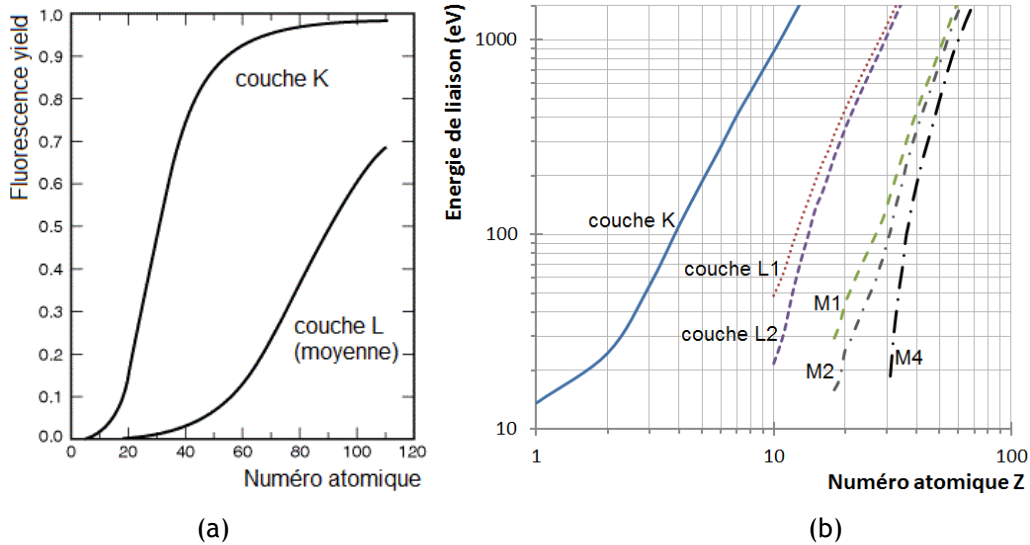


Figure 9. A gauche, proportion de désexcitation via la fluorescence (i.e. fluorescence yield) en fonction du numéro atomique [14]. A droite, énergie de liaison des électrons en fonction du numéro atomique obtenue avec les données tabulées du LBL [14].

Effet Compton

Quand l'énergie du photon est comprise entre quelques dizaines de keV et quelques MeV, l'interaction la plus probable avec la matière est l'effet Compton. Cet effet intervient dans le détecteur μTPC lors de l'interaction des rayonnements γ. Le photon incident, d'énergie $E_{\gamma 0}$, est diffusé par un électron des couches extérieures du noyau (i.e. peu liées au noyau). Le photon est dévié de sa trajectoire d'un angle θ_γ et une partie de son énergie est transférée à l'électron. En supposant que l'électron de masse m_e (avec $m_e c^2 = 511$ keV) est libre et au repos, l'énergie du photon E_γ peut être calculée par la formule suivante [1] :

$$E_\gamma = \frac{E_{\gamma 0}}{1 + \frac{E_{\gamma 0}(1 - \cos \theta_\gamma)}{m_e c^2}} \quad \text{Equation 2.16}$$

L'énergie transférée à l'électron est égale à $E_\gamma - E_{\gamma 0}$. Ainsi selon l'angle de diffusion du photon, l'énergie transférée à l'électron pourra varier de 0 à $E_{\gamma 0} / (1 + m_e c^2 / E_{\gamma 0})$. La formule de Klein-Nishina [1] permet de calculer la section efficace différentielle de la diffusion Compton, afin d'obtenir la distribution angulaire des photons diffusés.

Création de paires

La création de paires e^+ / e^- à partir d'un photon n'est possible qu'à partir d'un seuil de 1,022 MeV, correspondant à deux fois la masse d'un électron. Cependant la probabilité d'une telle interaction reste très faible jusqu'à plusieurs MeV (cf. Figure 8). Si l'énergie du photon est supérieure à 1,022 MeV, l'excès d'énergie est transféré au positron et à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Une fois que le positron est ralenti par la matière, le positron va s'annihiler avec un électron pour produire deux photons caractéristiques de l'annihilation.

Autres réactions

D'autres réactions existent comme la diffusion Thomson, la diffusion Rayleigh ou la photoproduction nucléaire. Les réactions de diffusion concernent les photons de basse énergie et sont minoritaire par rapport aux interactions présentées précédemment. Pour ces réactions de diffusion, un photon est diffusé mais il ne perd pas d'énergie. Les réactions de photoproduction nucléaire telles que (γ , p) ou

(γ , n) concernent des photons de hautes énergie ($E_\gamma > 10$ MeV) et leur probabilité sont très faibles car la probabilité d'interaction avec un noyau est $\sim 10^5$ fois plus faible que celle d'interaction avec un atome.

2.1.3.3 Interaction des particules chargées

Le détecteur μ TPC est sensible à la perte d'énergie des particules chargées dans son volume actif. Les interactions des particules chargées doivent donc être étudiées afin de connaître les différents mécanismes de perte d'énergie.

Contrairement aux neutrons ou aux photons, les particules chargées interagissent en continu avec la matière via l'intermédiaire des forces coulombiennes. Cette interaction est caractérisée par la perte d'énergie cinétique dE de la particule pour un parcours dX dans la matière, appelée pouvoir d'arrêt linéique : S [MeV.cm^{-1}] = $-dE/dX$. Ce pouvoir d'arrêt linéique peut s'exprimer en fonction de trois interactions [16] :

$$\frac{dE}{dX} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{el} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{nuc} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{rad} \quad \text{Equation 2.17}$$

$(dE/dX)_{el}$ est le pouvoir d'arrêt électronique (ou pouvoir d'arrêt par collision), qui est dû aux collisions Coulombiennes inélastiques de la particule avec les électrons des atomes. Ce pouvoir d'arrêt électronique est responsable de l'ionisation ou de l'excitation des atomes [18]. $(dE/dX)_{nuc}$ est le pouvoir d'arrêt nucléaire, qui représente les collisions Coulombiennes élastiques entre la particule et le noyau des atomes. Ce pouvoir d'arrêt est responsable du transfert d'énergie cinétique au noyau des atomes [18]. Enfin, $(dE/dX)_{rad}$ est le pouvoir d'arrêt radiatif, qui correspond au ralentissement via l'émission d'un rayonnement de freinage (i.e. *Bremsstrahlung*) au voisinage du champ électrique d'un noyau ou d'un électron. Afin de ne considérer que la nature de la cible et de réduire l'influence de sa densité [16], le pouvoir d'arrêt linéique est souvent divisé par la masse volumique ρ du matériau pour obtenir le pouvoir d'arrêt massique en $\text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$, noté S/ρ . Dans la suite, il conviendra de séparer l'interaction des particules chargées lourdes (e.g. les ions) de celle des électrons car les modèles physiques utilisés sont différents.

Perte d'énergie des ions

L'interaction des ions avec la matière doit être approfondie car des ions sont produits dans le détecteur μ TPC, grâce à l'interaction des neutrons dans le volume actif du détecteur. La perte d'énergie des ions a été modélisée dans les années 1930 par Bethe et Bloch. L'équation initiale de Beth-Bloch permet d'estimer le pouvoir d'arrêt des ions pour une énergie supérieure à 1 MeV/nucléon [15] :

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z_2}{m_e v^2} Z_1^2 \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln \left(1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right) - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \quad \text{Equation 2.18}$$

Avec,

Z_1 et Z_2 le numéro atomique de la particule et de la cible respectivement,

c et v la vitesse de la lumière et de la particule respectivement,

m et m_e la masse de la particule et d'un électron respectivement,

e la charge d'un électron,

$\langle I \rangle$ le potentiel moyen d'excitation d'un électron.

Cette équation a ensuite été améliorée par Fano [15]. Le terme « Shell Correction, C/Z_2 » a été inséré dans l'équation afin de corriger une condition de l'équation de Bethe-Bloch : la vitesse de la particule doit être largement supérieure à celle d'un électron lié au noyau. Ce terme a ainsi permis de corriger jusqu'à 6% le pouvoir d'arrêt des protons entre 1 MeV et 100 MeV. Un autre terme « Density Effect, $\delta/2$ » a aussi été utilisé pour corriger des effets de polarisation de la cible, qui devient significatif lorsque l'énergie de la particule dépasse son énergie de masse ($M_{\text{proton}} = 938$ MeV) [15]. L'équation 2.18 devient alors (en posant $B = v/c$) :

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z_2}{m_e v^2} Z_1^2 \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{\langle I \rangle} \right) - \ln \left(1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right) - \left(\frac{v}{c} \right)^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right] \quad \text{Equation 2.19}$$

D'autres corrections existent [15][17] mais ne seront pas détaillées ici. Lorsque l'énergie cinétique des ions est faible (inférieure à ~1 MeV/nucléon), les ions peuvent capter des électrons de la cible et ainsi neutraliser partiellement leur charge. Cependant, la formule de Bethe-Bloch nécessite une charge constante. Une charge effective Z_1^* a donc été estimée à partir de la vitesse de la particule v_1 et de la vitesse de Bohr v_0 ($= e^2/\hbar = 25$ keV/nucléon) :

$$\frac{Z_1^*}{Z_1} = 1 - \exp \left(\frac{-v_1}{v_0 Z_1^{2/3}} \right) \quad \text{Equation 2.20}$$

Cette charge effective peut être utilisée pour des ions lourds mais elle donne des résultats peu précis pour le pouvoir d'arrêt des ions légers [15]. Ainsi la théorie de Bethe-Bloch peut être utilisée seulement à partir de ~1 MeV/nucléon pour des ions légers [15][17]. Au-delà de 1 MeV, le pouvoir d'arrêt nucléaire peut être négligé donc le pouvoir d'arrêt total, dE/dX , peut être assimilé au pouvoir d'arrêt électronique.

Pour estimer le pouvoir d'arrêt des protons ou des alphas dans une large gamme en énergie (du keV au GeV), des programmes comme SRIM (i.e. *Stopping and Range of Ions in Matter*) [15] ou PSTAR et ASTAR [18] existent. Les bases de données PSTAR et ASTAR s'appuient sur la théorie décrite dans le rapport 49 de l'ICRU (i.e. *International Commission on Radiation Units and measurements*) [17]. Le pouvoir d'arrêt électronique est calculé par la formule de Bethe-Bloch pour les ions de haute énergie. Cette formule inclue les corrections explicitées précédemment : « *Shell Correction* », « *Density Effect* », ... Les valeurs de ces corrections et du potentiel moyen d'excitation d'un électron $\langle I \rangle$ sont données dans le rapport 37 de l'ICRU (1984), issu de données expérimentales et de modèles semi-empiriques. Pour les basses énergies, des formules ajustées aux données expérimentales sont utilisées. Pour les éléments ne disposant d'aucune donnée expérimentale, une interpolation des données est réalisée à partir des pouvoirs d'arrêt et des numéros atomiques, avant l'ajustement par une formule empirique. Si aucune donnée n'existe pour un composé ou un mélange, la règle d'additivité de Bragg est utilisée, le pouvoir d'arrêt massique est calculé à partir d'une combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêt massiques et la fraction massique w de chaque élément :

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dX} = \sum_i w_i \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dX} \right)_i \quad \text{Equation 2.21}$$

Pour les hautes énergies, les incertitudes sur le pouvoir d'arrêt électronique sont estimées d'après l'ICRU 49 [17][18] à 1-2% pour des éléments et 1-4% pour des composés. Pour les basses énergies, elles sont évaluées entre 2% et 5% à 1 MeV, 5% et 10% à 100 keV et 10% à 15% à 1 keV.

Le code SRIM est un des codes de calculs Monte Carlo les plus reconnus et les plus précis pour le calcul des pouvoirs d'arrêt [19]. Ce code utilise des méthodes différentes comme l'approche CAB (i.e. *Core and Bound*), pour le calcul du pouvoir d'arrêt dans des composés. L'approche CAB suggère que le pouvoir d'arrêt des composés peut être estimé à partir du pouvoir d'arrêt des noyaux, calculé par la règle de Bragg, auquel le pouvoir d'arrêt des électrons de liaison est ajouté. Cette théorie a été utilisée car la règle de Bragg conduit à surestimer le pouvoir d'arrêt, par exemple c'est le cas pour le pouvoir d'arrêt des protons dans de l'eau [15]. Toute la théorie utilisée par SRIM pour prédire le pouvoir d'arrêt des ions est décrites en détail dans la référence [15]. SRIM se base principalement sur des valeurs tabulées de la section efficace d'arrêt pour des énergies inférieures à 25 keV/nucléons, à partir desquelles le pouvoir d'arrêt dans différents éléments peut être calculé, et sur des lois semi-empiriques liées à la vitesse de l'ion incident. L'erreur sur l'estimation du pouvoir d'arrêt donné par le code SRIM 2011 a été évaluée à 4,6% sur plus de 25000 points expérimentaux.

Un exemple de pouvoir d'arrêt des protons dans du méthane, estimé par SRIM, est donnée sur le graphe (a) de la Figure 10. Le pouvoir d'arrêt nucléaire est effectivement négligeable à haute énergie ($E > 1$ MeV). Le graphe (b) de la Figure 10 montre l'écart entre le pouvoir d'arrêt donné par PSTAR et celui de SRIM pour des énergies inférieures à 200 keV. PSTAR ne permettant pas d'estimer le pouvoir d'arrêt des protons dans l'isobutane (iC_4H_{10}), utilisé dans le détecteur μ TPC faisant l'objet de cette

thèse, le méthane a été utilisé car il s'agit également d'un alcane. Cette comparaison montre les différences qui existent entre les modèles à basse énergie, l'écart maximum est de 11% pour le pouvoir d'arrêt électronique, et 24% pour le pouvoir d'arrêt nucléaire. Cependant ces écarts restent acceptables si les incertitudes sur le pouvoir d'arrêt, données précédemment, sont prises en compte. L'écart calculé pour le pouvoir d'arrêt électronique présente un décrochement à 10 keV car PSTAR change de modèle à cette énergie [17].

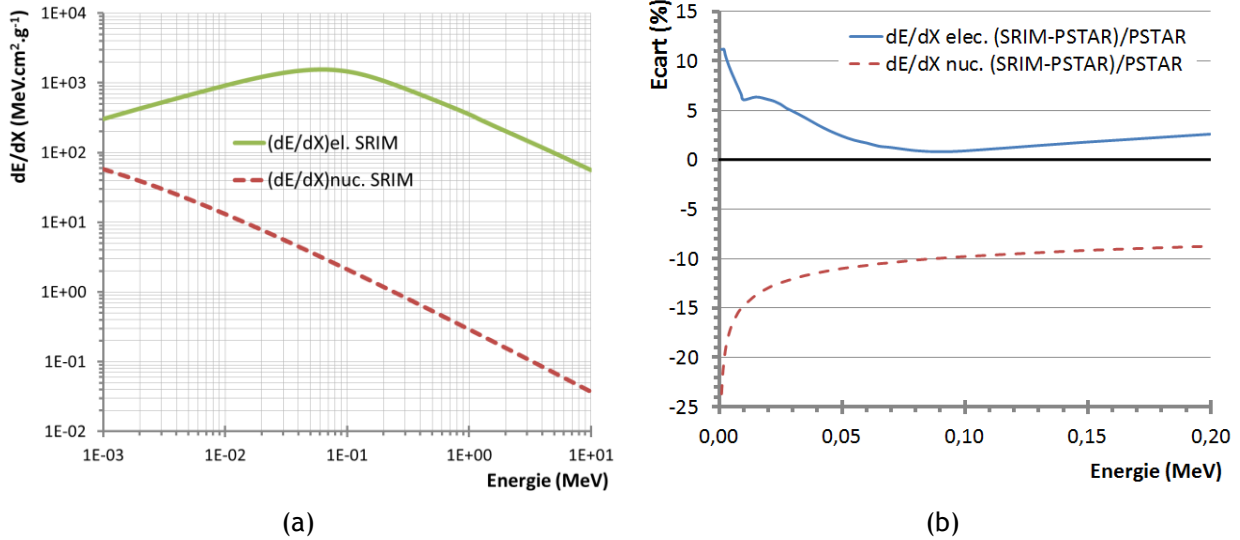


Figure 10. A gauche, pouvoir d'arrêt des protons dans du méthane (CH_4) estimé par SRIM. A droite, écart entre le pouvoir d'arrêt des protons dans du méthane donné par SRIM et celui donné par PSTAR.

Perte d'énergie des électrons

L'interaction des électrons doit être considérée car des électrons, issus de l'interaction photoélectrique des rayons X avec la matière, sont utilisés pour l'étalonnage du détecteur (cf. paragraphe 5.2). L'étude de ces interactions permettra aussi la discrimination entre les électrons et les ions dans le détecteur μTPC .

Le calcul du pouvoir d'arrêt des électrons est différent de ceux des ions du fait de leur faible masse ($M_{\text{électron}} = 0.511 \text{ MeV} \ll M_{\text{proton}} = 938 \text{ MeV}$). Le parcours des électrons sera plus chaotique du fait de leur interaction avec des particules de masse identique (i.e. les électrons de l'atome) ou supérieure (i.e. le noyau de l'atome) [1].

Le pouvoir d'arrêt électronique des électrons a été calculé par Bethe [1]. L'équation permettant de faire ce calcul est issu du rapport 37 de l'ICRU [20], détaillant l'ensemble des pouvoirs d'arrêt des électrons et des positrons :

$$\frac{S_{el}}{\rho} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2}{u} \frac{1}{\beta^2} \frac{Z_2}{A} \left[\ln \left(\left(\frac{E}{\langle I \rangle} \right)^2 \right) + \ln \left(1 + \frac{\tau}{2} \right) + (1 - \beta^2) \left[1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \ln(2) \right] - \delta \right] \quad \text{Equation 2.22}$$

Avec,

E , m_e , r_e , l'énergie, la masse et le rayon classique de l'électron respectivement,

$u = 1,6605655 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ est l'unité de masse atomique,

A est la masse atomique relative de la cible,

Z_2 est le numéro atomique de la cible,

$\langle I \rangle$ est le potentiel moyen d'excitation du milieu,

$\beta = v/c$ où v et c sont la vitesse de l'électron et celle de la lumière respectivement,

$$\tau = E/m_e c^2,$$

δ est un facteur correctif de « Density Effect » décrit précédemment.

Cette équation peut être utilisée pour des énergies supérieures à 10 keV. L'ICRU 37 détaille également différentes méthodes pour estimer l'énergie moyenne d'excitation du milieu $\langle I \rangle$ et le terme de « Density Effect ».

Les électrons peuvent aussi perdre de l'énergie via un rayonnement de freinage (i.e. Bremsstrahlung) [1] :

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dX} \right)_{rad} = \frac{1}{uA} \frac{4\alpha Z(1+Z)e^4 \tau}{m_e c^2} \left(\ln(2\tau) - \frac{1}{3} \right) \quad \text{Equation 2.23}$$

Toutes les variables ont été définies précédemment sauf α ($= 1/137$) qui est la constante de structure fine [1]. Ce rayonnement de freinage devient significatif seulement pour des électrons de haute énergie et des matériaux avec un grand numéro atomique (cf. Figure 11).

Le code ESTAR [18] permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt des électrons pour des composés prédéfinis ou des mélanges définis par l'utilisateur. Le calcul des pouvoirs d'arrêt est effectué à partir de la théorie de Bethe. Les valeurs de l'énergie moyenne d'excitation sont celles définies par l'ICRU 37 [20] mais elles sont modifiables par l'utilisateur. Les incertitudes sur le pouvoir d'arrêt électronique sont données par l'ICRU 37 [20] :

- Au-delà de 100 keV entre 1% et 2%,
- de 10 keV à 100 keV entre 2% et 3% pour des cibles avec un Z faible, ou 5% et 10% pour des cibles avec un Z important,

Lorsque la vitesse des électrons incidents est suffisamment faible, elle devient comparable à celle des électrons liés aux atomes, dans ce cas la prise en compte d'une correction telle que la « shell correction » est nécessaire. ESTAR utilisant la formule de Beth, sans prise en compte du terme de « shell correction », l'erreur commise devient plus importante à basse énergie conduisant à une augmentation des incertitudes associées. Ainsi, en deçà de 10 keV, ESTAR surestime le pouvoir d'arrêt électronique, allant jusqu'à 10% à 1 keV [20]. La limite de fonctionnement d'ESTAR est de 1 keV.

Le pouvoir d'arrêt radiatif est évalué dans ESTAR à partir d'une combinaison de sections efficaces de *bremsstrahlung* théoriques :

- En dessous de 2 MeV, ESTAR utilise des résultats numériques tabulés. Les incertitudes sur le pouvoir d'arrêt radiatif sont évaluées à 5%.
- Entre 2 MeV et 50 MeV les sections efficaces sont interpolées ce qui donne une incertitude entre 2% et 5%.
- Au-delà de 50 MeV des formules analytiques sont utilisées pour estimer ces sections efficaces, l'incertitude associée sur le pouvoir d'arrêt radiatif est de 2%.

Sur le graphe (a) de la Figure 11, les calculs ESTAR ont été réalisés pour un mélange gazeux utilisé dans le détecteur μ TPC : $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$. Sur cette figure, en dessous de 1 MeV le pouvoir d'arrêt radiatif est négligeable.

Afin d'appliquer à un cas réaliste le calcul des pouvoirs d'arrêt et de comparer le pouvoir d'arrêt des protons à celui des électrons, les calculs ont été réalisés pour le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ et les résultats sont donnés sur le graphe (b) de la Figure 11. En ce qui concerne les protons, le code SRIM a été utilisé ; pour les électrons, les valeurs proviennent d'ESTAR. Rappelons qu'en deçà de 10 keV, ESTAR n'évalue pas correctement le pouvoir d'arrêt des électrons. En revanche au-delà de 10 keV, le pouvoir d'arrêt des électrons est au moins un ordre de grandeur inférieur à celui des protons. Cette différence de parcours pourra être mise à profit pour tenter de discriminer les protons, issus des neutrons, et les électrons, venant des rayons X et γ .

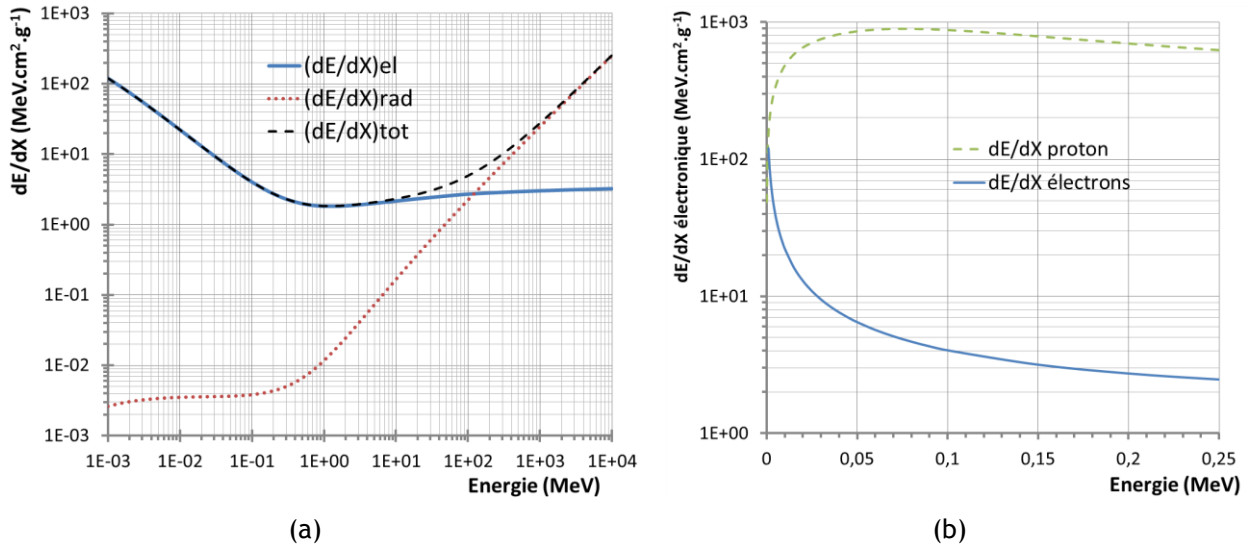


Figure 11. A gauche, pouvoirs d'arrêt des électrons évalués par ESTAR dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$. A droite, comparaison du pouvoir d'arrêt électronique des protons, estimé par SRIM, et des électrons, évalué par ESTAR dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$.

Straggling en énergie

Les interactions des particules chargées avec la matière répondent à des lois stochastiques. Le pouvoir d'arrêt des particules exprime donc une perte d'énergie moyenne pour un parcours Δx dans le milieu absorbeur. Bohr a établi en 1948 que la perte d'énergie des particules ΔE , sur un long parcours Δx , peut être représentée par une distribution gaussienne, de moyenne ΔE_{moyen} (i.e. égale à $S_e^* \Delta x$) et d'écart-type σ_E dans le cas d'un absorbeur épais [15][17] :

$$F(\Delta E, \Delta X) = (\sigma_E \sqrt{2\pi})^{-1} * \exp \left[-(\Delta E - \Delta E_{moyen})^2 / (2\sigma_E^2) \right] \quad \text{Equation 2.24}$$

Avec,

$$\sigma_E^2 = 2\pi r_e^2 m_e c^2 z^2 N Z \Delta x W_{max} / \beta^2 \quad \text{Equation 2.25}$$

$$\text{et } W_{max} = 0.30058 \frac{m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \left[1 + \frac{2m_e}{m(1 - \beta^2)} + \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 \right]^{-1} \quad \text{Equation 2.26}$$

Où,

z est le nombre de charge de la particule incidente,

les autres variables ont été définies précédemment pour les équations 2.18 et 2.22.

Cette équation est une approximation valable de la perte d'énergie si deux conditions sont remplies [17] :

- σ_E est plus grand que la perte d'énergie maximum dans une collision W_{max} ,
- ΔE_{moyen} doit être faible comparé à l'énergie cinétique initiale de la particule.

Dans le cas où la perte d'énergie est importante comparée à l'énergie initiale, ΔE_{moyen} doit être calculée à partir d'une intégrale sur le parcours. Cependant lorsque la perte d'énergie atteint 80% de l'énergie cinétique initiale, la distribution ne peut plus être considérée comme étant une gaussienne. A basse énergie (i.e. $E < 1$ MeV) l'écart-type de la distribution doit être déterminée de manière expérimentale ou suivant une théorie différente de celle de Bethe-Bloch (e.g. le modèle du gaz d'électrons libres). Dans le cas de SRIM, le *straggling* en dessous de 25 keV/nucléons est estimé par la méthode de Firsov [15] en le considérant proportionnel à l'énergie des particules incidentes jusqu'à retrouver le modèle de Bohr.

La notion d'absorbeur fin ou épais dépend du parcours de la particule dans ce milieu, il est caractérisé par un facteur κ , représentant grossièrement le nombre de collisions sur le parcours Δx [15] :

$$\kappa = \frac{\xi}{W_{max}} \quad \text{et} \quad \xi = 0,30058 \frac{m_e c^2 Z_2}{\beta^2 A} \Delta x \quad \text{Equation 2.27}$$

Lorsque $\kappa \gg 1$, l'absorbeur est considéré comme épais et la théorie de Bohr peut être utilisée. Dans le cas où $\kappa < 1$, l'absorbeur est considéré comme fin et la distribution de la perte d'énergie n'est plus gaussienne. Les travaux de Landau et Vavilov ont montré qu'alors la distribution de la perte d'énergie était fortement asymétrique avec une queue à haute énergie. Cette distribution ne peut s'exprimer analytiquement mais des méthodes numériques (e.g. Monte Carlo) permettent de l'estimer à partir d'une fonction donnée dans [15] et [17], dépendant de κ , de β et de la valeur la plus probable pour la perte d'énergie λ .

Parcours des particules chargées

Le parcours moyen R des particules correspondant à une perte d'énergie, E_0 - E_f , peut être calculé en intégrant le pouvoir d'arrêt entre ces deux énergies [17] :

$$R(E_0 \rightarrow E_f) = - \int_{E_0}^{E_f} \left[\left(\frac{dE}{dX} \right)_{el} + \left(\frac{dE}{dX} \right)_{nuc} \right]^{-1} dE \quad \text{Equation 2.28}$$

Ce calcul suppose le ralentissement continu de la particule lors de son parcours, appelé CSDA (i.e. *Continuous Slowing-Down Approximation*). Cette équation pose problème lorsque le ralentissement s'effectue jusqu'à ce que la particule soit au repos, car le pouvoir d'arrêt à basse énergie est mal connu. Pour des ions d'énergie inférieure à 1 keV, le pouvoir d'arrêt électronique peut être évalué proportionnellement à $E^{0,5}$. Le pouvoir d'arrêt nucléaire peut être estimé à partir de valeurs tabulées [17] ou par des calculs de mécanique classique [18].

Du fait des déviations angulaires que peut subir la particule lors de son parcours, le parcours R de la particule représente une grandeur plus grande que sa profondeur de pénétration dans le milieu. Pour connaître la profondeur de pénétration de la particule, il faut calculer le parcours projeté R_p . Comme il n'existe pas de formule analytique simple pour calculer le parcours projeté, des méthodes itératives [15] ou des codes de transport de particule [18] peuvent être utilisés. Les parcours projeté de plusieurs ions a été calculé (cf. Figure 12) dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar absolu, utilisé dans le détecteur μTPC . Ce calcul a été effectué à l'aide du code SRIM [15]. La Figure 12 montre que le parcours projeté permet de discriminer différents ions en fonction de leur parcours pour une même énergie cinétique.

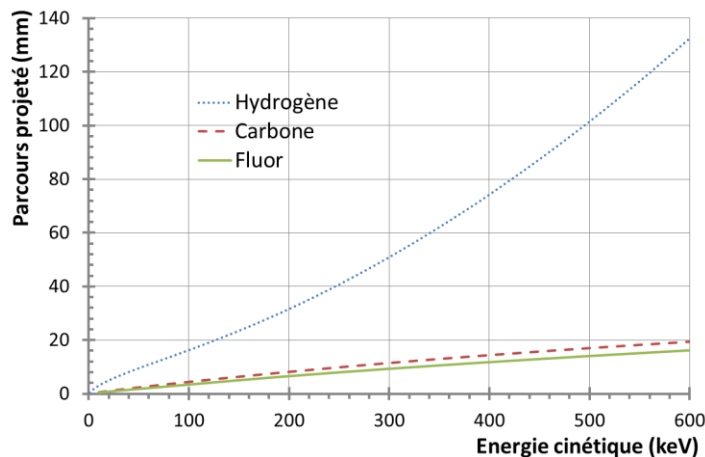


Figure 12. Parcours projeté des noyaux d'hydrogène, de carbones et de fluor évalué par SRIM [15], dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar absolu.

2.1.3.4 Ionisation des gaz

Dans cette partie nous nous intéressons au processus d'ionisation qui sert à évaluer le transfert d'énergie dans les gaz. En effet les électrons d'ionisation vont nous permettre de mesurer l'énergie perdue par les ions, issus de l'interaction des neutrons dans le détecteur. L'énergie d'ionisation étant inférieure à l'énergie cinétique des ions, une correction (i.e. facteur de *quenching* en ionisation) devra être appliquée aux mesures afin d'obtenir une reconstruction non-biaisée de l'énergie cinétique des ions avec le détecteur μ TPC (cf. paragraphe 5.3). Dans cette partie nous proposons d'étudier le phénomène d'ionisation et d'expliquer l'origine de la différence entre l'énergie d'ionisation et l'énergie cinétique des ions.

Création des paires électron-ion

Lorsque la particule interagit avec les électrons des atomes du gaz (i.e. via son pouvoir d'arrêt électronique), une partie de son énergie est transférée aux électrons de l'atome. Si l'énergie transférée est suffisante une paire électron-ion sera formée, il s'agit de l'ionisation primaire. La perte d'énergie moyenne dans un gaz pour former une paire électron-ion, W_i (utilisé principalement en physique médicale), est définie comme le quotient de E par N_e , où N_e est le nombre moyen de paires électron-ion formées pour atteindre la dissipation complète dans le gaz de l'énergie cinétique initiale E d'une particule chargée, elle s'exprime en eV [16] :

$$W_i = \frac{E}{N_e} \quad \text{Equation 2.29}$$

Pour une énergie cinétique E donnée, ce facteur permet d'estimer le nombre de paires électron-ion produites. En supposant que W_i est constant, la mesure de la charge issue de l'ionisation primaire permet de remonter à l'énergie cinétique initiale E de la particule. Dans un gaz, W_i dépend linéairement du numéro atomique moyen [13]. Ainsi pour des mélanges gazeux, le coefficient $W_i^{\text{mélange}}$ peut être estimé à partir d'une combinaison linéaire du coefficient W_i et de la proportion x_i de chaque gaz.

La perte d'énergie moyenne dans un gaz s'estime à partir d'un comptage du nombre de paires électron-ion créées pour une énergie cinétique donnée. La probabilité $P_n^{N_e}$ de créer n paires électron-ion à partir d'une énergie E peut donc être modélisée par une loi de Poisson [1][13] :

$$P_n^{N_e} = \frac{(N_e)^n}{n!} e^{-N_e} \quad \text{Equation 2.30}$$

La variance issue de cette fluctuation statistique ne correspond pas à celle qui a été observée expérimentalement. Ainsi le facteur de Fano F a été déterminé de manière empirique afin de multiplier la variance théorique (i.e. N_e) par ce facteur pour retrouver les valeurs expérimentales. Dans les gaz, les fluctuations observées sont plus faibles que celles prédites par la loi de Poisson donc F est inférieur à 1 [1].

Dépendance énergétique de W_i

Dans certain cas, lorsque la vitesse de la particule est proche de celle des électrons de valence des atomes, l'hypothèse de W_i constant ne peut s'appliquer. Ce facteur dépend alors de l'énergie de la particule incidente. C'est pourquoi l'ICRU [16] définit une grandeur différentielle, w_i , pour W_i :

$$w_i = \frac{dE}{dN_e} \text{ et } W_i(E) = \frac{E}{\int_I^E dT/w_i(T)} \quad \text{Equation 2.31}$$

Où I est le plus faible potentiel d'ionisation du milieu et T est l'énergie cinétique instantanée de la particule chargée lors de son ralentissement. La dépendance énergétique de W_i est causée principalement par deux phénomènes :

- La dépendance en énergie des sections efficaces d'ionisation ou d'excitation du milieu, qui devient significative à basse énergie.
- Du fait de la diffusion nucléaire des ions, une partie de l'énergie cinétique de la particule peut être transférée au noyau des atomes, ne conduisant pas à d'autre ionisation.

A haute énergie, W_i ne présente pas de dépendance en énergie car la compétition entre les phénomènes d'excitation et d'ionisation est indépendante de l'énergie et la diffusion nucléaire des ions est négligeable. Pour calculer l'énergie perdue par ionisation, l'énergie transférée aux noyaux par diffusion nucléaire peut être calculée de manière analytique. Cependant il faut ensuite connaître la répartition des pertes d'énergie en excitation et ionisation, qui est plus difficile à estimer.

Lorsque des ions d'énergie inférieure au MeV sont considérés, le facteur W_i doit être considéré comme dépendant de l'énergie des ions [47]. Au-delà de 1 MeV, W_i ne dépend que du gaz ou de la nature des ions lorsque des gaz comme H_2 ou des gaz rares sont considérés. Mais l'ajout d'un autre gaz (e.g. CH_4 dans de l'argon) peut engendrer une dépendance énergétique au-delà de 1 MeV. Expérimentalement, la dépendance de W_i avec la pression du gaz a également été observée. Dans les gaz, les données sont généralement données sans leurs incertitudes donc il est difficile d'estimer la dépendance en énergie de $W_i(E)$. Lorsque les incertitudes sont données, elles sont assez élevées dans le cas des protons de basse énergie. L'équation 2.32 déterminée de manière empirique [47] permet de calculer $W_i(E)$ pour les protons dans du CH_4 :

$$W_i(E) \approx \frac{w_0}{1 - 0,58/\sqrt{E[keV]}} \quad \text{Equation 2.32}$$

Cependant cette équation montre des différences importantes (i.e. jusqu'à 50%) avec d'autres données [47]. Pour les particules α ou les ions plus lourds, la dépendance en énergie de W_i est plus importante. Ainsi le $W_i(E)$ des protons ne peut être déterminé que grossièrement à partir de celui des alphas ou d'autres particules. Le rapport 31 de l'ICRU [47] fournit des données pour les particules α et des ions plus lourds dans quelques mélanges gazeux. Par exemple, la Figure 13 montre la dépendance en énergie de $W_i(E)$ déterminée expérimentalement pour des α dans du CH_4 et des ions plus lourds dans un mélange gazeux équivalent tissus. W_i augmente lorsque l'énergie cinétique des ions diminue. Pour une même perte d'énergie, les ions de basse énergie vont donc créer moins de paires électron-ion que des ions de même nature et d'énergie plus élevée. Des travaux plus récents ont permis la mesure de W_i des protons dans du H_2 ou des gaz équivalent tissus [48][49]. Pour les protons, la dépendance en énergie de $W_i(E)$ est plus faible dans ces gaz car W_i semble se stabiliser à partir de quelques dizaines de keV.

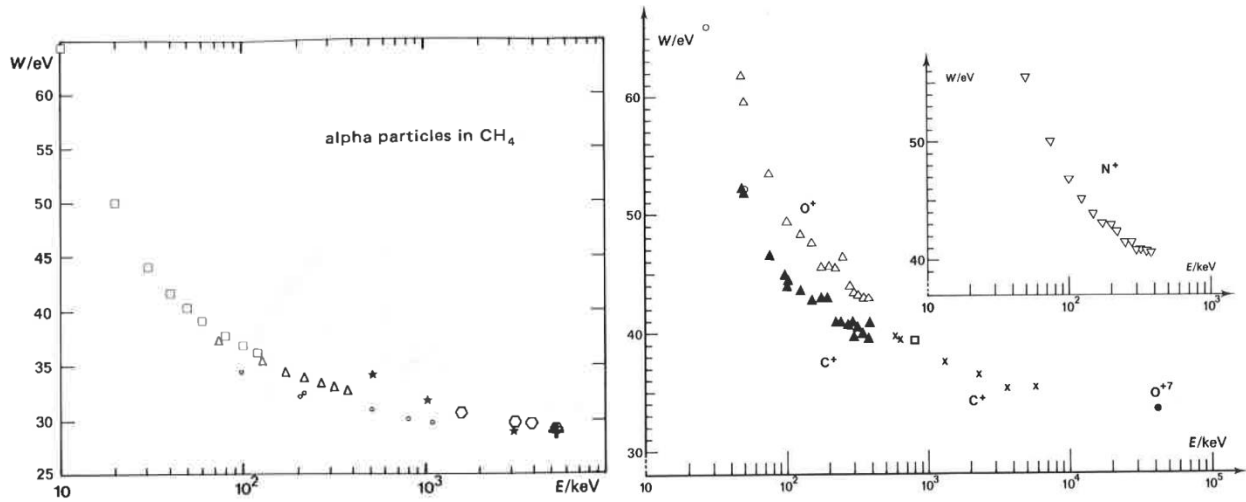


Figure 13. Données expérimentales de W pour des particules α dans du méthane (à gauche) et des ions lourds dans un gaz équivalent tissus (à droite). Le gaz équivalent tissus est composé de $\text{CH}_4 + 32,4\% \text{CO}_2 + 3,2\% \text{N}_2$. Les incertitudes sont inférieures à 4% [47].

Lorsque des électrons sont considérés, la dépendance en énergie de W_i doit également être étudiée. Une étude a été menée dans l'air sec, où une correction est parfois appliquée pour prendre en compte l'humidité [47]. Pour les électrons, le transfert d'énergie au noyau des atomes est négligeable car la diffusion nucléaire des électrons produit des reculs nucléaires de très faible énergie. Il y a donc seulement une compétition entre les phénomènes d'ionisation et d'excitation. Par exemple, la Figure 14 montre la dépendance en énergie de W_i pour des électrons dans un gaz équivalent tissus. Comme précédemment avec les ions, W_i augmente lorsque l'énergie cinétique des électrons diminue. Cependant W_i est quasiment constant à partir de quelques centaines d'eV, ce qui est bien inférieure aux quelques centaines de keV pour les ions (cf. Figure 13).

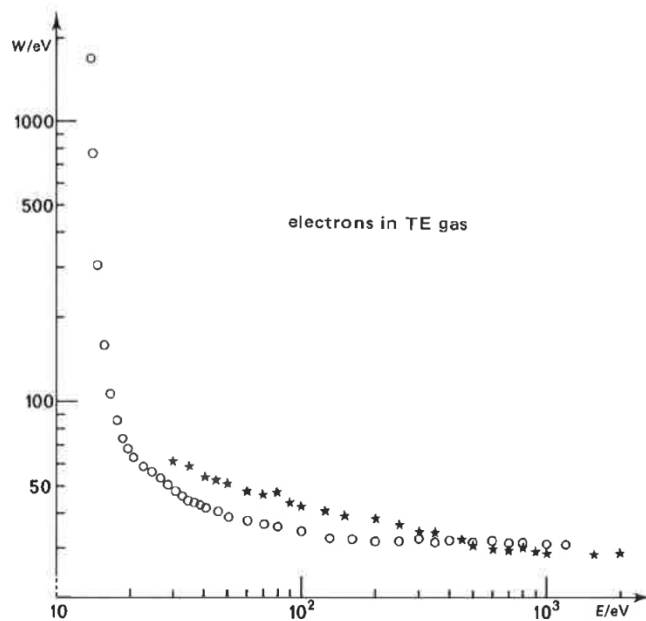


Figure 14. Données expérimentales sur W_i pour des électrons dans un gaz équivalent tissus [47]. Le gaz équivalent tissus est composé de $\text{CH}_4 + 32,0\% \text{CO}_2 + 3,6\% \text{N}_2$ pour les ronds et $\text{CH}_4 + 32,4\% \text{CO}_2 + 3,2\% \text{N}_2$ pour les étoiles. Les ronds ont une incertitude de 2% et les étoiles de 5% à 15%.

Mesure de l'énergie cinétique des ions

Dans le détecteur μTPC , l'énergie cinétique des particules est calculée à partir de la charge mesurée (i.e. nombre de paires électron-ion produites). Pour les ions, l'énergie cinétique est calculée en équivalent électron, c'est-à-dire que la charge mesurée pour les ions est associée à l'énergie cinétique

des électrons déposant la même charge. Or ce type d'étalonnage ne fonctionne que si W_i ne dépend pas de l'énergie des particules ni de la nature de la particule. En supposant que W_i des électrons et W_i des ions tendent vers la même valeur à haute énergie et que W_i ne présente pas de dépendance énergétique pour les électrons (valable si $E_c > 1$ keV), alors seul W_i associé aux ions augmente lorsque l'énergie cinétique des ions diminue (cf. Figure 13). Ainsi lorsque l'énergie des ions diminue, la charge mesurée pour des ions est plus faible que la charge mesurée pour des électrons de même énergie. L'énergie estimée est donc plus faible que celle attendue. L'énergie mesurée est l'énergie d'ionisation, associée à la mesure de la charge. L'énergie attendue est l'énergie cinétique de la particule. Une correction, appelé facteur de *quenching* en ionisation, doit donc être apportée pour estimer l'énergie cinétique des ions à partir de l'énergie d'ionisation (cf. paragraphe 5.3).

2.2 LA DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES

La détection des neutrons est effectuée indirectement via la détection des particules ionisantes issues d'une de ces réactions. Les méthodes de détection ont été classées selon le principe physique utilisé [1][4][21][22] :

- La détection des noyaux de recul : elle consiste à mesurer l'énergie cinétique des neutrons en mesurant l'énergie de particules chargées, mises en mouvement suite à la diffusion élastique du neutron, dans des milieux gazeux, liquides ou solides. C'est la méthode de détection par "noyaux de recul" [10][11][13][39][41].
- La détection par des réactions de fission : elle consiste à mesurer la fluence des neutrons via la détection des produits de fission. Les chambres à fission sont des chambres d'ionisation avec un dépôt fissile déposé sur l'anode. Ces chambres sont généralement utilisées auprès de réacteurs nucléaires. Elles sont peu utilisées en dehors de domaine des réacteurs car elles sont plus sensibles aux neutrons thermiques qu'aux neutrons de haute énergie. Il est difficile de remonter à l'énergie des neutrons à partir de ces chambres car les produits de fission sont générés avec plusieurs MeV d'énergie cinétique, il est donc difficile de les arrêter totalement dans un gaz. De plus, ces chambres contiennent des matériaux sensibles tels que le Pu-239 ou l'U-235 qui sont difficilement transportables.
- La détection par modération des neutrons : cette méthode consiste à ralentir les neutrons avant de les détecter. Ainsi les neutrons perdent de l'énergie dans un milieu modérateur puis ils sont capturés par un détecteur de neutrons thermiques. La distribution énergétique de la fluence neutronique est déterminée par la déconvolution des données obtenues par différents détecteurs, caractérisés par leurs fonctions de réponse. Le détecteur le plus connu utilisant cette méthode est le système multisphère (ou sphères de Bonner) [36].
- La méthode du temps de vol : elle consiste à mesurer l'énergie cinétique des neutrons en mesurant le temps de parcours des neutrons entre leur émission et leur détection, connaissant la distance entre la source et le détecteur [53]. Cependant cette méthode nécessite des conditions particulières d'irradiation.
- La méthode du bain de manganèse : elle consiste à mesurer le débit d'émission d'une source de neutrons de manière absolue. Cette mesure s'effectue en plongeant la source dans un bain de ^{55}Mn qui capture les neutrons incidents. Après la capture d'un neutron, le ^{56}Mn se désintègre alors par radioactivité β^- . En mesurant l'activité β^- à saturation du bain de manganèse, le débit d'émission de la source peut être calculé [55].
- La mesure de l'énergie cinétique des neutrons par les méthodes dites à seuil : l'énergie minimale du neutron est déduite par l'apparition d'un effet provoqué par la détection du neutron, comme l'émission d'un photon γ . Par exemple cette méthode est utilisée dans les détecteurs à bulles (i.e. superheated drop detectors) [56].

Ces méthodes permettent d'avoir un aperçu de la détection des neutrons mais elles ne donnent aucune indication quant aux performances des détecteurs, qui se basent sur chacune de ces méthodes. Un ensemble de détecteurs reprenant une partie de ces méthodes de détection a donc été étudié afin de comparer leurs performances pour la mesure de la distribution énergétique de la fluence neutronique, de l'énergie moyenne en fluence des neutrons et de la fluence neutronique.

2.2.1 ETUDE DES DETECTEURS DE NEUTRONS

2.2.1.1 Les détecteurs à scintillation

Les détecteurs à scintillation permettent de mesurer la distribution énergétique de la fluence neutronique. Dans le cas de sources de neutrons pulsées, la méthode par temps de vol peut être utilisée avec des scintillateurs pour mesurer l'énergie des neutrons selon une procédure primaire [39][40].

Ces détecteurs sont composés d'un matériau scintillant, qui émet de la lumière lorsque des particules chargées le traversent. Les neutrons ou les rayons γ traversant le matériau scintillant vont interagir par diffusion élastique ou par effet Compton, produisant respectivement des noyaux de recul et des électrons Compton. Ces particules chargées vont exciter le matériau scintillant lors de leur ralentissement, qui va émettre de la lumière pour se désexciter. Un photomultiplicateur couplé au scintillateur permet alors de mesurer l'intensité lumineuse, liée à l'énergie de la particule.

La fluorescence des scintillateurs diffère selon le pouvoir d'arrêt de la particule. Pour les pouvoirs d'arrêt important, le signal lumineux dure plus longtemps. Comme le pouvoir d'arrêt des électrons (issus des γ) est inférieur à celui des ions (issus des neutrons), une analyse des signaux peut être effectuée pour réaliser la discrimination γ /neutron via la durée du signal lumineux.

Ainsi les détecteurs à scintillation peuvent mesurer la distribution en énergie des noyaux de recul, issus de la diffusion élastique des neutrons. N'étant pas sensible à l'angle d'émission des noyaux, il nécessaire de connaître la réponse du détecteur en fonction de l'énergie neutron. Une déconvolution de la distribution en énergie des noyaux de recul permet alors de remonter à l'énergie des neutrons.

Conception des détecteurs

Pour détecter la lumière produite au sein du scintillateur, le milieu scintillant doit être transparent à la longueur d'onde émise. Il existe plusieurs types de scintillateurs remplissant cette condition [1][41][43] :

- Les scintillateurs inorganiques. Ces cristaux sont quasiment insensibles aux neutrons du fait de leurs composants lourds (Z élevé). Ils sont principalement utilisés pour les mesures photons.
- Les scintillateurs plastiques. Ils possèdent une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde. Ils sont très utilisés pour les mesures par la méthode du temps de vol.
- Les cristaux scintillateurs organiques (e.g. cristaux de stilbène). Leur réponse permet de réaliser une discrimination γ /neutron mais l'émission de lumière dépend de la direction des particules chargées par rapport à l'axe de symétrie du cristal. La direction incidente des neutrons influencent donc la réponse de ces détecteurs. Ils ne peuvent être utilisés que lorsque la position de la source est connue.
- Les scintillateurs organiques liquides (e.g. BC501A ou NE213). La réponse de ces scintillateurs ne dépend pas de l'incidence des neutrons et la discrimination γ /neutron est possible.

Compte tenu de leurs propriétés, les liquides scintillant sont couramment utilisés pour la spectrométrie neutron [22]. Pour que les ions soient complètement arrêtés dans ces détecteurs, la taille des détecteurs doit être plus grande que le parcours des ions. Si des photons jusqu'à 10 MeV et des neutrons jusqu'à 20 MeV doivent être détectés, la géométrie appropriée [41] est un cylindre de ~5 cm de hauteur et de diamètre. Ainsi la réponse du détecteur est quasi-constante quelle que soit l'énergie. La Figure 15 montre un exemple schématique de la géométrie d'un détecteur à liquide scintillant, similaire à celui utilisé au LMDN.

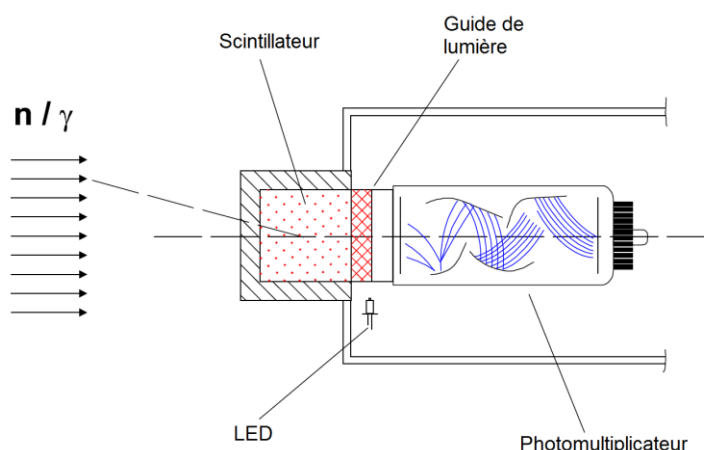


Figure 15. Schéma d'un détecteur à liquide scintillant (NE213) [42].

Analyse des signaux

Les temps de décroissance du signal lumineux dépendent de la nature de la particule, selon qu'elle soit plus ou moins ionisante. Un signal avec un temps de décroissance rapide (i.e. ~ 30 ns) ou lent (i.e. ~ 270 ns) est associé respectivement à un électron ou à un ion. Des circuits analogiques basés sur ces temps caractéristiques ont donc été développés pour la discrimination γ /neutron. L'analyse numérique est également réalisable et permet d'améliorer la résolution et le taux de comptage [41].

L'analyse de l'amplitude des signaux, issus de la lumière émise, conduit à une distribution comme celle présentée dans le graphe (a) de la Figure 16. L'émission de lumière est liée à l'énergie des noyaux de recul mais elle n'est pas linéaire avec l'énergie des ions : plus le pouvoir d'arrêt est élevé, plus la linéarité est réduite. Il faut ensuite déconvoluer la distribution de la réponse du détecteur pour remonter à la distribution de l'énergie neutron. Pour réaliser la déconvolution il est nécessaire de connaître la matrice des fonctions de réponse du détecteur dans la gamme en énergie considérée. La réponse aux neutrons est principalement due à la diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène du liquide scintillant. Cependant d'autres particules, comme les particules α ou les carbones de recul, participent aussi à l'émission de lumière à basse énergie. L'émission de particules α est due à la réaction $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ dans le liquide scintillant. Les fonctions de réponse aux neutrons peuvent être simulées, par exemple avec le code NRESP pour des neutrons allant jusqu'à 20 MeV [43]. Elles peuvent aussi être mesurées ou estimées par une combinaison entre les mesures et les simulations. La méthode par calcul requiert des données d'entrées fiables comme la géométrie du détecteur, la composition chimique du scintillateur, les sections efficaces d'interaction, la quantité de lumière émise en fonction de l'énergie ou du type de particules, et la fonction de résolution associée à la mesure de l'intensité lumineuse. Un exemple de la distribution en énergie neutron issue de la déconvolution (pointillés) est donné dans le graphe (b) de la Figure 16. Cette mesure est comparée à une mesure en temps de vol (ligne pleine). Cette comparaison montre les limites de la procédure de déconvolution.

Du fait de la déconvolution et du calcul Monte Carlo des matrices de réponses, il est difficile de propager les incertitudes de manière rigoureuse. Un étalonnage permet d'estimer expérimentalement cette incertitude entre 2 et 5% sur toute la gamme de mesure [41].

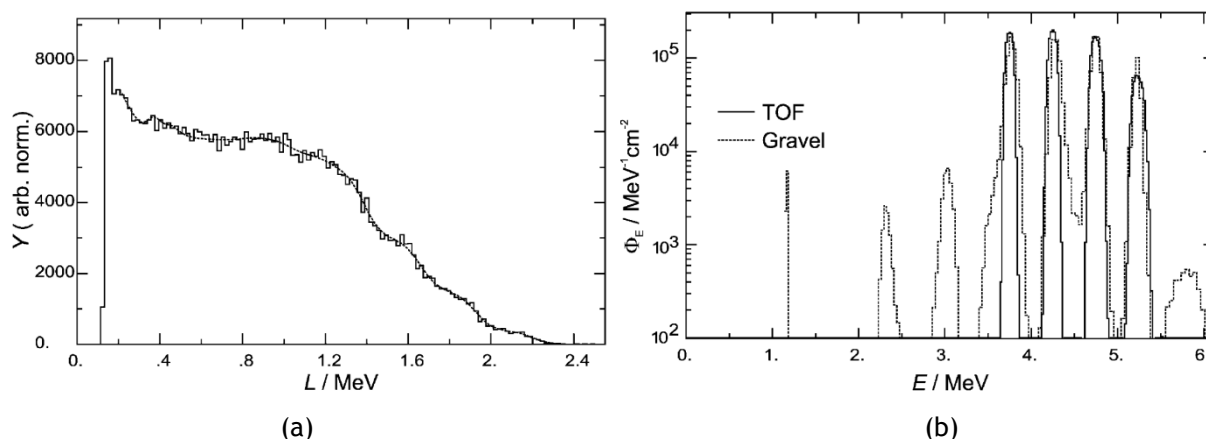


Figure 16. A gauche, distribution de l'amplitude des signaux, issus de l'émission de lumière provoquée par des noyaux de recul. A droite, distribution énergétique de la fluence neutronique, issue de la déconvolution de la distribution à gauche (pointillés) ou de mesures par temps de vol (ligne pleine). La déconvolution est effectuée avec le code Gravel [43].

2.2.1.2 Les compteurs gazeux

Le détecteur μTPC étant un détecteur gazeux, il est nécessaire d'étudier les détecteurs gazeux existants et couramment utilisés en physique nucléaire (chambre d'ionisation, Geiger-Muller, ...). Dans le domaine des rayonnements neutroniques, deux réactions principales gouvernent l'utilisation de ces détecteurs : la diffusion élastique des neutrons sur les noyaux des atomes du gaz (souvent H_2 ou CH_4) ou la réaction de capture exothermique telle que ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H} + Q(764 \text{ keV})$.

Le principe de fonctionnement

Les compteurs sont généralement composés de deux éléments principaux :

- Une enceinte de forme sphérique ou cylindrique, qui contient le gaz et joue le rôle de cathode.
- Un fil métallique tendu au centre du détecteur suivant l'axe de la cathode, qui joue le rôle de l'anode.

La cathode est mise à la masse et une tension de polarisation positive est appliquée sur l'anode afin que les électrons soient amplifiés et collectés par l'anode. Pour une description simplifiée du détecteur, la zone de détection (ou de conversion) peut être distinguée de la zone d'amplification (cf. Figure 17) :

- La zone de détection est définie par l'enceinte du détecteur, à l'intérieur de laquelle des noyaux de recul sont émis suite à la diffusion ou la capture des neutrons par le gaz. L'énergie cinétique cédée par le noyau de recul est essentiellement transférée en ionisant le gaz. Le nombre de paires électron-ion créé est fonction de l'énergie de la particule incidente et du potentiel d'ionisation du gaz (i.e. énergie nécessaire à la création d'une paire). Les électrons primaires, issus de l'ionisation, dérivent le long des lignes de champ électrique vers la zone d'amplification, qui se trouve au voisinage de l'anode.
- La zone de multiplication est confinée autour de l'anode. Dans cette zone, le champ électrique est le plus élevé du fait de sa dépendance en $1/r$, où r est la distance par rapport au centre de l'anode. Sous l'effet de ce champ électrique, les électrons primaires sont accélérés vers l'anode. Ils acquièrent assez d'énergie cinétique pour ioniser le gaz à leur tour. Ce phénomène de multiplication d'électrons est appelé avalanche de Townsend et est caractérisé par le coefficient α [1][13]. La charge collectée par l'anode est donc supérieure à celle libérée par la particule ionisante. Un facteur de gain, noté G , est défini comme le rapport du nombre d'électrons collectés par l'anode sur le nombre d'électrons primaires. Ce facteur G caractérise le fonctionnement du compteur. La zone d'avalanche doit être plus petite que le volume total du détecteur pour que le gain G soit identique pour toutes les paires électron-ion : dans ces conditions, la plupart des paires électron-ion primaires sont formées en dehors de la zone

d'amplification, et chaque électron subit le même processus d'amplification indépendamment de son origine.

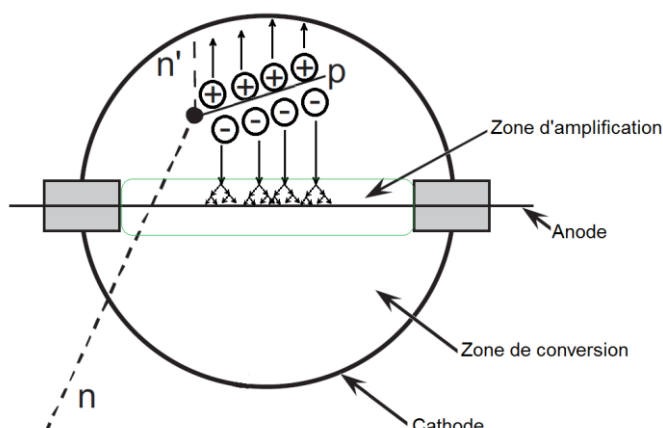


Figure 17. Schéma de principe d'un compteur proportionnel à proton de recul. Un neutron diffuse sur un noyau d'hydrogène du gaz et génère un proton de recul. Le proton perd son énergie cinétique en ionisant le gaz (création de paires électron-ion représentées par - et +). Les électrons dérivent jusqu'à l'anode où ils sont amplifiés.

Les régimes de fonctionnement

Le changement de la tension de polarisation permet d'accéder à différents régimes de fonctionnement, illustré par la Figure 18. Les différents régimes de fonctionnement correspondent à des détecteurs opérant en mode « impulsions » : seule l'amplitude du signal est mesurée. Dans le graphe ci-dessous (cf. Figure 18), l'amplitude des impulsions observées (nombre d'ions collectés) dans le détecteur est tracée en fonction de la tension appliquée.

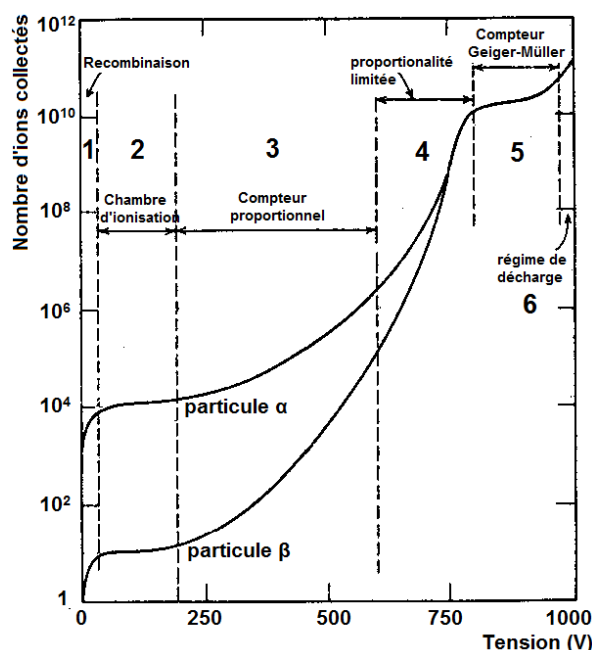


Figure 18. Différents régimes de fonctionnement des détecteurs gazeux. L'amplitude de l'impulsion observée (nombre d'ions collectés) est tracée en fonction de la tension appliquée [13].

Identifiés dans le graphe ci-dessus (cf. Figure 18), les différents régimes de fonctionnement sont explicités ci-dessous [1][13] :

- Régime de fonctionnement n°1 : pour des tensions de polarisation très basses, le champ électrique entre les deux électrodes est trop faible pour éviter la recombinaison des paires électron-ion, issues de l'ionisation. La charge collectée finale est plus faible que la charge correspondant au nombre initial de paires électron-ion.
- Régime de fonctionnement n°2 : pour une tension de polarisation supérieure, le phénomène de recombinaison disparaît et toutes les charges issues de l'ionisation sont collectées. L'amplitude du signal ne dépend que de l'énergie déposée en ionisation. Il s'agit du régime de fonctionnement des chambres d'ionisation.
- Régime de fonctionnement n°3 : en augmentant la tension de polarisation, le champ électrique devient suffisant pour que l'amplification des charges ait lieu. Les électrons issus de l'ionisation acquièrent assez d'énergie cinétique pour ioniser le gaz. La charge collectée est donc plus importante et le signal (amplitude des impulsions) est amplifié. L'amplification est linéaire et ne dépend que de la tension de polarisation. Le signal est donc proportionnel au nombre de paires électron-ion créés initialement. Il s'agit de la région de vraie proportionnalité et représente le mode de fonctionnement de la plupart des compteurs proportionnels conventionnels.
- Régime de fonctionnement n°4 : si la tension augmente encore, des effets non linéaires apparaissent. La plupart de ces effets sont dus aux ions positifs qui sont créés dans chaque processus d'ionisation secondaire. Bien que les électrons libres soient rapidement collectés, les cations se déplacent beaucoup plus lentement. Ainsi, chaque impulsion dans le compteur crée un "nuage" de cations qui sera très lent à disperser. Si la proportion de ces cations devient suffisamment grande, ils vont représenter une charge d'espace qui peut altérer le champ électrique dans le détecteur. L'amplification étant dépendante de la valeur du champ électrique, quelques non-linéarités vont être observées. Ces effets vont marquer le début de la région de proportionnalité limitée.
- Régime de fonctionnement n°5 : pour une tension d'amplification encore plus importante, la charge d'espace créée par les cations joue un rôle prédominant. Dans ces conditions, l'amplification se produit jusqu'à ce que la charge d'espace soit suffisante pour diminuer le champ électrique en dessous du seuil d'amplification. Ce processus est donc auto-limitatif. Dans ce régime, chaque impulsion en sortie du détecteur est de même amplitude et ne reflète plus les propriétés du rayonnement incident. C'est la région de fonctionnement des compteurs Geiger-Müller.
- Régime de fonctionnement n°6 : la tension est tellement élevée qu'elle provoque des décharges à l'intérieur du détecteur. Ce régime de décharge ne peut donc pas être utilisé.

Le choix de la géométrie et du gaz

Deux types de géométrie peuvent être distingués pour la conception de compteurs proportionnels gazeux : les compteurs cylindriques et les compteurs sphériques, illustrés respectivement par la Figure 19 et la Figure 20. Dans les compteurs cylindriques, la cathode est un tube au centre duquel est tendu un fil métallique, jouant le rôle de l'anode. Ces détecteurs ne sont pas compliqués à construire mais ils ont une réponse anisotrope et cela pose problème lors de mesures de champs neutroniques multidirectionnels. Pour cette géométrie, le volume sensible est différent du volume géométrique car l'anode est maintenue aux extrémités par deux tubes isolants (cf. Figure 19). Trois régions différentes peuvent être distinguées [30] :

- Les régions dites mortes : ce sont les zones où le champ électrique est nul, situées au niveau des bouchons en céramique ;
- Les régions de transition : aux extrémités du fil anodique, la présence des tubes en matériau isolant (tube de champ) crée une déformation des lignes de champ électrique. Une compensation est obtenue en plaçant des anneaux de garde métalliques portés au même potentiel que celui de l'anode ;
- Le volume sensible : c'est la région centrale du compteur. En première approximation, les lignes de champ électrique ne sont pas déformées et la sensibilité de détection est la même en tout point de cette zone.

Les compteurs sphériques ont une cathode sphérique avec un fil anodique fin le long d'un diamètre (cf. Figure 20). Le premier compteur proportionnel sphérique a été proposé dans les années 1960 dans la référence [31]. Ils peuvent être considérés en première approximation comme un compteur cylindrique avec une cathode dont le rayon varie [43]. Cette géométrie permet d'assurer une amplification constante et de produire un champ électrique uniforme dans le compteur. L'avantage d'un compteur sphérique est que sa réponse est indépendante de la direction des neutrons incidents détectés. Ceci sera en effet démontré expérimentalement par Benjamin *et al.* [43]. Cependant ces compteurs nécessitent une grande maîtrise pour produire des détecteurs de qualité. Généralement deux ou trois compteurs sont nécessaires pour mesurer des énergies allant de 50 keV à 1,5 MeV. Ces détecteurs sphériques peuvent être utilisés simultanément comme dans le ROSPEC [32] pour mesurer des énergies jusqu'à 5 MeV.

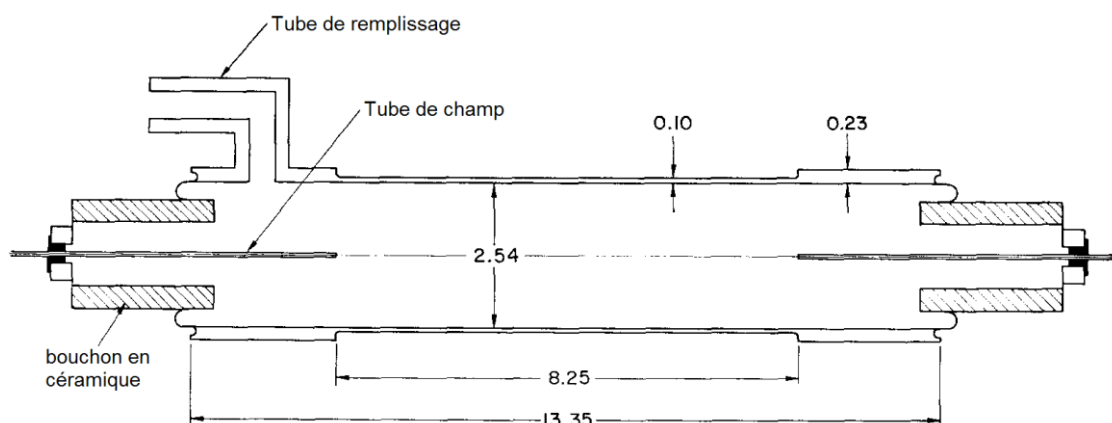


Figure 19. Schéma d'un compteur proportionnel cylindrique [29]. Les dimensions sont en centimètres.

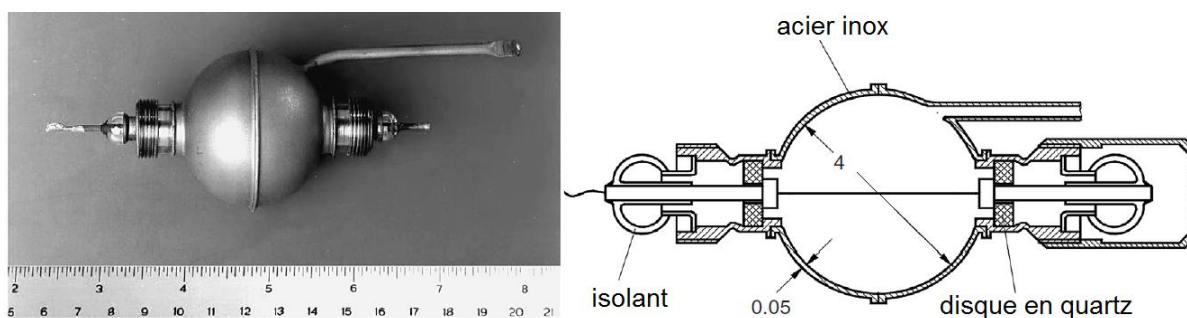


Figure 20. Compteur proportionnel sphérique de type SP2 [11]. Les dimensions sont en centimètres.

Chacun de ces compteurs peut aussi être remplis de différents gaz : H_2 , CH_4 , ^4He , etc. L'utilisation de gaz tels que le méthane (CH_4) ou le dihydrogène (H_2) permet de détecter les neutrons via la réaction de diffusion élastique (n, p) dont la section efficace est très bien connue (cf. paragraphe 2.1.3.1). Le pouvoir d'arrêt des protons dans le CH_4 est plus important que dans H_2 donc il est plus intéressant d'utiliser le CH_4 pour les applications hautes énergies. Cependant l'inconvénient majeur de ce gaz est la production de reculs de carbone qui contribueront à la distribution en énergie mesurée. Le transfert d'énergie maximum d'un neutron au noyau de carbone correspond à 28% de l'énergie du neutron. De plus le dépôt d'énergie par ionisation pour des carbones correspond à ~75% de celle déposée par des protons de même énergie [11][34]. Au final la distribution en énergie d'ionisation des carbones s'arrêtera à $\sim 1/5$ ($= 0,28 \times 0,75$) de l'énergie maximum de neutrons. L'effet des carbones doit être pris

en compte lors du calcul de la matrice de réponse du détecteur. Le ^4He peut aussi être utilisé comme convertisseur (n, α) pour augmenter la gamme à haute énergie jusqu'à 14 MeV [33]. La section efficace de diffusion élastique est également la plus élevée autour de 1 MeV et faible à basse énergie ($<0,1$ MeV). Lors de la mesure de champs neutroniques à haute énergie, cela permet d'éviter les distorsions dues aux neutrons parasites à basse énergie.

Le ^3He est un autre gaz très utilisé dans les compteurs gazeux (cf. paragraphe 2.2.1.3). Avec ce gaz, la réaction mise en jeu est la réaction de capture $^3\text{He}(n, p)\text{T}$. L'énergie libérée par cette réaction est de 764 keV. Si le proton et le triton déposent entièrement leur énergie dans le volume, même les neutrons thermiques généreront des événements avec une énergie minimum de 764 keV, ce qui rendra les neutrons plus facilement détectables qu'avec une réaction de diffusion élastique. La discrimination γ /neutron en sera d'autant faciliter sauf si beaucoup de rayonnements γ sont émis, car cela peut causer des problèmes de saturation de l'acquisition (« pile-up »). Une forte composante de neutrons thermiques peut également poser problème lors de telles mesures à cause de la forte section efficace de réaction dans le domaine thermique. Dans ce cas le détecteur peut être blindé avec une couche de cadmium ou de bore.

Détail du fonctionnement d'un détecteur sphérique

Des compteurs proportionnels sphériques, de type SP2, sont utilisés au LMDN pour la mesure de la distribution énergétique de la fluence neutronique entre 50 keV et 1,5 MeV. Leur principe de fonctionnement est donc détaillé dans cette partie.

Ces compteurs présentent de nombreux avantages pour la spectrométrie neutron : leur résolution en énergie est de l'ordre de $\Delta E/E \sim 1\%$, leur réponse est isotrope, le domaine en énergie s'étend de 50 keV à 1500 keV et peut descendre à quelques keV avec une électronique adaptée à la discrimination γ /neutron, et un point d'étalonnage interne peut être obtenu avec des traces de ^3He ou de ^{239}Pu à l'intérieur du détecteur. Cependant ils ont plusieurs inconvénients :

- Ils sont hautement sensibles au bruit microphonique dû à l'anode filaire très fine. Pour résoudre ce problème le détecteur peut être isolé dans une coque métallique, dont l'épaisseur est optimisée pour réduire le bruit et limiter l'atténuation du champ de neutrons.
- L'efficacité de détection est faible car la densité de noyaux cibles dans le gaz est faible, comparée aux détecteurs liquides ou solides.
- Des temps de mesure assez longs sont nécessaires car il faut utiliser plusieurs détecteurs pour couvrir toute la gamme en énergie (50 keV à 1500 keV).

Ces derniers points contribuent aux limites de ces détecteurs pour des faibles débits de fluence neutronique. Le débit de fluence neutrons maximum va dépendre de l'efficacité des détecteurs. L'efficacité dépend de la densité de noyaux cible, N_c , de la section efficace d'interaction, σ_{np} , et du parcours des neutrons dans le détecteur, d . L'efficacité peut être calculée selon cette formule :

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N_c \sigma_{np} d) \quad \text{Equation 2.33}$$

Entre 50 keV à 1500 keV, l'efficacité est de quelques % pour les compteurs remplis de 100 à 1000 hPa de H_2 . Connaissant le taux de comptage maximum (entre 5000 à 10000 coups/s) et l'efficacité de ces détecteurs, le débit de fluence maximum peut être estimé à $\Phi_{\max} = 0,5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La limite basse pour la fluence est uniquement due à l'incertitude statistique. Si le nombre d'événements n'est pas suffisant cela peut notamment engendrer des artefacts dans la distribution finale dus à la déconvolution. Le temps nécessaire à la mesure définira ainsi la limite basse pour la fluence.

Concernant les limites de détection, la détection des neutrons à haute énergie est limitée par les effets de bord : les protons de haute énergie, issus des neutrons, ne peuvent pas déposer toute leur énergie car ils sortent du volume actif ou sont arrêtés par les parois. À basse énergie, la détection des neutrons est limitée par deux phénomènes. Le premier phénomène est la détérioration de la résolution en énergie. Pour une énergie supérieure à 3 keV l'énergie perdue par le proton pour chaque création de paires électron-ion, W , est de 36 eV. Pour une énergie proton de 3 keV cela conduit à seulement 100 créations de paires en moyenne, ce qui correspond à une statistique très faible. En dessous de 100 keV, la valeur de W n'est pas constante [34] (cf. paragraphe 2.1.3.3). La valeur W est donc une des limites de la détection à basse énergie. Le second phénomène est la sensibilité aux gammas. Ces compteurs sont sensibles aux rayonnements γ qui produisent des électrons énergétiques dans le

détecteur. Il convient donc de discriminer les protons de recul, issus de neutrons, des électrons. Ces électrons déposeront leur énergie jusqu'à une énergie maximum qui dépend du pouvoir d'arrêt de la particule dans le gaz et de la taille du détecteur. En effet, au-delà d'une certaine énergie les électrons auront un parcours si grand qu'ils sortiront du détecteur sans avoir perdus toute leur énergie. Le pouvoir d'arrêt des électrons étant plus faible que celui des protons pour une même énergie, dans le domaine en énergie recherché, le parcours des électrons sera beaucoup plus long que celui des protons. Les gaz avec un faible pouvoir d'arrêt et les détecteurs avec un petit volume sensible vont permettre de réduire le dépôt d'énergie maximum des électrons dans le détecteur et ainsi diminuer la limite de discrimination γ /neutron. Cependant les solutions pour limiter la détection des rayonnements γ s'opposent à celles qui permettent de limiter les effets de bords. Il faut donc utiliser plusieurs compteurs pour couvrir tout le domaine en énergie 50 keV à 1500 keV et une électronique adaptée pour améliorer la discrimination γ /neutron.

Dans le cas où une discrimination γ /neutron est réalisée, la limite à basse énergie peut être diminuée à quelques keV [11][34]. Deux méthodes de discrimination γ /neutron sont connues [11] :

- La méthode de la variation de pression (« *gas pressure method* »). Cette méthode consiste à faire varier la pression du gaz jusqu'à ce que tous les électrons sortent du détecteur sans déposer toute leur énergie. Ainsi seuls les protons seront détectés.
- L'analyse du temps de montée en fonction de l'amplitude du signal. Le parcours des électrons étant plus long que celui des protons pour une même énergie, le signal issu des électrons est plus long que celui des protons pour une amplitude de signal similaire. Ainsi une électronique adaptée au temps de montée du signal permet de réaliser la discrimination γ /neutron [34].

Avant de réaliser des mesures, un étalonnage de ces détecteurs doit être effectué afin de fournir la correspondance entre la charge collectée et l'énergie des ions. Ces détecteurs sont donc au mieux des étalons secondaires et ils ne pourront jamais être considérés comme des étalons primaires (cf. paragraphe 2.1.2.2). Les méthodes d'étalonnage des compteurs proportionnels peuvent être classées selon deux types :

- Les détecteurs peuvent être étalonnés à partir de champs neutroniques monoénergétiques, produits à partir d'accélérateurs avec des réactions telle que ${}^7\text{Li}(n, p)$ ou $\text{T}(n, p)$. Connaissant la réponse de l'électronique (mesurée avec un pulser), la réponse du détecteur peut alors être déterminée en fonction de l'énergie connue des neutrons produits. Par exemple le graphe de la Figure 21 montre la distribution des protons de recul mesurée dans un compteur sphérique pour une énergie neutron de 225 keV [31]. Ce graphe montre également l'isotropie de la réponse du détecteur car les mesures, réalisées avec une irradiation perpendiculaire ou parallèle au fil anodique, sont similaires. Cependant cette méthode d'étalonnage n'est généralement pas disponible sur place donc, une fois l'étalonnage effectué, l'électronique du détecteur doit rester stable dans le temps. Pour une irradiation du détecteur par un champ neutronique monoénergétique, la distribution en énergie des protons est plate en théorie. Mais des effets de distorsion induisent un élargissement de la distribution en énergie, comme pour la distribution de la Figure 21.
- Connaissant la fonction de réponse du détecteur, une autre méthode d'étalonnage consiste à placer des sources de rayonnement de référence à l'intérieur du détecteur. Ces sources permettent notamment de vérifier qu'il n'y a pas de dérive du gain lors des mesures. Quelques compteurs SP2 ont un dépôt de ${}^{239}\text{Pu}$ (émetteur alpha) sur l'anode. L'énergie déposée (~380 keV dans un SP2 avec 100 hPa de H_2) n'est qu'une fraction de l'énergie initiale des alphas car ils sortent du volume du détecteur. Cette énergie est indépendante du gain ou de l'électronique et elle n'est pas influencée par les neutrons. D'autres détecteurs utilisent des traces de ${}^3\text{He}$. La réaction mise en jeu est ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$, qui possède une section efficace très importante pour $E_n < 1$ eV (~5300 barns). Ainsi l'énergie libérée par cette réaction ($Q = 764$ keV) est déposée dans le compteur. Les $3/4$ de l'énergie sont cédés au proton et le reste au triton. La largeur à mi-hauteur du pic dans la distribution dû à la réaction avec des neutrons thermiques correspond à la résolution du détecteur à cette énergie (764 keV). Cependant la section efficace de capture des neutrons thermiques par le ${}^3\text{He}$ est tellement importante qu'elle peut perturber la mesure d'un champ neutronique comportant une forte composante thermique. Un blindage avec une feuille de cadmium de ~0,5 mm d'épaisseur ou la soustraction du bruit de fond thermique doit être effectué avant la déconvolution. La réponse aux neutrons thermiques peut aussi être déterminée auprès d'une source de neutrons

thermiques. Si du diazote (N_2) est ajouté au gaz, une autre réaction avec des neutrons thermiques peut être utilisée : $^{14}N(n, p)^{14}C + 627 \text{ keV}$.

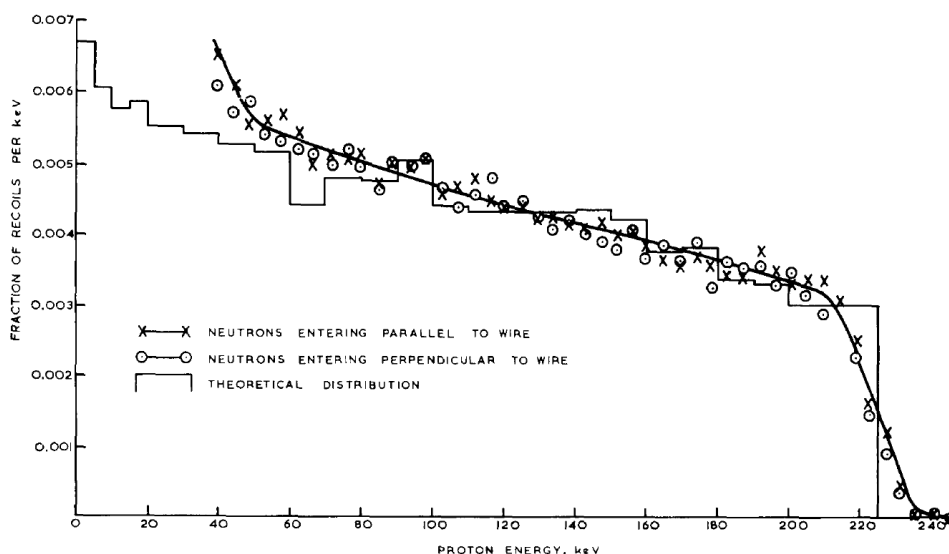


Figure 21. Distribution énergétique des protons de recul mesurée avec un compteur sphérique, pour un faisceau de neutrons de 225 keV parallèle ou perpendiculaire au fil anodique [31].

Pour reconstruire la distribution énergétique de la fluence neutronique, une déconvolution doit être effectuée à partir de la distribution énergétique des protons mesurée et des fonctions de réponse du détecteur. Cependant lors des mesures, des neutrons avec une énergie supérieure à l'énergie maximum peuvent contribuer à la distribution en énergie des protons : si l'énergie transférée au proton est inférieure à l'énergie maximum détectable par le détecteur, ou si le proton avec une énergie supérieure à l'énergie maximum perd une partie seulement de son énergie dans le détecteur à cause des effets de bord. Pour supprimer ces événements, il faut connaître la contribution due aux neutrons de haute énergie soit en réalisant des mesures avec des compteurs ayant une gamme en énergie plus importante ou avec des scintillateurs, soit avec des simulations. Lorsque plusieurs détecteurs sont utilisés pour mesurer un même champ, des codes de déconvolution multi-détecteurs peuvent être utilisés pour reconstruire la distribution en énergie des neutrons.

2.2.1.3 Les dispositifs de mesure utilisant la modération des neutrons

Selon leur géométrie, les systèmes utilisant la modération des neutrons permettent de mesurer la fluence neutronique ou la distribution énergétique de la fluence neutronique. La gamme en énergie s'étend de quelques meV à plusieurs GeV selon les dispositifs utilisés. La quantité de modérateur modifie le domaine de fonctionnement en énergie du dispositif. Un long compteur et un système multisphère, utilisant la modération des neutrons, sont disponibles au LMDN. Ces systèmes sont décrits dans les paragraphes suivants.

Le système multisphère

Le système multisphère permet de mesurer la distribution énergétique de la fluence neutronique pour des énergies allant de quelques meV à plusieurs GeV. Parmi tous les spectromètres neutron, ce système est celui qui est le plus répandu dans les laboratoires [37]. Ce spectromètre a été développé initialement par Bramblett, Ewing et Bonner en 1960 [35]. Le système multi-sphères (ou plus communément appelé les sphères de Bonner) est constitué d'un ensemble de sphères modératrices contenant un détecteur de neutrons thermiques en leur centre. Les sphères sont généralement composées de polyéthylène [21] et elles sont repérées par leur diamètre en pouce. Au-delà de 20 MeV la probabilité de diffusion des neutrons devient très faible. Une coque composée d'un matériau lourd (e.g. le Pb ou le W) doit donc être utilisée dans la sphère modératrice pour modérer l'énergie des neutrons via la réaction (n, xn) . La sensibilité de chaque sphère est maximale pour une énergie neutron donnée, dépendant du diamètre de la sphère. Un exemple des fonctions de réponse de chaque sphère est donné sur la Figure 22, ces fonctions de réponses ont été calculées pour le système HERMEIS de

l'IRSN [36]. Les sphères de petits diamètres captureront facilement les neutrons de basses énergies tandis que les neutrons rapides auront tendance à s'échapper, et inversement pour les sphères de plus gros diamètre. L'ensemble des sphères permet ainsi de mesurer une large gamme d'énergie neutron. Connaissant la fonction de réponse de chaque sphère, une déconvolution prenant en compte toutes les mesures permet de remonter à la distribution énergétique de la fluence neutronique. Cependant pour que ces mesures soient valables, chaque sphère doit être irradiée uniformément. Les mesures ne peuvent donc pas se faire proches d'un point source, ou près d'un faisceau collimaté de neutrons dont le diamètre est plus faible que celui de la sphère [37].

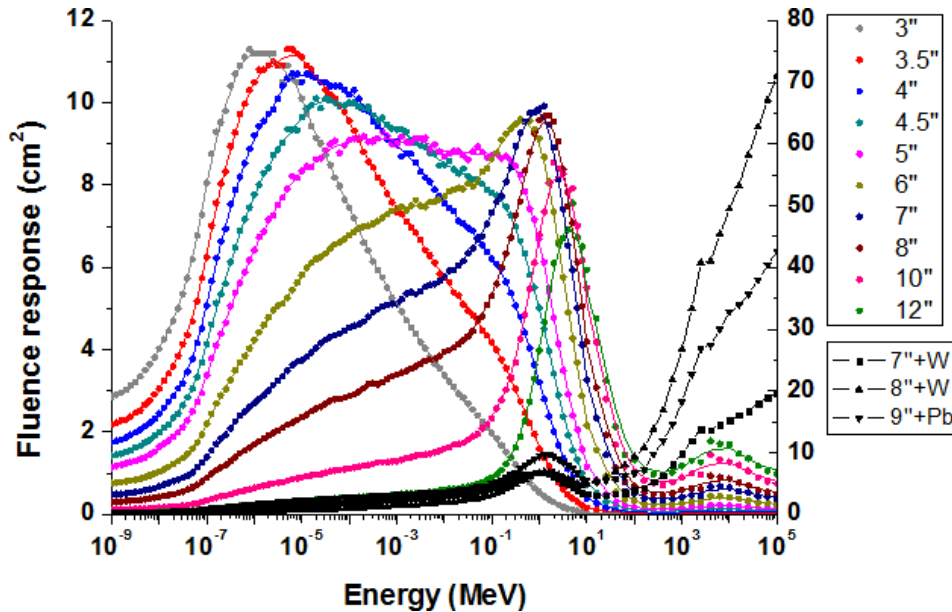


Figure 22. Fonctions de réponse en fluence de l'ensemble des sphères de Bonner en fonction de l'énergie des neutrons, calculées pour le système HERMEIS de l'IRSN [36]. L'axe des ordonnées de gauche correspond aux sphères en polyéthylène et celui de droite est associé aux sphères avec une coque en W ou Pb.

La plupart des systèmes multisphère utilisent des détecteurs actifs ou passifs pour détecter les neutrons thermiques. Il en existe plusieurs types [37] :

- Le cristal scintillateur ${}^6\text{LiI}$ permet de détecter les neutrons thermiques via la réaction exothermique ${}^6\text{Li} (n, \alpha) {}^3\text{H}$ où $Q = +4,78 \text{ MeV}$. Avec la densité importante du cristal et une section efficace de capture élevée (940 barns) pour les neutrons thermiques, ce type de détecteur peut atteindre une efficacité proche de 1. Ce détecteur a été utilisé dans le système original sous forme d'un cylindre de 4 mm de hauteur et de diamètre [35].
- Un compteur gazeux utilisant du BF_3 peut également être utilisé [44] pour détecter les neutrons thermiques suivant la réaction exothermique ${}^{10}\text{B} (n, \alpha) {}^7\text{Li}$ où $Q = +2,792 \text{ MeV}$. La section efficace associée à cette réaction est de 3843 barns pour des neutrons thermiques. Le ${}^7\text{Li}$ est émis dans un état excité (478 keV) dans 94% des cas et dans un état stable dans 6% des cas. Ainsi l'énergie totale mesurée dans le compteur est de 2792 keV ou 2314 keV lorsque les alphas sont entièrement arrêtés dans le détecteur. La part d'énergie transférée aux ${}^7\text{Li}$ est de 841 keV. Ce type de détecteur n'est pas très commun, probablement dû à la forte réactivité chimique du BF_3 .
- Les compteurs gazeux utilisant de ${}^3\text{He}$ sont utilisés comme détecteur de neutrons thermiques au sein du système multisphère. La réaction exothermique mise en jeu dans ce compteur est : ${}^3\text{He} (n, p) \text{T}$ ($Q = 764 \text{ keV}$). La section efficace associée à cette réaction est de 5321 barns. Ainsi pour un compteur sphérique de 3,2 cm de diamètre et contenant 200 kPa de ${}^3\text{He}$ (SP9), la réponse de ce détecteur est -14 fois plus élevée que celle du détecteur ${}^6\text{LiI}$. Le système HERMEIS de l'IRSN utilise ce type de compteur [36].
- Les détecteurs passifs fonctionnent par capture radiative. L'activation de matériaux comme l'or ou l'indium permet de remonter au nombre de neutrons détectés en mesurant l'émission gamma après irradiation [45]. Ces dispositifs sont dits passifs car ils ne permettent pas une lecture directe. Cependant ils n'ont aucun temps mort contrairement aux détecteurs actifs. Ils

sont également insensibles aux rayonnements γ , ce qui est intéressant pour les champs de neutrons où la composante γ est très intense. Mais il faut faire attention aux réactions (γ, n) qui peuvent avoir lieu à partir d'une énergie γ de 18 MeV. L'absence d'électronique rend la mise en place du dispositif simple et rapide, ce qui permet aussi de limiter la dose reçue par les travailleurs lors des mesures.

Les détecteurs de type long compteur

Les détecteurs de type long compteur permettent de mesurer la fluence neutronique dans une gamme en énergie allant de quelques eV à plusieurs MeV. Ce type de détecteurs est couramment utilisé en métrologie pour les mesures de référence en fluence neutronique [46]. L'IRSN dispose notamment d'un détecteur de ce type pour les mesures de référence en fluence sur l'installation AMANDE [38]. Les détecteurs de type long compteur sont composés pour la plupart d'un compteur proportionnel cylindrique rempli de ^3He [1][38] ou de BF_3 [1][4], entouré par des coques modératrices en polyéthylène et en polyéthylène boré. La face avant est composée d'un absorbeur tel que le bore ou le cadmium pour capturer les neutrons thermiques incidents. Ainsi les neutrons rapides arrivant par la face avant sont ralentis par la coque en polyéthylène jusqu'à leur capture dans le compteur proportionnel. Les neutrons arrivant par les côtés sont ralentis dans la coque en polyéthylène boré où ils sont ensuite capturés. La géométrie du long compteur est adaptée de sorte que la réponse du détecteur soit quasi-constante sur toute la gamme de mesure. La fonction de réponse calculée du long compteur de l'IRSN est donnée sur la Figure 23. Pour ce détecteur la réponse est quasi-constante entre 1 eV et 1 MeV et décroît au-delà de cet intervalle. A la vue de cette réponse, il est clair que la distribution énergétique de la fluence neutronique ne peut être obtenue par déconvolution. C'est pourquoi ce détecteur ne donne accès qu'à une mesure intégrale de la fluence neutronique. Ce type de détecteur doit également être étalonné en fluence auprès de champs neutroniques de référence pour fournir une mesure traçable de la fluence neutronique.

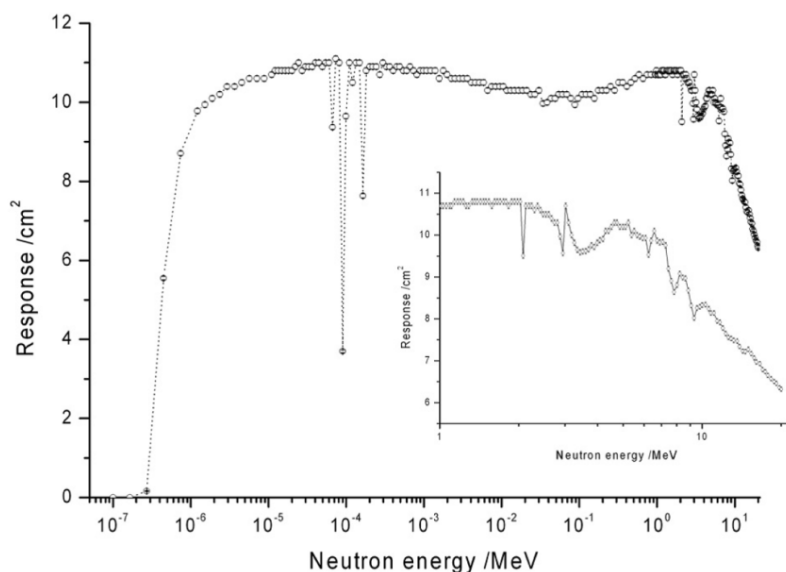


Figure 23. Fonction de réponse du long compteur de l'IRSN calculée en fonction de l'énergie neutron à l'aide du code de calcul MCNPX 2.4.0 [38].

2.2.1.4 Les télescopes à noyaux de recul

Les télescopes à noyaux de recul permettent de mesurer la distribution énergétique de la fluence neutronique pour une gamme en énergie allant de 1 MeV à 20 MeV.

Ces détecteurs sont composés d'un convertisseur où les neutrons réalisent des collisions élastiques. Des noyaux de recul sont alors émis et détectés par des compteurs placés derrière le convertisseur. Le convertisseur est souvent hydrogéné afin de détecter des protons de recul [1][4]. Les compteurs peuvent être des compteurs gazeux, des scintillateurs, ou des semi-conducteurs. Les compteurs permettent ainsi de mesurer l'énergie des protons de recul E_p , émis avec un angle de diffusion θ_{np} proche de 0. Ainsi l'énergie des neutrons peut être reconstruite directement (i.e. sans déconvolution)

via cette équation : $E_p = E_n \cos^2(\theta_{np})$ (cf. paragraphe 2.1.3.1). Cependant pour s'assurer de $\theta_{np} \sim 0^\circ$, la direction incidente des neutrons doit être connue.

L'efficacité des télescopes peut être calculée de manière analytique, connaissant la section efficace de diffusion élastique, la composition du convertisseur et l'angle solide de détection. Comparée à d'autres détecteurs, l'efficacité de détection est plutôt faible car elle est de l'ordre de 10^{-5} . L'efficacité des télescopes étant connue de manière absolue, ces détecteurs permettent de réaliser des mesures primaires de la fluence neutronique.

Compte tenu de son caractère primaire, un Télescope à Proton de Recul (TPR) a été développé au PTB (i.e. Physikalisch-Technische Bundesanstalt), l'institut national de métrologie allemand [50]. Ce télescope est utilisé pour les mesures primaires de la fluence neutronique entre 6 MeV et 20 MeV. Il est constitué principalement d'un convertisseur hydrogéné très fin ($6,4 \mu\text{m}$ ou $113 \mu\text{m}$), d'un compteur gazeux rempli de CO_2 à 30 mbar, et d'un détecteur silicium mesurant l'énergie résiduelle des protons. Compte tenu de la détection des protons émis avec un angle proche de 0° et de l'épaisseur du convertisseur, l'efficacité de détection est très faible et varie de 10^{-6} à 10^{-5} . Sa résolution en énergie vaut 5-8% selon l'énergie des neutrons.

Pour augmenter l'efficacité sans dégrader la résolution, d'autres détecteurs réalisent une trajectographie des protons avant de mesurer leur énergie. Cela permet d'augmenter l'angle solide de détection des protons sans dégrader l'énergie neutron reconstruite. C'est le cas de l'IRSN qui développe un TPR afin de réaliser des mesures primaires de la distribution énergétique de la fluence neutronique entre 5 MeV et 20 MeV, il s'agit du TPR-CMOS (projet ATHENA) [51]. Ce télescope est composé :

- D'un convertisseur fin en polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$, permettant la création de protons de recul issus de la diffusion élastique des neutrons. L'épaisseur du convertisseur peut varier entre $20 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ selon les énergies mesurées et la résolution souhaitée.
- De trois capteurs de position, utilisant des CMOS à pixels actifs, de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur chacun. Ces capteurs réalisent la trajectographie des protons, qui donne l'angle d'émission des protons.
- D'une diode silicium, placée après les CMOS, permettant de mesurer l'énergie résiduelle des protons. Elle permet d'arrêter complètement les protons jusqu'à 20 MeV.

Sur la Figure 24, un schéma du premier prototype du TPR-CMOS représente le parcours d'un proton, issu de la diffusion élastique d'un neutron. Le proton sort du convertisseur, il passe dans les trois capteurs CMOS puis il est arrêté dans la diode silicium. A droite de la Figure 24, il s'agit du TPR-CMOS tel qu'il est actuellement. Un crayon permet de se représenter la taille du détecteur.

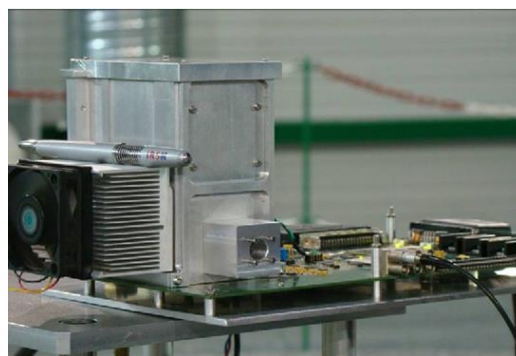
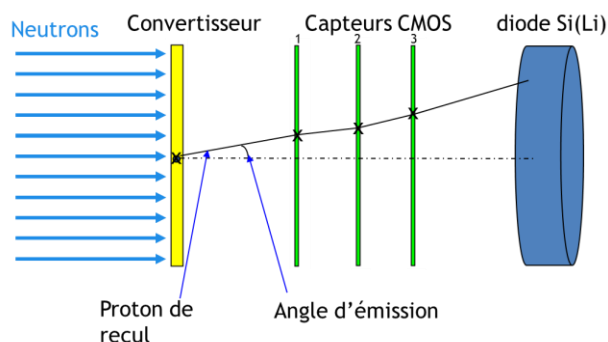


Figure 24. Télescope à protons de recul, développé à l'IRSN, pour la mesure primaire de la distribution en énergie de la fluence neutronique dans la gamme en énergie allant de 5 MeV à 20 MeV [51].

En utilisant la trajectographie, ce détecteur présente une avancée considérable dans le domaine des télescopes à protons de recul. Il permet la mesure de champs neutroniques entre 5 MeV et 20 MeV avec une incertitude inférieure à 1,5% pour l'énergie des neutrons et inférieure à 3% pour la fluence neutronique. La résolution en énergie varie entre 3% et 7% selon l'épaisseur de convertisseur utilisé. L'efficacité de détection du TPR-CMOS (i.e. $\sim 10^{-4}$) est également bien plus élevée que les TPR existants (i.e. $\sim 10^{-5}$ à 10^{-6}). Actuellement, le TPR-CMOS peut mesurer des champs neutroniques ayant un débit de fluence de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Mais une optimisation des capteurs CMOS devrait permettre d'augmenter cette gamme de mesure à $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des applications à plus haut flux. La Figure 25 montre un

ensemble de distributions énergétiques de la fluence neutronique, mesurées avec le TPR-CMOS, pour des champs neutroniques monoénergétiques produits sur l'installation AMANDE de l'IRSN [7].

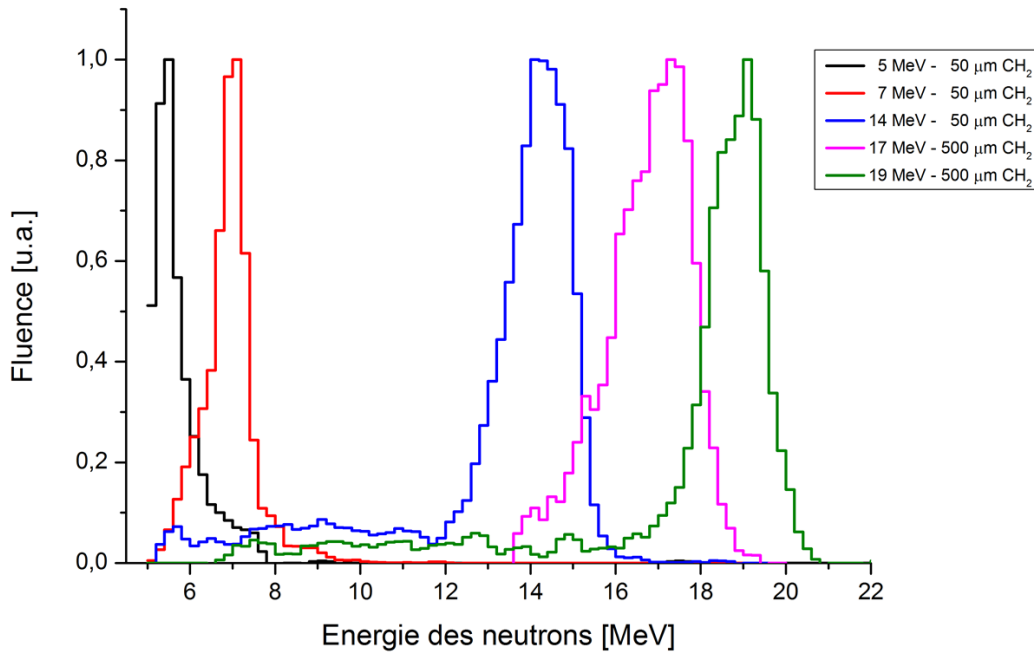


Figure 25. Distributions de l'énergie de champs neutroniques monoénergétiques produits par l'installation AMANDE de l'IRSN, mesurées par le TPR-CMOS [51].

Pour ces télescopes, la limite basse en énergie est due au fait que les protons doivent avoir assez d'énergie pour sortir du convertisseur, passer au moins deux capteurs CMOS et s'arrêter dans la diode. La limite haute en énergie est due au fait que la section efficace de diffusion élastique des protons est trop dégradée.

Afin de diminuer la limite basse de détection des neutrons, le convertisseur doit être un convertisseur gazeux et la détection des protons de recul doit se faire à l'intérieur du convertisseur. Cela est possible avec des compteurs gazeux ayant une géométrie spécifique. Il existe notamment des télescopes gazeux permettant la détection de protons de recul à 0°. Leur limite de détection des neutrons est fixée à ~100 keV [52]. Le détecteur μ TPC, faisant l'objet de cette thèse, se base sur le principe du télescope gazeux. Une étude plus détaillée de ces télescopes est donc réalisée dans le chapitre 3.

2.2.1.5 La méthode du temps de vol

La méthode de mesure par temps de vol permet de mesurer la distribution énergétique de la fluence neutronique Φ_E dans une gamme en énergie allant de quelques keV à 20 MeV. Cette méthode de détection consiste à mesurer la durée du parcours T (ou temps de vol) des neutrons entre leur émission et leur détection [21]. Connaissant la distance L entre la source de neutrons et le détecteur, l'énergie des neutrons E_n peut être déterminée par cette équation [53] :

$$E_n = m_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \text{ avec } \beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{cT} \text{ et } m_n c^2 = 939,56 \text{ MeV} \quad \text{Equation 2.34}$$

Dans le cas où la source de neutrons est pulsée, le temps correspondant à l'émission des neutrons est donné par la source de neutrons, mais il ne peut être connu précisément. Il existe donc un décalage t_0 entre le temps mesuré et l'émission du neutron. L'estimation de ce décalage peut être réalisée par la détection des rayonnements γ dans le détecteur utilisé pour la détection des neutrons. Les γ sont détectés en premier avec un temps de parcours $t_\gamma = L/c + t_0$. Ainsi le temps de vol mesuré des neutrons peut être calculé par $T = t_n - t_0 = t_n - t_\gamma + L/c$. Entre 1 MeV et 20 MeV, un détecteur à liquide scintillant (e.g. le BC501A) peut être utilisé pour la mesure du temps de vol [53], comme c'est le cas sur

l'installation AMANDE de l'IRSN (cf. Figure 26). Des scintillateurs plastiques peuvent aussi être utilisés du fait de leur résolution temporelle inférieure à la nanoseconde [54]. L'incertitude relative associée aux mesures de l'énergie des neutrons est inférieure à 1,5%.

Cette méthode consiste à mesurer un temps et une longueur pour mesurer l'énergie des neutrons. Il s'agit donc d'une méthode de mesure primaire de la distribution en énergie de la fluence neutronique. Cependant cette méthode de mesure permet de mesurer Φ_E sous certaines conditions d'irradiation (e.g. mode pulsé). Ainsi cette méthode n'est pas adaptée pour mesurer des champs neutroniques produits en continu.

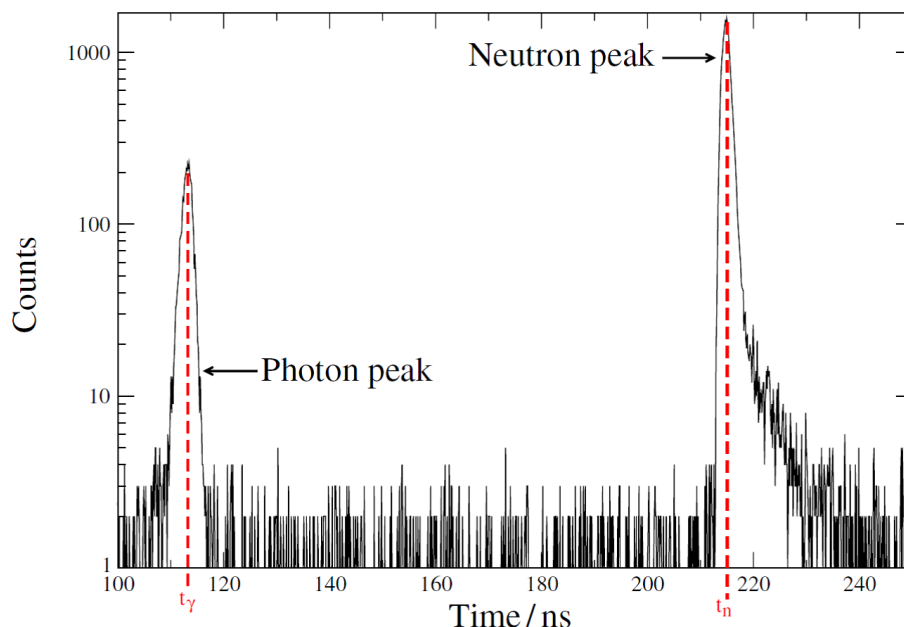


Figure 26. Distribution du temps de vol mesuré pour un champ de neutrons monoénergétique de 2,8 MeV à 2,5 m de distance de la cible, sur l'installation AMANDE de l'IRSN [53].

2.2.2 COMPARAISON DES DETECTEURS

La partie 2.2.1 détaille six types de détecteurs de neutrons permettant de réaliser des mesures de la distribution en énergie de la fluence neutronique. Cette étude concerne les détecteurs actuels dont les technologies sont connues depuis plusieurs années. Elle a permis de montrer les avantages et les inconvénients pour ces détecteurs tout en expliquant leur principe de fonctionnement. Les caractéristiques principales de ces détecteurs ont été résumées dans le Tableau 2 ci-dessous. En tant que laboratoire associé au LNE pour les grandeurs neutroniques (cf. paragraphe 2.1.2), l'IRSN a pour mission de détenir les références nationales et de développer de nouveaux instruments ou méthodes afin d'améliorer les mesures. Pour ce travail, les besoins de l'IRSN sont les suivants :

- Mesurer la distribution en énergie de la fluence neutronique.
- Utiliser une procédure de mesure primaire.
- Mesurer une gamme en énergie des neutrons allant de quelques keV à 5 MeV (du fait des installations actuelles).
- Fonctionner en irradiation continue.

D'après le Tableau 2, aucun détecteur existant ne peut remplir l'ensemble de ces besoins. La seule technologie se rapprochant le plus de ces objectifs est le télescope à noyau de recul gazeux. La limite basse en énergie est de 100 keV, ce principe a donc été amélioré afin de mesurer la distribution en énergie de la fluence neutronique pour des énergies neutrons allant de quelques keV à quelques MeV.

	Gamme en énergie	Résolution en énergie	Procédure primaire	Efficacité	Irradiation continue
Scintillateur BC501A	1 MeV à 20 MeV	4%	Non (déconvolution) Etalon de transfert	20%	Oui
Compteurs proportionnels	50 keV à 1,5 MeV	2-6%	Non (déconvolution)	~1-3%	Oui
Détecteur multisphère	Quelques meV à 1 GeV	/	Non (déconvolution)	Quelques %	Oui
TNR solide	1 MeV à 20 MeV	3-7%	Oui	10^{-2} - 10^{-4} %	Oui
TNR gazeux	~100 keV à quelques MeV	/	Oui	~ 10^{-3} %	Oui
TOF	1 MeV à 15 MeV	~5%	Oui	/	Pulsée uniquement

Tableau 2. Résumé des performances pour les détecteurs permettant de réaliser une mesure de la distribution en énergie de la fluence neutronique.

3. LES TELESCOPES GAZEUX A NOYAUX DE RECU : ETUDE COMPARATIVE

Dans le domaine de la détection des neutrons, le principe du télescope à protons de recul consiste à détecter des protons de recul émis à un angle connu et à mesurer leur énergie, afin d'estimer l'énergie des neutrons à partir de l'équation :

$$E_n = \frac{E_p}{(\cos(\theta_{np}))^2} \quad \text{Equation 3.1}$$

La connaissance de l'angle et de l'énergie du proton de recul permet donc en théorie de déduire directement l'énergie du neutron sans étalonnage préalable devant un champ neutronique. C'est pourquoi l'IRSN a choisi ce principe pour mesurer selon une procédure primaire (cf. paragraphe 2.1.2) la distribution en énergie de la fluence neutronique, de quelques keV à plusieurs MeV. Les télescopes gazeux existants permettent de mesurer la distribution de la fluence neutronique entre 100 keV et quelques MeV [57]. L'IRSN a donc pour objectif d'abaisser la limite basse en énergie pour ces détecteurs. Nous proposons d'étudier d'abord deux télescopes gazeux existants avant d'évoquer, dans la suite, le développement d'une chambre à projection temporelle adaptée à nos objectifs.

3.1 LES TELESCOPES GAZEUX A COLLIMATION

3.1.1 LE TELESCOPE PAR COLLIMATION MECANIQUE OU ELECTRONIQUE

Compte tenu de l'équation reliant l'énergie des neutrons à l'angle de diffusion θ_{np} (cf. Equation 3.1), la détection des protons émis à 0° est souvent préférée car l'énergie des protons permet d'obtenir directement l'énergie des neutrons. Ces événements sont aussi plus facilement détectables car l'énergie des protons est maximum. Ainsi un des premiers télescopes gazeux consistait à utiliser plusieurs étages successifs de compteurs gazeux cylindriques pour détecter les protons de recul à 0° [58]. Le schéma de principe de ce détecteur, développé au Japon dans les années 70, est donné sur la Figure 27.

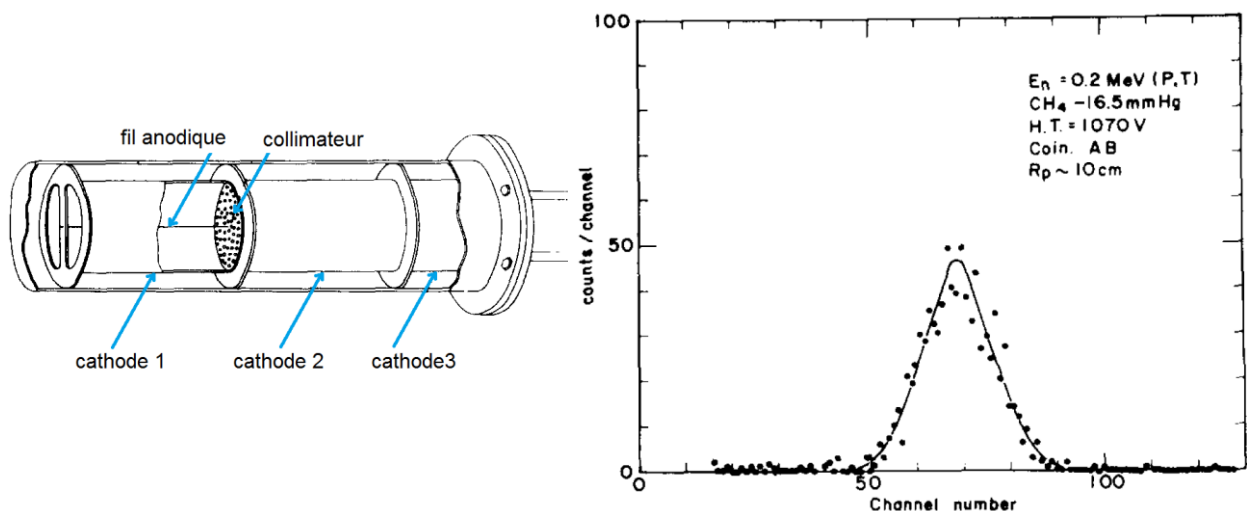


Figure 27. A gauche, schéma du télescope gazeux utilisant un collimateur mécanique. A droite, distribution en énergie de la fluence neutronique mesurée par ce télescope pour des neutrons de 200 keV [58].

Chaque compteur est séparé du suivant par une membrane en téflon percée de trous, qui joue le rôle de collimateur. Les trous font 2 mm de diamètre et il y en a entre 800 et 1000. Les compteurs partagent la même anode (i.e. le fil central) et les cathodes sont séparées électriquement les unes des

autres. Les signaux récupérés séparément sur les deux premières cathodes permettent une mesure en coïncidence. La troisième cathode est utilisée en anti-coïncidence, car les protons de recul ne peuvent pas atteindre cette partie, et cela arrête l'acquisition de l'évènement. La mesure de l'énergie des protons peut alors se faire à partir du signal sur l'anode, ce qui évite les problèmes de couplage électronique entre les différentes cathodes. Cependant cette mesure présente l'inconvénient d'avoir un taux d'évènements important même avec une coïncidence entre les deux premières cathodes ce qui pose problème en 1970 pour l'auteur [58]. Pour produire des protons de recul, le gaz de conversion utilisé est le méthane (i.e. CH_4) à des pressions allant de 22 mbar à 1,2 bar, similaire ce qui est utilisé dans le détecteur μTPC .

L'efficacité de ce télescope a été estimée entre 10^{-6} et 10^{-5} selon l'énergie des neutrons, lors de mesures auprès d'un champ neutronique. La résolution en énergie a été mesurée à $\sim 13\%$ entre 0,6 MeV et 0,8 MeV, elle est plus dégradée en dehors de cet intervalle. La Figure 27 montre la distribution en énergie de la fluence neutronique pour un champ monoénergétique à 0,2 MeV, dans ce cas la résolution est de $\sim 30\%$. Un avantage de ce type de compteurs par rapport à d'autres compteurs gazeux est leur temps de réponse. En effet dans les compteurs gazeux, le temps de montée du signal peut aller jusqu'à $\sim 1 \mu\text{s}$, dû au temps de collection des charges. Dans ces télescopes gazeux, les traces sont parallèles à l'anode donc le temps de montée du signal est uniquement dû à l'électronique soit $\sim 0,2 \mu\text{s}$ pour ce détecteur.

Le problème majeur rencontré avec ce détecteur est une efficacité mesurée inférieure à celle calculée [58], alors que la possibilité de calculer l'efficacité analytiquement est un atout mis en avant dans la publication. L'auteur [58] explique que ce décalage vient principalement de la discrimination entre les évènements qui doit être revue.

Ce type de détecteur a également été utilisé sans collimateur mécanique par la même équipe [59][60]. Une collimation électronique a été réalisée. Les deux premières cathodes sont toujours séparées électriquement. Le gaz utilisé est également du CH_4 en circulation. Les protons de recul émis parallèlement au fil anodique ont un temps de montée du signal très faible (i.e. $\sim 0,2 \mu\text{s}$). Au contraire les protons avec un angle important par rapport à l'anode ont un temps de montée beaucoup plus grand (i.e. $\sim 1 \mu\text{s}$). Ainsi en mesurant le temps du signal et en sélectionnant les temps de montée très courts, une collimation des traces peut être effectuée.

Des mesures ont été effectuées avec ce télescope auprès d'un champ neutronique entre 0,6 MeV et 1,5 MeV. Ces mesures montrent une résolution en énergie de $\sim 8\%$ à 1,5 MeV, mesuré à 0° à une distance de 5 cm de la cible. Pour cette configuration expérimentale, l'ouverture angulaire est de $\pm 20^\circ$ pour la détection des neutrons, ce qui implique une résolution de l'ordre de 10% sur l'énergie neutron. Chaque distribution présente un pic avec un continuum quasi plat à basse énergie comme le montre le graphe (a) de la Figure 28. La chute de ce continuum à basse énergie est due au seuil de détection. Les évènements du continuum ont un signal avec un temps de montée bien plus faible que les évènements du pic, pour une énergie proton similaire. Une discrimination via le temps de montée par rapport à l'énergie proton a donc été mise en place pour supprimer ces évènements. La distribution obtenue avec cette discrimination est donnée dans le graphe (b) de la Figure 28. Ce continuum n'est pas très bien compris par les auteurs mais viendrait du volume de détection insuffisant. La coupure sur le temps de montée impose de connaître son influence sur l'efficacité du détecteur, avant de pouvoir remonter à la fluence du détecteur, ce qui présente un inconvénient majeur pour ce détecteur.

Un des avantages de la collimation électronique est un changement possible de l'ouverture angulaire pour la détection des protons de recul, en sélectionnant des temps de montée du signal plus ou moins élevés. Cela permet de trouver un compromis entre l'efficacité de détection et la résolution en énergie neutron. Un autre avantage de la collimation électronique est l'absence de collimateurs mécaniques, qui sont difficiles à concevoir et qui augmentent le bruit [59]. Avec la collimation électronique, la réjection des gamma est excellente car les électrons issus des gamma produisent principalement un signal avec un temps de montée qui est très faible et donc rejeté dans ce type de détecteur [59]. Cependant des études supplémentaires sont nécessaires pour valider les performances de ce détecteur car le temps de montée du signal dépend du gain et de la position de la trace. De plus le volume de détection dépend aussi du gain et pourrait être insuffisant pour utiliser la collimation électronique. Néanmoins aucune autre publication n'existe concernant la suite de ces travaux.

D'autres travaux plus récents [61] ont montré une avancée quant à la résolution en énergie de ce type de détecteur, jusqu'à 1,8% à une énergie de 5 MeV. Cependant la détection des neutrons d'énergies inférieures à 100 keV reste très difficile.

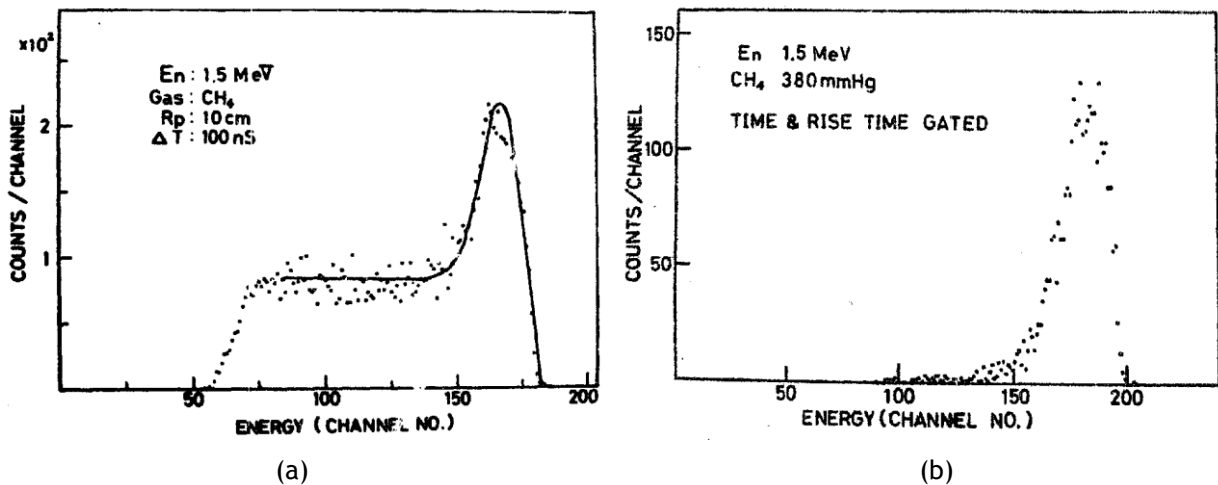


Figure 28. A gauche, distribution de l'énergie neutron avec une collimation électronique. A droite, distribution finale avec une discrimination du bruit de fond utilisant le temps de montée et l'énergie des protons [59].

3.1.2 LE TELESCOPE COMPTEUR PROPORTIONNEL

Ce télescope, développé en Allemagne à la fin des années 70, utilise également la détection des protons de recul émis à 0° dans un compteur gazeux afin d'obtenir directement l'énergie des neutrons [52]. Ce détecteur est composé d'un tube de 98 cm de long et 19,5 cm de diamètre. A chaque extrémité il y a une plaque isolante entre lesquelles sont tendus 25 fils (électrodes), définissant le volume actif du détecteur (cf. Figure 29). Les fils en périphérie sont utilisés en anti-coïncidence. Le fil central, permettant la mesure de la charge, est séparé électriquement en quatre parties pour mesurer le dépôt de charge dans chaque partie (cf. Figure 29). Avec cette segmentation, il faut prendre garde à garantir le même potentiel et éviter le couplage capacitif entre chaque partie conductrice. L'évènement est sauvegardé seulement si les trois premières parties du fil central ont déclenché sans la quatrième partie. Ce principe de fonctionnement présente deux avantages :

- Il y a peu de fausses coïncidences dues aux événements fortuits. Un flux de neutrons important peut donc être mesuré avec ce détecteur.
- Les protons ayant un grand angle de diffusion et les carbones de recul peuvent être discriminés.

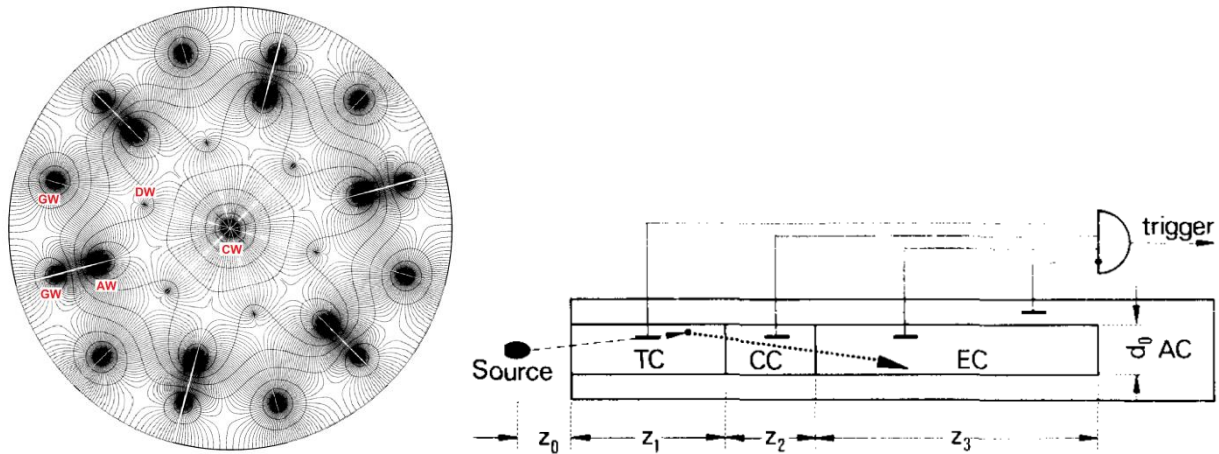


Figure 29. Schéma de principe du télescope compteur proportionnel. A gauche, coupe radiale du détecteur avec les lignes du champ électrique (reconstruite à partir de 1/12 du disque). CW, DW, AW et GW correspondent aux électrodes. A droite, coupe longitudinale du détecteur au niveau du fil central (CW), utilisé pour la mesure de la charge [52].

La résolution et l'efficacité ont été déterminées avec des mesures auprès d'un champ neutronique monoénergétique produit par un accélérateur de particules selon la réaction $T(p, n)^3\text{He}$. La distance entre la source et la face avant est de 12 cm. L'émission se fait dans tout l'espace et équivaut à un débit d'émission de 10^9 s^{-1} . Le flux est suivi à l'aide d'un détecteur de type long compteur (cf. paragraphe 2.2.1). D'après les mesures neutrons (cf. Figure 30) effectuées à 322 keV, 410 keV, 576 keV et 789 keV, la résolution est comprise entre 3% et 9%. L'efficacité de ce détecteur peut être estimée à partir de deux facteurs. D'une part la probabilité de diffusion des neutrons dans le CH_4 , utilisé comme convertisseur, varie de 10^{-4} à 10^{-3} . D'autre part le facteur caractérisant la probabilité de détection des protons dépend du télescope, il est défini comme l'efficacité relative du détecteur ε/σ (cf. Figure 30). Cette grandeur est indépendante de la probabilité de diffusion σ . L'efficacité relative dépend donc uniquement du parcours de la particule, lié à l'énergie de la particule et à la pression du gaz. L'efficacité relative de ce détecteur varie de $\sim 10^{-4}$ à 10^{-3} . Au final l'efficacité totale de ce détecteur est donc comprise entre 10^{-8} et 10^{-6} .

Le principe de triple coïncidence, utilisé par ce détecteur, est réalisable et présente des avantages pour la discrimination des événements. Cependant si l'énergie déposée dans le volume anti-coïncidence est inférieure au seuil de détection, l'événement est conservé mais l'énergie mesurée est tronquée. Le seuil de discrimination doit donc être aussi faible que possible. De plus la mesure de la charge n'est pas possible via l'addition de chaque signal car l'arrangement et le gain de chaque partie du fil sont différents. Pour résoudre ces problèmes, un changement de géométrie était envisagé par l'auteur [52] mais aucun résultat n'a été publié depuis.

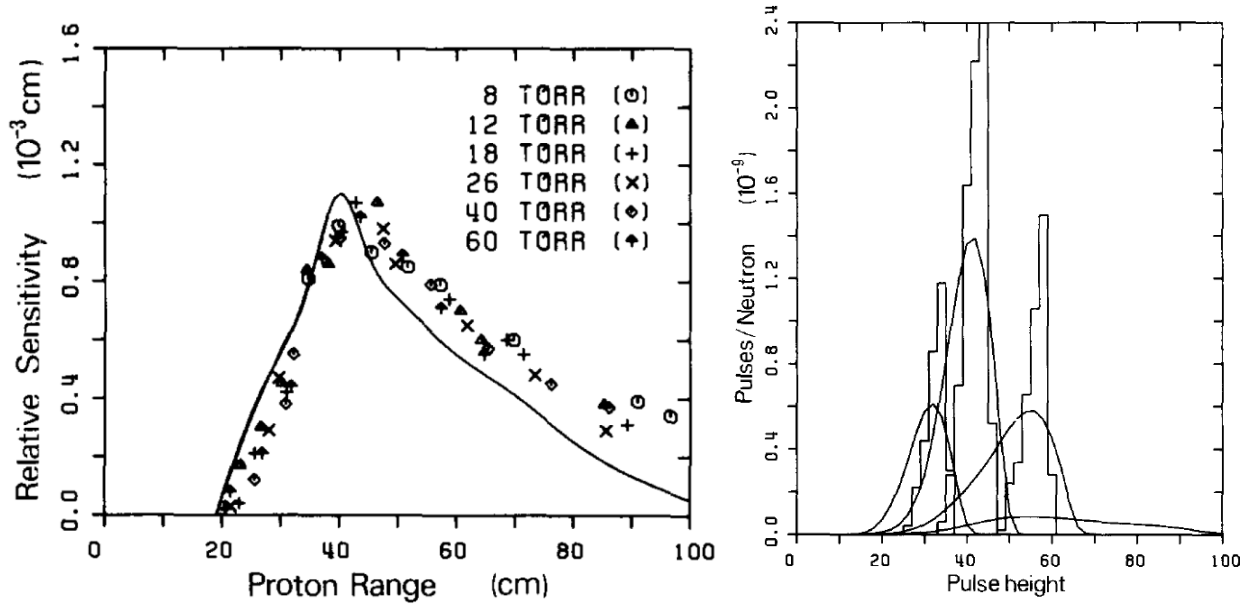


Figure 30. A gauche, efficacité de détection des protons en fonction de leur parcours pour le télescope compteur proportionnel. Les points correspondent à des mesures à différentes pressions et la courbe est une simulation Monte Carlo. A droite, distribution de l'amplitude du signal mesuré pour plusieurs énergies de neutrons (histogramme). La courbe représente la distribution obtenue par simulation Monte Carlo [52].

3.1.3 RESUME DES PERFORMANCES DES TELESCOPES GAZEUX ETUDIES

Au final, très peu de télescopes gazeux ont été développés pour la détection des neutrons de basse énergie (i.e. $1 \text{ keV} < E_n < 1 \text{ MeV}$). Pour les deux télescopes gazeux étudiés, leurs performances sont résumées dans le Tableau 3. Ces paramètres permettront d'avoir une comparaison avec le détecteur μ TPC développé lors de cette thèse. Notons quand même que la limite de détection des télescopes est assez haute (i.e. $E_n > 100 \text{ keV}$) et que leur efficacité est plutôt faible (i.e. $< 10^{-5}$).

	3.1.1 Le télescope par collimation mécanique ou électronique	3.1.2 Le télescope compteur proportionnel
Efficacité mesurée	10^{-6} à 10^{-5}	10^{-8} à 10^{-6}
Résolution en énergie neutron (σ/E_n)	$> 10\%$	3% à 9%
Gamme en énergie	100 keV à 1,5 MeV	De 322 keV à 789 keV

Tableau 3. Résumé des caractéristiques des télescopes gazeux étudiés.

3.2 LES CHAMBRES A PROJECTION TEMPORELLE

Le principe des chambres à projection temporelle a été développé dans les années 70 [62]. Les TPC (i.e. *Time Projection Chamber*) permettent la mesure de la quantité de mouvement des particules chargées émises dans un gaz. Elles sont bien souvent utilisées pour la recherche de matière sombre [63][64] mais peuvent aussi servir pour la détection directionnelle des neutrons [65]. Ces détecteurs peuvent notamment être utilisés pour la localisation de sources radioactives [66].

Les chambres à projection temporelle sont composées d'une enceinte contenant du gaz. Les particules émises dans l'enceinte (e.g. noyaux de recul, électrons, etc.) vont être ralenties par le gaz en excitant et en ionisant les molécules du gaz. Les paires électron-ion issues de l'ionisation constituent une enveloppe de la trace de la particule. La collection des électrons d'ionisation permet de mesurer l'énergie des particules et d'estimer leur parcours. A l'intérieur de l'enceinte, un champ électrique et/ou magnétique est produit. Ce champ permet de faire dériver les charges issues de l'ionisation jusqu'au système de détection. Le système de détection permet la détection en deux dimensions de la trace et l'échantillonnage temporel du détecteur avec une électronique rapide permet de reconstruire la trace en trois dimensions. A ce niveau une amplification des charges est souvent nécessaire. Un schéma d'une des premières TPC est donné sur la Figure 31. On y retrouve une cage de champ permettant de générer un champ électrique et un détecteur 2D pour la collection des électrons d'ionisation.

Contrairement aux télescopes à 0° , les chambres à projection temporelle ne contraignent pas l'angle de détection des noyaux de recul. Les traces sont enregistrées quel que soit leur angle d'émission. La stratégie consiste alors à reconstruire l'angle des noyaux de recul à partir de la trace mesurée. La reconstruction de l'énergie des neutrons peut ainsi être faite directement grâce à l'angle et l'énergie des noyaux de recul. L'utilisation d'une TPC permet de diminuer le seuil de détection des neutrons à quelques keV, ce qui est bien inférieur au seuil de 100 keV des télescope gazeux à 0° présentés précédemment (cf. paragraphe 3.1). Pour un mélange gazeux similaire, l'efficacité des TPC pour les mesures neutron est supérieure à celle des télescopes à 0° car un plus grand nombre de traces peut être détecté.

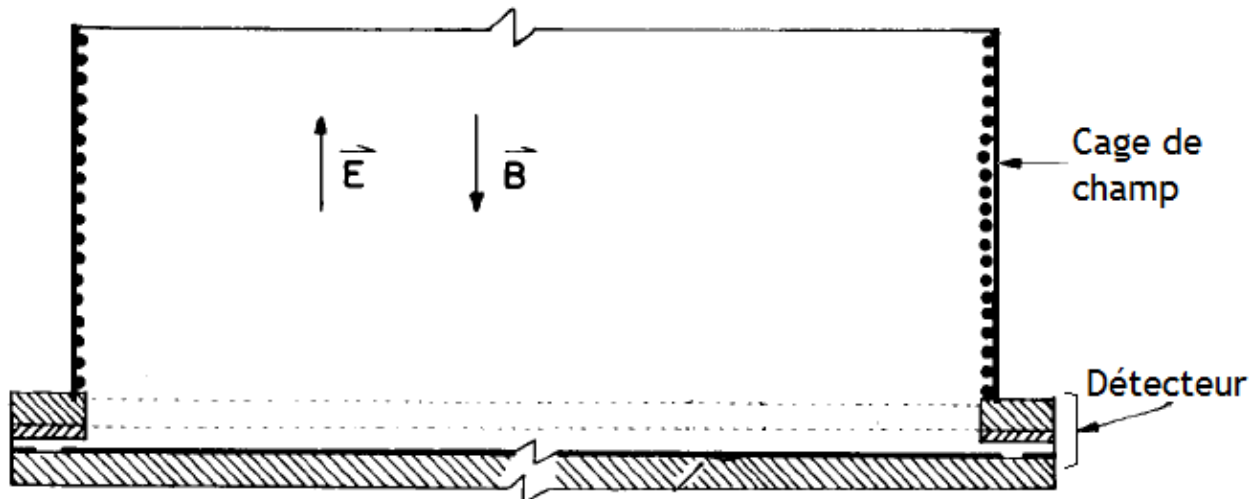


Figure 31. Schéma de principe d'une des premières chambres à projection temporelle [62].

3.2.1 LA CHAMBRE A PROJECTION TEMPORELLE MINIATURE

Une chambre à projection temporelle miniature a été développée en 2015 par l'université d'Hawaï et le LBNL pour la trajectographie des reculs nucléaires en trois dimensions [76]. Ce développement a pour but la détection de particules neutres telles que les neutrons ou la matière sombre (e.g. les WIMPs pour *Weakly Interacting Massive Particles*). Ce détecteur utilise une double couche de GEMs (i.e. *Gas Electron Multiplier*) pour l'amplification du signal et une anode pixélisée ATLAS FE-I3 Pixel pour la détection des traces [76]. En pratique, pour des hauts gains, tous les électrons issus de l'ionisation seront détectés ce qui fixe théoriquement le seuil du détecteur à l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-ion, de l'ordre de 30 eV pour les gaz. La détection de traces pourra donc s'effectuer avec un seuil plus faible que dans les autres détecteurs à ionisation.

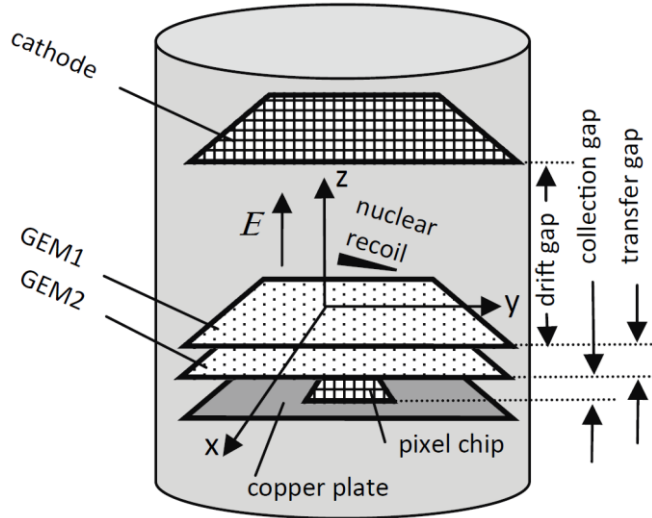
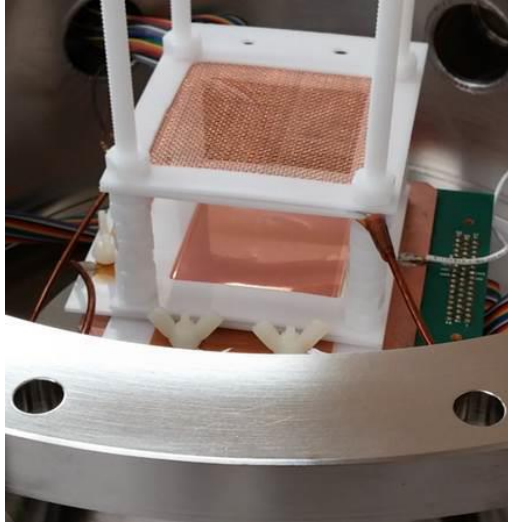


Figure 32. Principe de la chambre à projection temporelle miniature [76].

Le détecteur contient de l'hélium-4 qui a été choisi comme noyau cible pour la diffusion des neutrons. Le volume sensible du détecteur est situé entre la cathode (grille en cuivre) et la première surface de GEM, appelée GEM1 (cf. Figure 32). Il s'agit de la zone de dérive qui fait 9,2 mm de longueur. Dans cette zone, les électrons issus de l'ionisation dérivent jusqu'au premier GEM grâce à un champ électrique uniforme. Les électrons sont ensuite multipliés par avalanche jusqu'à être détectés par l'anode pixélisée. L'anode pixélisée a une surface active de 7,2 x 8 mm et est divisée en 2880 pixels. Le volume de détection est donc très petit puisqu'il fait $\sim 0,5 \text{ cm}^3$, ce qui ne le rend pas exploitable pour la mesure de neutrons. Cependant ses performances permettront de mettre en relief les performances de la μ TPC développé au cours de cette thèse.

La résolution en énergie a été mesurée à 5,92 keV. Elle devient asymptotique à haut gain et tend vers une valeur de $\sim 9\%$, typique pour un détecteur gazeux. La résolution tend à s'améliorer lorsque l'énergie de la particule augmente. Ceci vient du fait que dans le domaine du keV, la résolution est limitée par la fluctuation statistique du nombre d'électrons générés lors de l'ionisation primaire et la fluctuation du gain lors de l'avalanche.

La résolution spatiale a également été étudiée dans le mélange He+CO₂ pour un haut gain ($> 4.10^4$) et un champ de dérive de 1180 V.cm^{-1} , soit une vitesse de dérive de $22,8 \mu\text{m.ns}^{-1}$ [76]. L'anode pixélisée est échantillonnée à une fréquence de 40 MHz. Une droite est ajustée au nuage de pixels et l'écart entre les pixels et la droite permet d'estimer la résolution en x et y. Par simulation, l'incertitude liée à cette méthode a été estimée à 5% maximum. La résolution ainsi mesurée dépend de la résolution intrinsèque du plan de lecture et de la diffusion transverse, qui augmente avec la distance de dérive.

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2 + Ct^2z}$$

Equation 3.2

En ajustant les mesures obtenues pour chaque échantillon temporel, les résolutions intrinsèques en x et y sont respectivement $\sigma_x^R = (197 \pm 11) \mu\text{m}$ et $\sigma_y^R = (142 \pm 9) \mu\text{m}$. La résolution est meilleure en y du fait de la géométrie des pixels qui sont rectangulaires.

La résolution angulaire a également été estimée selon plusieurs méthodes. La première utilise la distribution angulaire des traces provenant d'une source alpha dont les traces sont collimatées numériquement (i.e. l'angle mesuré est restreint autour de 0°). Elle donne $\sigma_\theta = (2,2 \pm 0,1)^\circ$ et $\sigma_\phi = (0,95 \pm 0,04)^\circ$. La deuxième méthode prend en compte les incertitudes données par l'algorithme d'ajustement pour chaque événement. Elle donne $\sigma_\theta = (1,202 \pm 0,004)^\circ$ et $\sigma_\phi = (1,068 \pm 0,003)^\circ$.

Des mesures ont également été réalisées avec une source de Cf-252. Le graphe de droite de la Figure 33 montre un événement compatible avec un recul produit par un neutron issu de la source. Cependant cet événement sort complètement du volume actif. Ceci montre bien que ce détecteur est trop petit pour être utilisé afin de mesurer l'énergie des neutrons.

Néanmoins la résolution en énergie est estimée à 15% à 3 keV et 2% autour du MeV, même si ce détecteur a été étudié uniquement dans le domaine du MeV pour une pression atmosphérique [76].

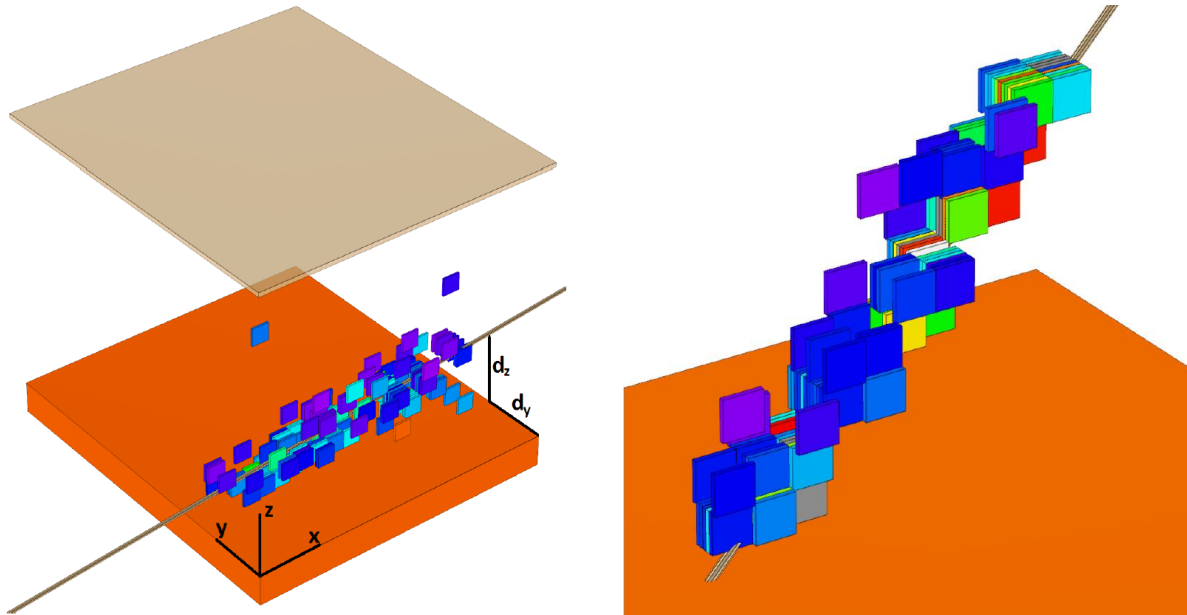


Figure 33. A gauche trace d'un alpha issu d'une source de Po-210 dans un mélange He+CO₂. A droite, trace obtenue dans un mélange He+CO₂, la trace est compatible avec un recul de He issu de la diffusion d'un neutron, provenant d'une source de Cf-252 [76].

Un récapitulatif des performances de cette chambre à projection temporelle miniature est fournie dans le Tableau 4. Ces données permettront de comparer les performances du détecteur μ TPC, développé lors de cette thèse, avec ce détecteur miniature. Pour la reconstruction des traces, la comparaison reste limitée car cette chambre miniature n'a été testée que pour des alphas de haute énergie (i.e. autour du MeV). Les performances sont généralement meilleures à haute énergie par rapport à des mesures à basse énergie.

Caractéristiques	
Longueur de la zone de dérive	9,2 mm
Anode pixellisée	7,2 x 8 mm ² avec 144 x 20 pixels
Vitesse de dérive	22,8 $\mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$
Résultats	
Résolution en énergie (σ/gain)	15% à 3keV et 2% autour du MeV
Résolution spatiale intrinsèque	$\sigma_x = (197 \pm 11) \mu\text{m}$ et $\sigma_y = (142 \pm 9) \mu\text{m}$
Résolution angulaire	$\sigma_\theta < 2,2^\circ$ et $\sigma_\phi < 1,2^\circ$

Tableau 4. Récapitulatif des performances d'une chambre à projection temporelle miniature.

3.2.2 LE DETECTEUR A MICRO-PIXEL μ PIC

Le détecteur micro-pixel μ PIC est développé au Japon depuis les années 2000 [77]. Ce détecteur est une chambre à projection temporelle utilisant une anode pixélisée μ PIC, couplée à une électronique pour l'échantillonnage de l'anode. Les détecteurs utilisant la μ PIC sont déjà utilisés pour la mesure de rayonnements gamma autour du MeV, pour l'imagerie médicale ou la diffraction des rayons X aux petits angles. En ajoutant du ^3He dans le gaz, ce détecteur peut être utilisé pour la détection des neutrons thermiques via la réaction $^3\text{He}(n,p)\text{T}$.

Pour la μ PIC utilisée dans la référence [77], la surface active est de $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Elle fait $100 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Il y a plusieurs pistes pour la cathode et plusieurs pistes pour l'anode. Un isolant permet de séparer l'anode et la cathode. L'espace entre chaque pixel fait $400 \text{ }\mu\text{m}$. La lecture des bandes de l'anode orthogonales à celles de la cathode permet d'obtenir une lecture à deux dimensions (cf. Figure 34). Le volume actif du détecteur est défini par une cage de champs rectangulaire de 5 cm de hauteur, composé de feuilles d'aluminium de $0,3 \text{ mm}$ d'épaisseur avec des lignes de cuivre espacées de 5 mm relié par un pont de résistance de $50 \text{ M}\Omega$. Le champ électrique peut ainsi être fixé entre 250 V.cm^{-1} et 800 V.cm^{-1} . La taille total de la chambre est $32,8 \times 32,8 \times 9 \text{ cm}^3$ ce qui correspond à $2,5 \text{ L}$ de gaz. La chambre peut tenir une pression de 2 bars. La réaction de capture des neutrons par l'hélium-3 possède une section efficace importante pour des neutrons thermique (5330 barns) et un Q de réaction de 764 keV . A cette énergie les traces sont de l'ordre de 1 cm dans le gaz utilisé. Le proton et le triton émis sont facilement détectables même avec un gain faible autour de 100 (la μ PIC peut fonctionner de manière stable jusqu'à un gain de 6000). La séparation des deux particules est essentielle pour estimer la position d'interaction du neutron. Cela peut se faire en mesurant l'énergie déposée le long de la trace de chaque particule (cf. Figure 35). Avec le détecteur μ PIC chaque interaction des neutrons est détectée ce qui en fait un très bon compteur. La sensibilité aux gamma après discrimination est inférieure à 10^{-12} . La trajectographie fournie une résolution spatiale de $349 \pm 36 \text{ }\mu\text{m}$. Par simulation, l'efficacité de détection a été estimée à 35% pour des neutrons thermique et jusqu'à 75% pour des neutrons froids (i.e. dont l'énergie est inférieure à celle des neutrons thermiques). Ce détecteur présente une réponse linéaire en fonction du flux de neutrons incidents et peut mesurer jusqu'à une fréquence de $1,5 \cdot 10^5$ coups par seconde. Ce type de détecteur possède une résolution temporelle de l'ordre de $0,6 \text{ }\mu\text{s}$ ce qui permet de l'utiliser pour des mesures de temps de vol avec des faisceaux pulsés de neutrons (cf. paragraphe 2.2.1.5). Une discrimination neutron/gamma peut aussi être utilisée avec ce détecteur contrairement à d'autres détecteurs utilisés couramment pour l'imagerie neutron (système CCD ou plaques d'imagerie) [77].

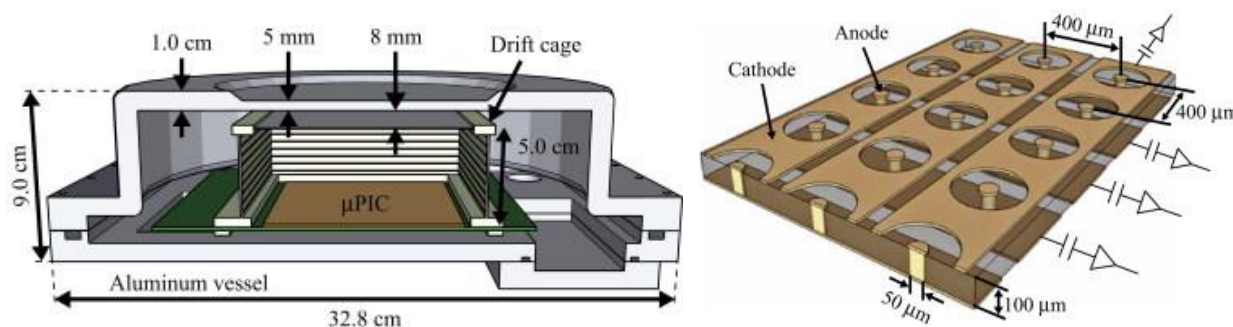


Figure 34. Schéma du détecteur utilisant une anode microPIC [77].

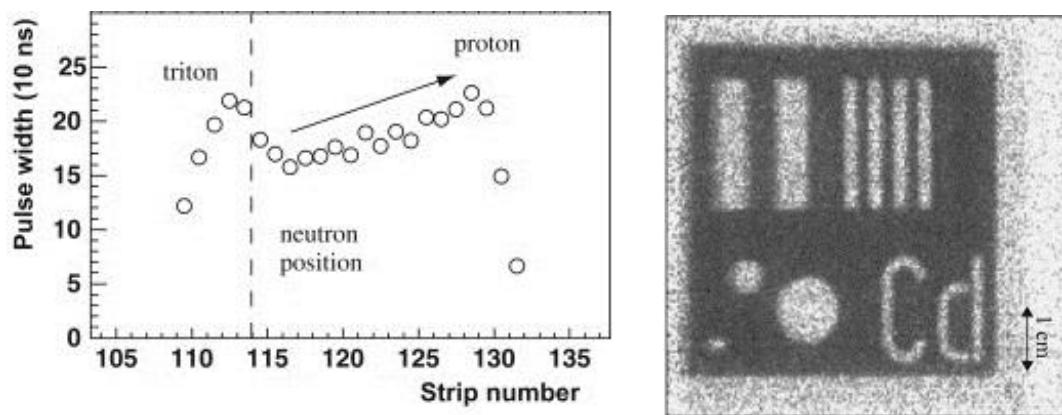
Le mélange est composé de 63% Ar + 7% C_2H_6 qui apporte un bon gain et une bonne stabilité. 30% de ^3He est ajouté pour l'interaction avec les neutrons. La pression de 2 bars permet d'obtenir une bonne efficacité de détection et un pouvoir d'arrêt adéquat.

La charge déposée dans chaque piste est mesurée par des ASICs contenant une chaîne électronique complète (amplification, mise en forme du signal et discrimination). L'échantillonnage est limité à 10 MHz avec ce détecteur. Lorsque le signal dépasse le seuil fixé, la position et le temps sont enregistrés. Le temps de chaque pulse au-dessus du seuil en fonction de la hauteur du pulse permet d'estimer la charge déposée. Le proton et le triton peut être distingués grâce à la forme de la distribution de la largeur des pulses. Une fois les événements reconstruits à partir des bandes cathode et anode, la longueur de la trace peut être reconstruite ainsi que la somme de la longueur des pulses (pour l'identification des neutrons) et la forme de la distribution de la largeur des pulses (pour la discrimination proton/triton).

La vitesse de dérive a été estimée à $23 \text{ }\mu\text{m.ns}^{-1}$ pour un champ électrique de 800 V.cm^{-1} . La position absolue de la trace en Z ne peut être déterminée, comme d'ailleurs pour les autres types de chambres à projection temporelle. La position Z n'étant pas connue, le temps de dérive des électrons d'ionisation ne peut être mesuré. Ainsi ce temps de dérive engendre une incertitude sur le temps de vol des neutrons qui vaut au minimum vaut $\pm 0,6 \text{ }\mu\text{s}$. L'efficacité de séparation P-T est de 95% maximum et peut descendre à 0 dans le cas de traces perpendiculaires à l'anode. Cette séparation permet également de supprimer les traces issues de la diffusion de neutrons rapides dans les éléments du détecteur où seul un proton est généré et parfois avec les mêmes longueurs ou énergie. La différence

dans les distributions (un seul pic présent avec un proton) permet de supprimer ces distributions. La détection des gamma dépend du gain du détecteur car les signaux sont à la limite du seuil contrairement à ceux des neutrons. Les études montrent que l'efficacité de détection décroît de deux ordres de grandeur entre le gain le plus élevé et le plus faible. Une sélection sur la longueur des traces permet aussi de réduire le taux de détection des gamma. Ainsi la sensibilité aux gamma a été estimée à 10^{-9} et peut être encore réduite à 10^{-12} au gain le plus faible. En comparaison à des détecteurs tubes à ^3He , qui sont utilisés en imagerie neutron et ont une faible résolution mais la meilleure efficacité de discrimination n-gamma, l'efficacité de discrimination est similaire. Et contrairement à ces détecteurs la μPIC présente une excellente stabilité pour l'identification des neutrons en fonction du gain.

Une image a été réalisée à partir de l'irradiation par des neutrons d'une feuille de cadmium de 5×5 cm attachée à la face d'entrée du détecteur et un temps d'acquisition de ~ 9 min. La résolution spatiale a été estimée au mieux à 349 ± 36 μm . 35% des neutrons détectés ont été pris en compte ce qui correspond à une efficacité de détection de 10% pour les neutrons thermiques. Le gaz a été utilisé pendant 13 et 14 mois avec une décroissance du gain de 68% et 30% respectivement à chaque mesure. Un filtrage du gaz et une préparation de la chambre pour éviter le dégazage permettra d'éviter cette décroissance due aux pollutions du gaz.



Un récapitulatif des performances de cette chambre à projection temporelle μPIC est fournie dans le Tableau 5. Ces données permettront de comparer les performances du détecteur μTPC , développé lors de cette thèse, avec le détecteur μPIC . Le détecteur μPIC permet d'estimer uniquement la position d'interaction des neutrons, ainsi la résolution en énergie ou la résolution angulaire ne sont pas fournies dans ce tableau.

Caractéristiques	
Longueur de la zone de dérive	5 cm
Anode pixellisée	$10 \times 10 \text{ cm}^2$ (250 x 250 pixels)
Vitesse de dérive	$23 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$
Résultats	
Résolution spatiale	$349 \pm 36 \mu\text{m}$

Tableau 5. Récapitulatif des performances de la chambre μPIC à projection temporelle.

3.3 LE DETECTEUR DE L'IRSN : LA LNE-IRSN MIMAC μ TPC

Après les recherches bibliographiques réalisées pour ce projet, il n'existe aucun détecteur réalisant une mesure directe en énergie et en fluence des neutrons, dans la gamme en énergie allant de quelques keV à plusieurs MeV.

Les télescopes gazeux développés possèdent une limite basse en énergie à 100 keV et leur efficacité est encore plus faible qu'un télescope à noyaux de recul à 0°. Ces détecteurs ne peuvent pas être utilisés pour ce projet mais leur principe de mesure peut être amélioré en utilisant une chambre à projection temporelle.

Les TPC montrent des résultats prometteurs pour la reconstruction de la distribution en énergie de la fluence neutronique. Leur seuil de détection est très faible ce qui semble en faire de bons candidats pour remplir les objectifs de ce projet. La collaboration entre l'IRSN et le LPSC a conduit au développement d'une TPC pour la détection des neutrons entre 8 keV et 5 MeV : la LNE-IRSN MIMAC μ TPC.

3.3.1 FONCTIONNEMENT GENERAL

La μ TPC (i.e. *micro Time Projection Chamber*) est une chambre à projection temporelle utilisant une anode pixélisée de type micromegas, développée au CEA de Saclay (cf. paragraphe 3.3.4), et une électronique rapide, dédiée à ce projet et développée spécifiquement au LPSC (cf. paragraphe 3.3.5), pour la détection des noyaux de recul. Le principe de détection des neutrons par la μ TPC utilise la diffusion élastique des neutrons (cf. paragraphe 2.1.3.1) sur les noyaux des atomes du mélange gazeux, contenu dans le détecteur. Dans le cadre de ce projet plusieurs mélanges gazeux peuvent être utilisés pour la détection des neutrons dans une gamme en énergie allant de 8 keV à 5 MeV (cf. paragraphe 3.3.2.1). L'énergie cinétique des neutrons est mesurée de façon indirecte grâce aux noyaux de recul qui sont produits. Pour rappel (cf. paragraphe 2.1.3.1), l'équation reliant l'énergie des neutrons (E_N) à celle des noyaux de recul (E_R) est la suivante :

$$E_n = \frac{(m_n + m_r)^2}{4m_n m_r} \frac{E_r}{(\cos(\theta_{nr}))^2} \quad \text{Equation 3.3}$$

Pour reconstruire l'énergie des neutrons, le détecteur μ TPC doit donc mesurer l'énergie et l'angle d'émission des noyaux de recul. Le principe de détection peut être résumé par le schéma ci-dessous (cf. Figure 36) :

1. un neutron transfère une partie de son énergie cinétique à un noyau par diffusion élastique,
2. le noyau recule dans le mélange gazeux et cède une partie de son énergie cinétique en ionisant le gaz,
3. le nuage d'électrons primaires, issus de l'ionisation, dérive jusqu'à la grille de l'anode pixélisée grâce à un champ électrique de dérive (E_d),
4. le signal est ensuite amplifié grâce à un champ électrique intense (E_a) entre la grille et l'anode pixélisée,
5. les électrons secondaires sont collectés sur l'anode pixélisée qui est lue toutes les 20 ns. L'amplification des électrons d'ionisation induit un courant sur la grille, appelé signal de collection de charge.

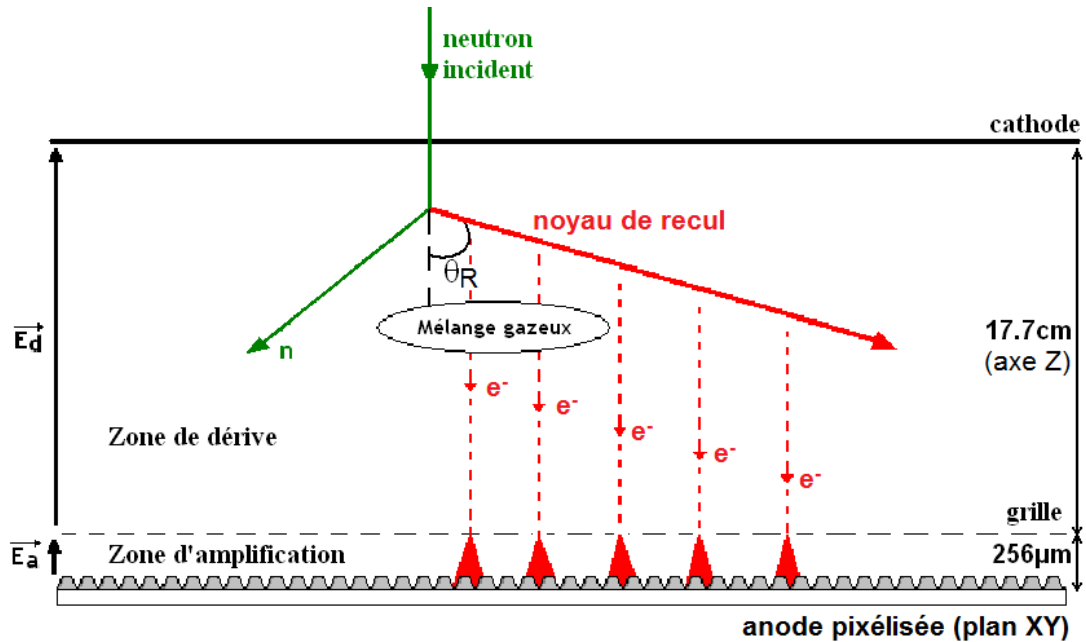


Figure 36. Représentation schématique de la collection des charges issues de l'ionisation du mélange gazeux, par un noyau de recul, dans la μ TPC.

Chaque événement détecté est estampillé en temps (*time stamping*). Le temps mort et le temps de mesure sont ainsi enregistrés pour chaque événement. Le temps mort correspond au temps pendant lequel le détecteur enregistre un événement et n'est pas disponible pour détecter d'autres événements. Pour chaque événement, les données brutes suivantes sont obtenues (cf. Figure 37) :

- Le signal de collection de charges mesuré sur la grille est échantillonné toutes les 20 ns (cf. graphe de gauche de la Figure 37). La charge collectée augmente progressivement jusqu'à un maximum. La différence entre le minimum et le maximum du profil de charge correspond à la charge totale collectée ($q_{\text{ionisation}}$). La mesure de la charge collectée permet de remonter à l'énergie cinétique des noyaux. Ce profil de collection de charges sert aussi pour la discrimination entre les protons de recul et les autres particules ionisantes (e.g. les électrons issus des rayonnements γ), comme nous le verrons dans la suite (cf. paragraphe 7.1.2).
- Deux projections de la trace sont obtenues à partir de l'anode pixélisée lue toutes les 20 ns. Il s'agit de projections car l'anode est lue bande par bande et non pixel par pixel (cf. paragraphe 3.3.4). Le schéma de droite de la Figure 37 montre une trace en trois dimensions obtenue à partir de ces deux projections. Ces projections sont notées (n_{xi} , $n_{\Delta t}$) et (n_{yi} , $n_{\Delta t}$). Cette information est primordiale pour déterminer l'angle de la trajectoire des noyaux de recul.

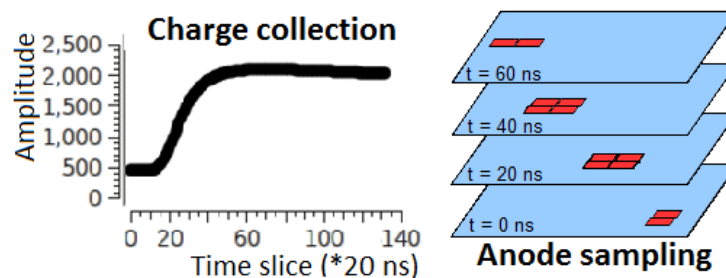


Figure 37. Données brutes obtenues pour chaque événement avec le détecteur μ TPC. A gauche il s'agit du profil de collection de charge mesuré sur la grille pour un noyau de recul (i.e. un proton). A droite le schéma représente une trace en trois dimensions mesurées sur l'anode.

Avec la charge totale collectée et la trace en 3D des noyaux de recul, ce détecteur peut ainsi reconstruire l'énergie des neutrons incidents événement par événement. A partir du nombre de noyaux de recul détectés et en tenant compte de l'efficacité du détecteur, il est possible de déterminer le nombre de neutrons incidents pour calculer la fluence neutronique. Pour une énergie de neutrons

donnée, la fluence intégrale des neutrons, Φ_N , est directement reliée au nombre de protons émis dans le volume actif, N_R , à la section efficace d'interaction par diffusion élastique, $\sigma^{\text{élas}}$, et au nombre de noyaux cible par unité de volume dans le volume actif, N_C , par l'équation suivante :

$$N_R = \iiint_{\text{volume actif}} N_C * \sigma^{\text{élas}} * \Phi_N d \quad \text{Equation 3.4}$$

L'anode pixélisée définit le plan XY (cf. Figure 36). L'incidence des neutrons est supposée parallèle à l'axe Z, perpendiculaire à l'anode (cf. Figure 36). En supposant que les neutrons sont produits par un accélérateur (cf. paragraphe 2.1.1.4) et que l'anode est à une distance supérieure à 40 cm de la cible, la taille de l'anode est assez petite (i.e. $10 \times 10 \text{ cm}^2$ donc une ouverture angulaire inférieure à 10°) pour considérer que la fluence est uniforme en X et Y (cf. Figure 4). L'utilisation d'un gaz, avec un faible débit lors de la circulation du gaz, permet de supposer que les noyaux cibles sont répartis uniformément dans le volume actif du détecteur. Ainsi l'Equation 3.4 devient :

$$N_R = N_C * \sigma^{\text{élas}} * L_X * L_Y * \int_{d_{sc}}^{d_{sa}} \Phi_N(Z) dZ \quad \text{Equation 3.5}$$

Où,

L_X et L_Y sont les longueurs de l'anode,

d_{sc} et d_{sa} correspondent aux distances source-cathode et source-anode respectivement.

Comme Φ_N est une fonction à valeurs réelles, définie et continue sur l'intervalle $[d_{sc}; d_{sa}]$, le théorème de la moyenne peut être utilisé pour estimer une fluence moyenne sur le volume actif, Φ_N^m , à une distance r de la source. Ainsi à partir de l'Equation 3.5, la fluence moyenne mesurée par le détecteur peut-être exprimée par :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{N_R}{N_C * \sigma^{\text{élas}} * L_X * L_Y * L_Z} \quad \text{Equation 3.6}$$

Où L_Z est la distance entre l'anode et la cathode.

L'objectif étant de mesurer la fluence des neutrons incidents directement émis par la source, les neutrons diffusés ne doivent pas être pris en compte. Le nombre de noyaux de recul mesuré, N_R , est donc divisé par un facteur correctif k afin d'écarter la proportion de neutrons diffusés. Notons que le détecteur est également sensible aux rayonnements γ , une discrimination γ /neutron est donc nécessaire avant d'évaluer N_R . L'influence de ces critères de sélection sur N_R est également prise en compte avec le facteur k . Avec la définition du facteur correctif k , l'Equation 3.6 devient :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{N_R}{k * N_C * \sigma^{\text{élas}} * L_X * L_Y * L_Z} \quad \text{Equation 3.7}$$

Le facteur correctif k est estimé par simulation grâce au code reproduisant la réponse du détecteur à un champ de neutrons (cf. chapitre 4). Le volume actif est connu : $L_X * L_Y * L_Z = 10 \times 10 \times 17,7 \text{ cm}^3$. La distance r est estimée à partir de la distance mesurée de la cathode à la source de neutrons et la distance de la cathode à la coordonnée Z moyenne des noyaux de recul dans le volume actif. Comme le Z absolu des traces n'est pas mesuré, une hypothèse a été utilisée pour le déduire. Sachant que la probabilité d'interaction des neutrons est faible (i.e. $\sim 10^{-3}$) devant la fluence (i.e. $\sim 10^6 \text{ cm}^{-2}$) et en supposant que les neutrons arrivent parallèlement à l'axe Z , le flux de neutrons peut être supposé constant en Z . Le Z moyen est donc supposé égal à 8,85 cm (i.e. la moitié de la zone de dérive).

A partir de l'Equation 3.7, l'efficacité de détection ε peut également être déduite :

$$\varepsilon = k * L_Z * N_C * \sigma^{\text{élas}} \quad \text{Equation 3.8}$$

Pour expliquer en détail le fonctionnement du détecteur, j'ai décomposé en plusieurs éléments le détecteur :

- Le système de régulation du mélange gazeux : ce système réalise le mélange de gaz avec une stœchiométrie maîtrisée et injecte ces mélanges dans le détecteur à une pression contrôlée.
- La zone de conversion : elle représente la zone active où les particules ionisantes (e.g. les noyaux de recul issus de la diffusion élastique des neutrons) seront détectées si elles traversent cette zone. Cette zone est également contenue par une enceinte métallique.
- L'anode pixélisée de type micromegas : elle représente la partie détectrice où a lieu l'amplification du signal et la pixellisation de la trace.
- L'électronique de mesure : elle réalise l'échantillonnage de l'anode afin d'obtenir un profil de collection de charge et une trace en trois dimension.

La partie analyse de données sera abordée dans le chapitre 4.

3.3.2 LE SYSTEME DE REGULATION DU GAZ

Des mélanges gazeux sont utilisés comme convertisseurs dans le détecteur μ TPC. Afin d'assurer la reproductibilité des mesures de ce détecteur, voué à être utilisé en routine, un dispositif doit permettre de réaliser le mélange de plusieurs gaz et de contrôler la pression de ce mélange dans l'enceinte du détecteur. Dans le cas où des espèces électronégatives telles que l'oxygène sont présentes dans le gaz, les électrons issus de l'ionisation peuvent être captés, il s'agit du phénomène d'attachement électronique. Pour éviter une perte de signal lors de la collection des charges, les mélanges gazeux utilisés doivent être purifiés. Les impuretés les plus conséquentes étant H_2O et O_2 , le système de régulation doit permettre de les filtrer.

Le système mélangeur et régulateur de gaz a été développé par Cédric Golabek, lors d'un contrat postdoctoral. La réalisation du système mélangeur et régulateur de gaz a été effectuée par la société 2MProcess et elle a fait l'objet d'une fiche projet LNE : « Développements de systèmes d'alimentation en gaz pour une chambre d'ionisation à pression variable (LNHB/LMA) et une μ -TPC dédiée à la mesure de champs neutroniques (IRSN-LMDN) », en partenariat avec le Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB). Le projet a été proposé en 2010 et s'est terminé en 2013, lors de cette thèse, pour le LMDN. Ce système permet de filtrer en entrée trois gaz, de les mélanger et de les envoyer dans une enceinte pour faire une circulation à débit et pression constants.

3.3.2.1 Choix du gaz convertisseur

Aux énergies considérées (i.e. 8 keV - 5 MeV), la section efficace de diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène est une des plus élevée (cf. Figure 38). Du fait du nombre de masse des protons (i.e. $A = 1$), l'énergie cinétique maximum transférée par les neutrons aux noyaux est la plus élevée pour les protons (cf. Equation 3.3). Le choix de ce noyau comme noyau cible permet ainsi de mesurer les plus faibles énergies de neutrons. La diffusion élastique des neutrons sur les protons est aussi une des réactions nucléaires les plus connues. Ainsi la section efficace de cette réaction est donnée avec une incertitude inférieure à 2% (cf. paragraphe 2.1.3.1). Cette faible incertitude permet de limiter l'incertitude sur l'estimation de la fluence à partir des mesures du détecteur. Les protons sont donc privilégiés comme noyau cible et le gaz convertisseur doit contenir principalement des atomes d'hydrogène.

Avec ce détecteur le signal est également amplifié par avalanche électronique, un gaz « *quencheur* » doit alors être utilisé pour absorber les photons émis lors de l'avalanche. Un gaz couramment utilisé pour des détecteurs gazeux est l'isobutane (i.e. iC_4H_{10}). Ce gaz contient majoritairement des atomes d'hydrogène, il a donc été utilisé comme gaz convertisseur et *quencheur* pour le détecteur μ TPC.

Cependant la vitesse de dérive des électrons primaires, issus de l'ionisation, est de l'ordre de $50 \mu m.ns^{-1}$ dans l' iC_4H_{10} , pour un champ électrique de dérive de $\sim 100 V.cm^{-1}$. Cette vitesse est trop élevée pour obtenir suffisamment d'images de la trace aux faibles énergies neutrons, compte tenu de la fréquence de notre électronique (i.e. 50 MHz). Un autre gaz doit donc être ajouté pour ralentir la dérive des charges et ainsi améliorer la résolution de l'image de la trace. L'utilisation du trifluorométhane (i.e. CHF_3) permet de ralentir les électrons lors de leur dérive et rend possible le

traitement de l'information arrivant à l'anode. Les mélanges gazeux sont donc composés d' iC_4H_{10} , agissant principalement comme convertisseur, et de CHF_3 , qui permet d'augmenter la résolution de l'image. Afin d'obtenir un compromis entre la longueur des traces et la vitesse de dérive des charges, la pression est fixée à 30 mbar ou 50 mbar dans ces mélanges.

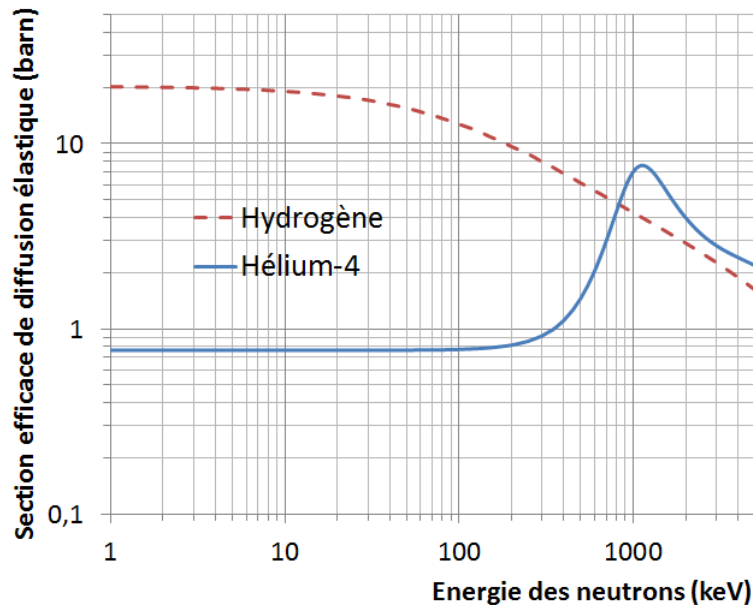


Figure 38. Section efficace de diffusion élastique des neutrons sur les noyaux d'hydrogène et d'hélium. Ces données sont issues de la base de données ENDF B-VII.1.

Pour les plus hautes énergies ($E_n > 800$ keV) la diffusion élastique des neutrons sur des noyaux d'hélium devient compétitive car la section efficace est plus importante pour l'hélium que pour l'hydrogène (cf. Figure 38). Les noyaux d'hélium sont plus lourds que ceux d'hydrogène donc l'énergie maximum transférée aux noyaux d'hélium est plus faible. Du fait de leur pouvoir d'arrêt respectif et de leur énergie, les traces d'hélium restent plus dans le volume actif que les traces d'hydrogène lors de mesures à haute énergie. De plus à haute énergie l'électronique risque d'être rapidement saturée avec des protons très énergétiques. La diminution de la charge collectée pour des noyaux d'hélium, du fait d'une énergie plus faible, limite cette saturation. Ainsi des énergies plus élevées peuvent être mesurées si l'hélium est utilisé comme atome cible au lieu de l'hydrogène. Un des effets négatifs dû à l'utilisation de l'hélium comme gaz convertisseur est l'augmentation du seuil à basse énergie. Cet effet étant très négligeable par rapport au gain à haute énergie, l'hélium a également été choisi comme gaz convertisseur. Dans ce cas, un gaz « *quencheur* » est toujours nécessaire donc l' iC_4H_{10} a été utilisé pour réaliser des mélanges He+ iC_4H_{10} . Cependant l' iC_4H_{10} engendre la présence de protons de recul et de carbones de recul dans le détecteur qu'il faut discriminer par rapport aux alphas de recul. La masse volumique de l'hélium étant plus faible que celle de l'isobutane et la longueur des traces étant très grande à haute énergie, une pression plus élevée doit être utilisée pour obtenir un compromis entre la longueur de trace et la vitesse de dérive des charges. Ainsi les pressions utilisées pour ces mélanges se situent entre 350 mbar absolu et 1000 mbar absolu.

Comme pour le compteur proportionnel gazeux (cf. paragraphe 2.2.1.2), l'efficacité de détection ε du détecteur peut s'exprimer en fonction du nombre de noyaux cible par unité de volume N_c , de la section efficace d'interaction σ et de la distance d parcourue par les neutrons dans le détecteur. En supposant que les neutrons arrivent perpendiculairement à l'anode, la distance d sera égale à la longueur de la zone de dérive (i.e. 17,7 cm). Ainsi le graphe de la Figure 39 montre l'efficacité de détection pour différents mélanges gazeux. Cette probabilité varie entre 10^{-4} et $2,8 \cdot 10^{-3}$ sur toute la gamme en énergie du détecteur. Cette efficacité de détection est au moins deux ordres de grandeur au-delà des efficacités obtenues pour d'autres télescopes gazeux (cf. paragraphe 3.1). Pour les pressions envisagées, l'utilisation de mélanges gazeux à base d'hélium augmente l'efficacité de détection pour des énergies neutron supérieures à 800 keV par rapport aux mélanges à base d' iC_4H_{10} (cf. Figure 39). L'efficacité d'un mélange à base d'hélium est effectivement jusqu'à quatre fois supérieure à celle d'un mélange à base d' iC_4H_{10} pour une énergie neutron de 1 MeV environ.

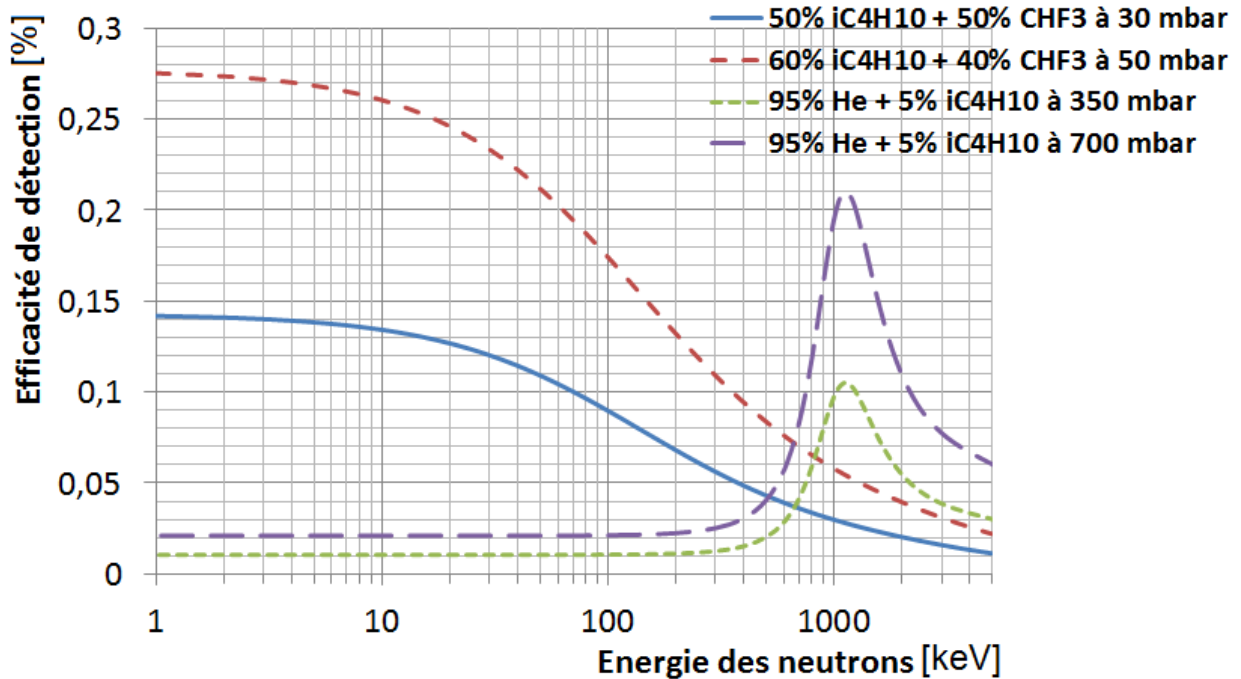


Figure 39. Efficacité de détection pour plusieurs mélanges gazeux en fonction de l'énergie des neutrons dans la gamme de fonctionnement du détecteur μ TPC (i.e. 8 keV - 5 MeV).

3.3.2.2 Description du système de régulation du gaz

Le système régulateur et mélangeur de gaz permet de réaliser un mélange de trois gaz maximum avec une pression de mélange pouvant varier entre 20 mbar absolu et 1000 mbar absolu. Les trois gaz choisis sont l'isobutane, l'hélium et le trifluorométhane. Une ligne raccordée à une bouteille d'azote, permet d'inertiser les différentes voies du système et le détecteur. Le détecteur fonctionnant en sous pression, l'azote est également le gaz porteur lors de l'évacuation du mélange gazeux de l'enceinte de détection. Une photographie de ce système, avant modification, est fournie dans la Figure 40.



Figure 40. Système régulateur et mélangeur de gaz réceptionné en 2012.

Ce système respecte les impératifs fixés initialement dans le cahier des charges :

- Le système permet de réaliser des mélanges gazeux de haute pureté, et de faire circuler le gaz dans l'enceinte tout en contrôlant la pression du mélange gazeux.
- Afin de limiter la production de neutrons diffusés dans la zone de mesure, il est préférable de réduire la quantité de matière environnant le détecteur. Il a donc été décidé de placer le système régulateur et mélangeur de gaz hors de la zone d'irradiation d'AMANDE. En parallèle à la réalisation du système, des tuyaux de raccordement et de purge ont été également installés afin de relier le système, situé au sous-sol, à la zone de mesure, située à 6 mètres au-dessus.
- Le système de régulation est transportable. Ce point est essentiel pour le détecteur μ TPC qui n'est pas voué à rester à demeure sur l'installation AMANDE. En effet en prévision de mesures de champs neutroniques sur d'autres installations et/ou de réalisation d'exercices d'inter-comparaison, il est apparu nécessaire de pouvoir éventuellement transporter le système d'alimentation en gaz.
- Le système est pilotable à distance via une interface LabVIEW.
- Des tests ont été réalisés en 2012 et 2013 afin d'optimiser la régulation de la pression dans le détecteur (changement des paramètres de l'automate) à l'aide d'une enceinte dédiée, SYTELI.

3.3.2.3 Pureté et mélange des gaz

La collection de charges dans le détecteur est sensible à la pollution du gaz, principalement à la présence d'oxygène qui est très électronégatif. Il faut donc limiter les pollutions à l'état de traces (< 1 ppm). Les bouteilles de gaz utilisées sont garanties de très haute pureté avec un taux de H_2O et O_2 inférieur à 5 ppm mole et 10 ppm mole respectivement pour les bouteilles de iC_4H_{10} et CHF_3 et inférieur à 0,5 ppm mole en H_2O et 0,1 ppm en O_2 pour l' ^4He . De plus chaque ligne de gaz comprend un filtre à oxygène et à vapeur d'eau pour limiter encore les pollutions (cf. photo (a) de la Figure 41). Ils permettent ainsi de réduire le taux de pollution à moins de 0,5 ppm dans chaque ligne de gaz. Les mélanges utilisés pour le fonctionnement de la μ TPC sont des mélanges de deux gaz donc le taux d'impureté final est bien inférieur à 1 ppm pour H_2O et O_2 . Le taux d'impureté ainsi obtenu est inférieur à celui que nous pourrions obtenir en commandant directement des bouteilles de mélanges gazeux auprès de notre fournisseur de gaz (Air Liquide©) qui ne réalise pas de filtrage lors de la réalisation de mélange. Deux lignes de gaz ont été installées sur l'installation AMANDE pour transporter le gaz du système de régulation au détecteur lors des expérimentations. Un dispositif d'étuvage de ces lignes a été réalisé afin de limiter le dégazage des parois des tuyaux et ainsi limiter la pollution du mélange gazeux. Une pompe turbo-moléculaire est reliée directement à l'enceinte μ TPC afin d'obtenir un vide secondaire (i.e. $\sim 10^{-6}$ mbar abs.) avant chaque expérimentation (cf. photo (b) de la Figure 41). Cela permet de dégazer au maximum les parois du détecteur.

Des débitmètres adaptés à chaque ligne de gaz permettent de réaliser des mélanges gazeux avec une composition maîtrisée (cf. photo (c) de la Figure 41). Les trois débitmètres utilisés pour réaliser des mélanges ont été étalonnés dans la gamme de 0 NmL^2/min à 20 NmL^2/min pour les lignes de CHF_3 et iC_4H_{10} ou 0 NmL^2/min à 50 NmL^2/min pour la ligne d'hélium.

² L'unité normo-litre, L_n (noté aussi NL ou NmL pour normo-millilitre), correspond à un litre de gaz dans les conditions normales de pression et de température (soit 1013,25 hPa à 0°C).

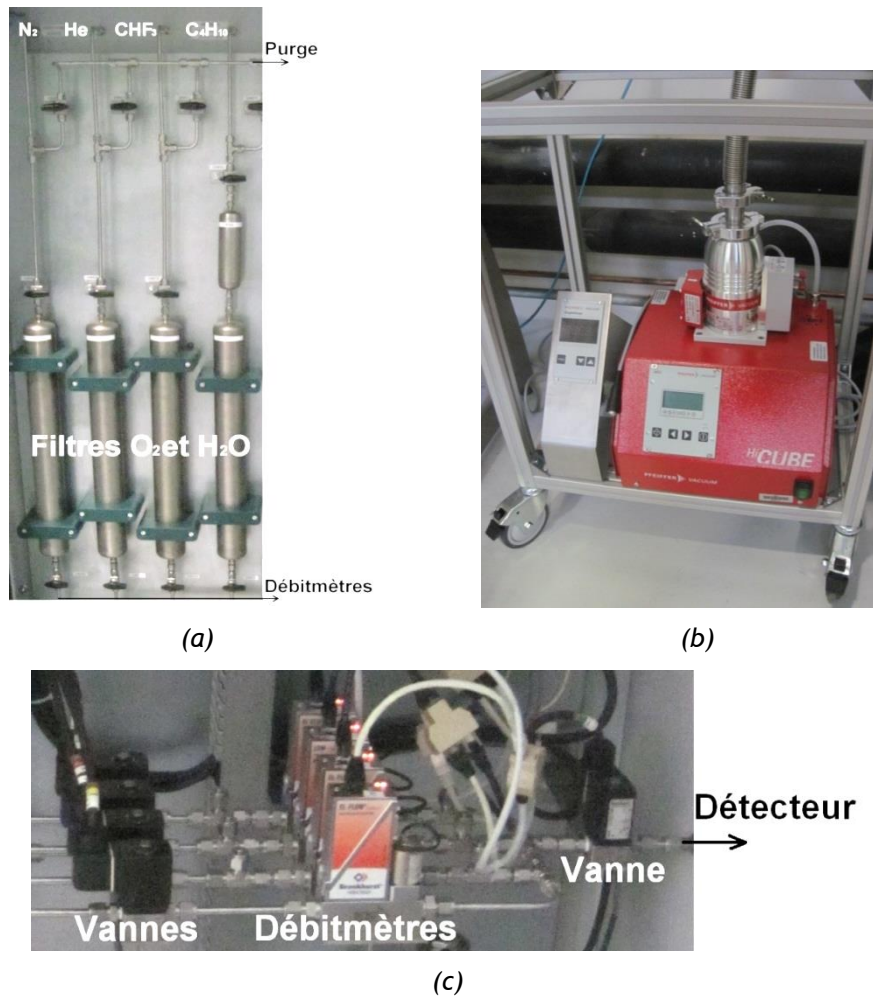


Figure 41 : Eléments du système régulateur et mélangeur de gaz : épurateurs H_2O et O_2 (a), groupe de pompage pour un vide secondaire dans le détecteur (b), débitmètres (c).

3.3.2.4 Circulation du gaz et asservissement en pression

La pression du mélange gazeux étant toujours inférieure à celle de l'atmosphère, une pompe est nécessaire en sortie du détecteur pour évacuer le gaz vers l'extérieur. Cette pompe primaire (cf. photo (b) de la Figure 42) sert à renouveler le gaz dans l'enceinte, ce qui permet de limiter les pollutions dues au dégazage des parois. Le système est asservi par un capteur de pression de marque Fuji Electric© (FCX All de type FKA) placé sur l'enceinte. Cet asservissement permet de commander une vanne de régulation placée entre la pompe et l'enceinte μTPC (cf. photo (a) de la Figure 42), son ouverture (ou sa fermeture) permet de limiter la circulation de gaz et donc de diminuer (ou d'augmenter) la pression du gaz dans l'enceinte. Cette vanne fonctionne dans une gamme de 0,02 NL/min à 1 NL/min. Une soupape est placée en dérivation de cette vanne de régulation pour éviter que la pression ne dépasse celle de l'atmosphère.

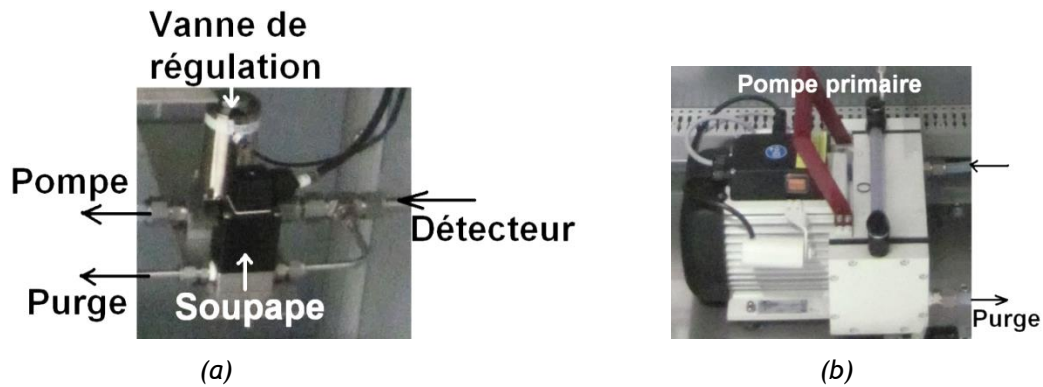


Figure 42 : Eléments du système régulateur et mélangeur de gaz: vanne de régulation (a) et pompe primaire (b).

Un pilotage à distance est nécessaire car le système se trouve dans le hall d'irradiation de l'installation AMANDE et il n'est donc pas possible de se trouver à côté lors des mesures. Le pilotage du banc mélangeur et régulateur de gaz peut se faire :

- A partir d'un écran tactile sur le coffret électrique d'alimentation de l'armoire de régulation (situé sur le côté de l'armoire),
- A partir d'un ordinateur portable relié à l'armoire et d'un logiciel de supervision programmé sous LabVIEW®. L'écran principal de l'application est visible sur la Figure 43. On peut y voir la commande des débits, d'ouverture/fermeture des vannes, de la pompe et de la régulation en pression ainsi que la lecture des capteurs de pression sur l'enceinte.

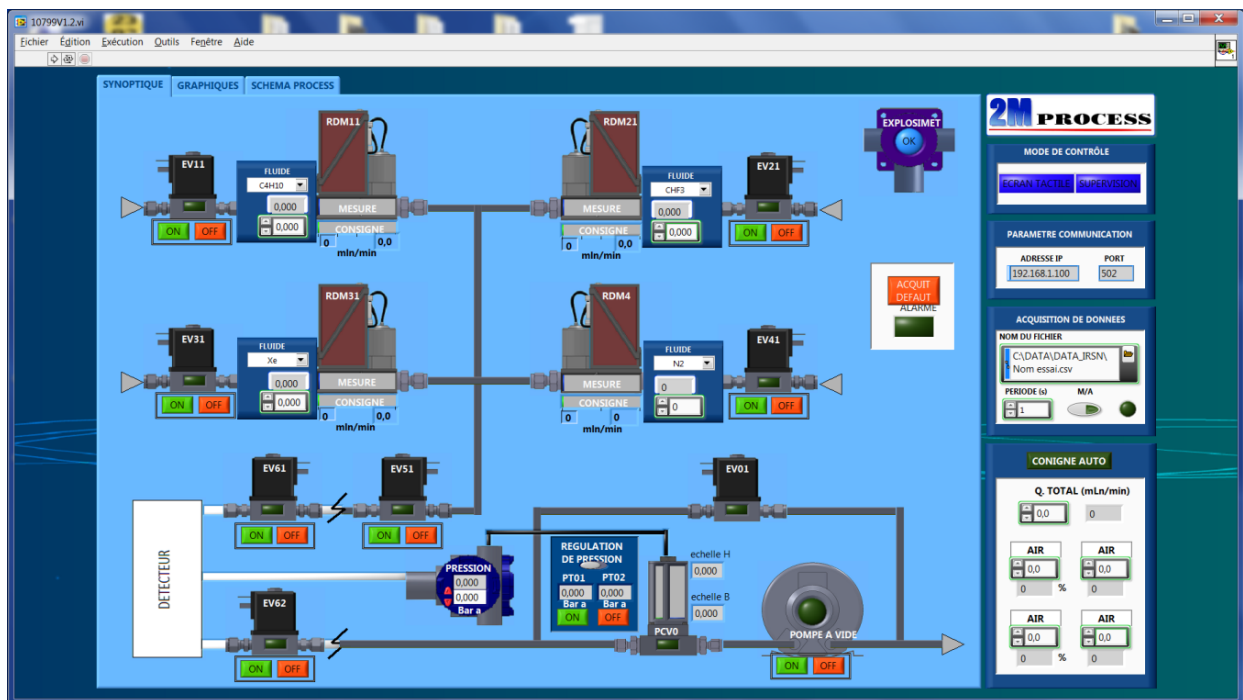


Figure 43 : Synoptique du programme LabVIEW® pour commander le système de régulation.

3.3.2.5 Réglages de la régulation en position test

Après la mise en service du système, en 2012, la régulation en pression par le système a été testée. Afin d'éviter toute dégradation éventuelle du détecteur μ TPC, une enceinte de test, SYTELI, a été construite en partenariat avec le LNHb via un contrat programme du LNE (cf. Figure 44). SYTELI est un cylindre équipée de plusieurs types de raccords de tailles différentes dont le volume est proche de celui du détecteur μ TPC. Cette enceinte de test est connectée directement à l'entrée et à la sortie du système de régulation. Un capteur de pression, relié électriquement au système de régulation, est

raccordé à SYTELI afin d'obtenir un asservissement de la pression. La régulation en pression est réalisée par un automate à l'aide d'un régulateur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivée). Pour que la régulation se fasse correctement il faut que la valeur des gains associés à l'erreur, à son intégrale ou à sa dérivée, soit bien réglée (cf. Figure 44) :

- L'augmentation du gain associé à l'erreur, K_p , permet de diminuer l'erreur statique et de légèrement améliorer le temps d'établissement du régime stationnaire. Dans ce cas le dépassement de la consigne augmente et le temps de montée diminue.
- La diminution du gain associé à l'intégrale de l'erreur, T_i , permet de diminuer l'erreur statique mais cela augmente le temps d'établissement du régime stationnaire. Dans ce cas le dépassement de la consigne augmente et le temps de montée diminue.
- L'augmentation du gain associé à la dérivée de l'erreur, T_d , permet d'améliorer le temps d'établissement du régime stationnaire. Dans ce cas le dépassement de la consigne diminue et le temps de montée reste constant. Si ce paramètre est trop haut la régulation peut être instable.

Pour cette étude, le temps d'établissement du régime stationnaire et l'erreur statique (erreur avec la consigne en régime stationnaire) sont les seules grandeurs qui doivent être minimisées. Ainsi le gain associé à l'erreur est la valeur principale pour régler notre système.

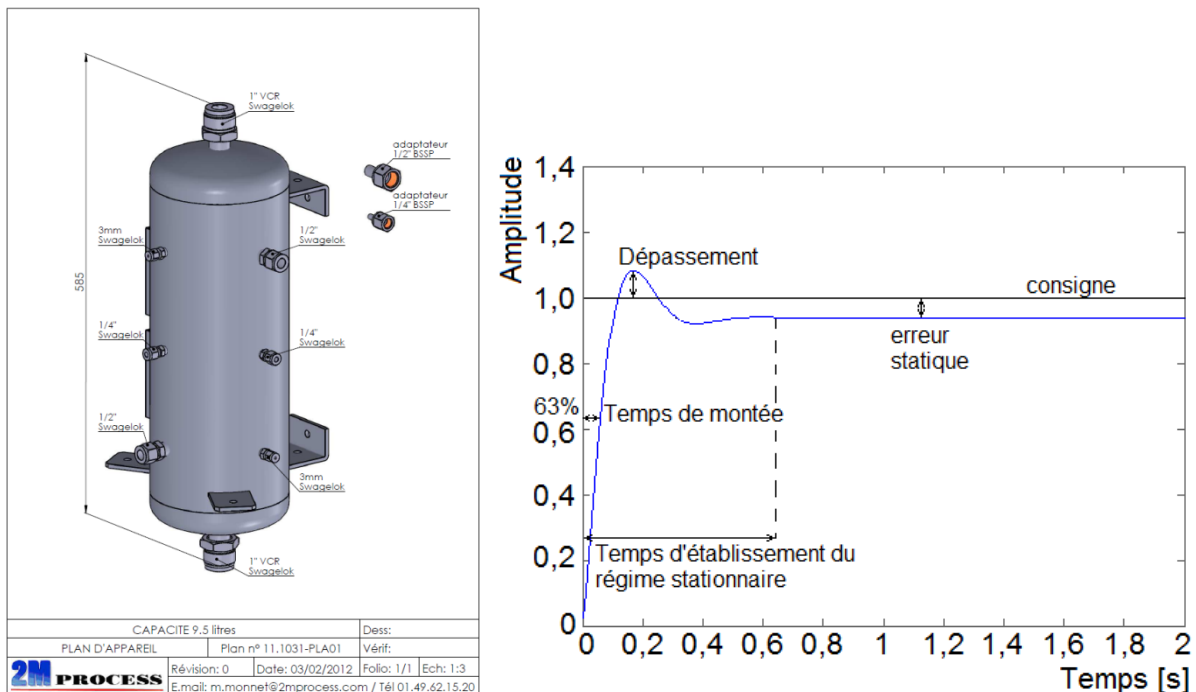


Figure 44. A gauche, enceinte de test SYTELI. A droite, exemple de la réponse d'un régulateur PID à un échelon de tension [78].

3.3.2.6 Réglages de la régulation en position d'irradiation

Les premiers tests de fonctionnement de l'armoire de régulation ont été réalisés avec l'enceinte SYTELI en position de test (cf. Figure 45) : SYTELI était raccordée au système de régulation par des tuyaux de faible longueur (i.e. ~2 m). Dans cette configuration, les tests ont montré le bon fonctionnement du système de régulation.

Cependant lors d'une irradiation, le détecteur μ TPC est placé en position d'irradiation à 6 m de hauteur par rapport au système de régulation. Un réseau de tuyaux en acier inoxydable a donc été réalisé avant de connecter la μ TPC au système de régulation. Dans cette position d'irradiation (cf. Figure 45), un phénomène d'oscillation autour de la consigne en pression est apparu. Ces oscillations sont dues au transport du gaz sur une longue distance (i.e. >10 m). Ainsi le système a dû être réglé, à nouveau, à partir du premier étage du hall d'irradiation avec l'enceinte SYTELI. SYTELI a été raccordée

à l'armoire de régulation avec la même longueur de tuyau que celle utilisée lors des expériences avec la μ TPC.

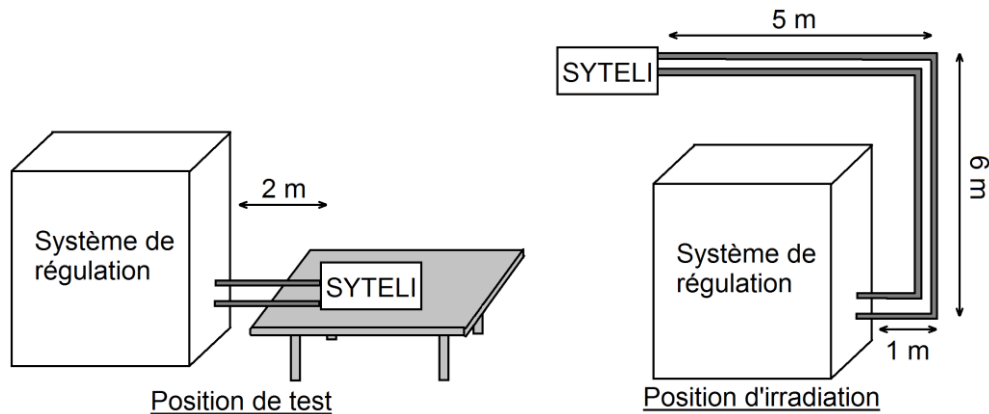


Figure 45. Positions de test de la régulation avec l'enceinte SYTELI.

Le capteur de pression a été branché directement sur SYTELI et relié à l'armoire par un chemin de câbles dédié. Comme la régulation en pression ne dépend pas de la composition du gaz, l'usage de CHF_3 et d' iC_4H_{10} a été limité au maximum lors des tests pour éviter :

- le rejet de ces gaz dans l'atmosphère,
- l'utilisation des filtres, qui doivent être renouvelés à partir d'un certain volume de gaz utilisé,
- de renouveler ces bouteilles de gaz dont le coût est élevé et le délai d'approvisionnement long (> 1 mois).

Une régulation à 50 mbar abs. avec de l'azote et un débit de $20 \text{ NmL} \cdot \text{min}^{-1}$ a permis d'effectuer plusieurs tests en changeant les paramètres de la régulation : K_p , T_i ou T_d (cf. paragraphe 3.3.2.5). L'influence de chaque paramètre sur la régulation était ensuite observée pendant plusieurs minutes. Finalement il a été décidé de changer uniquement le coefficient proportionnel à l'erreur K_p qui semblait être le plus adapté pour diminuer à la fois l'erreur statique et le temps d'établissement du régime statique. Une augmentation de ce facteur a été effectuée entre chaque régulation jusqu'à obtenir une régulation optimale, avec une faible erreur statique (i.e. inférieure à l'incertitude de mesure) et un temps d'établissement de quelques minutes. Cette étape est résumée sur la Figure 46, qui présente la mesure de la pression dans SYTELI en fonction du temps avec les barres d'erreur associées. Le débit d'azote et la pression sont similaires à ceux utilisés lors de l'expérience avec la μ TPC (i.e. $20 \text{ NmL} \cdot \text{min}^{-1}$ à 50 mbar abs.).

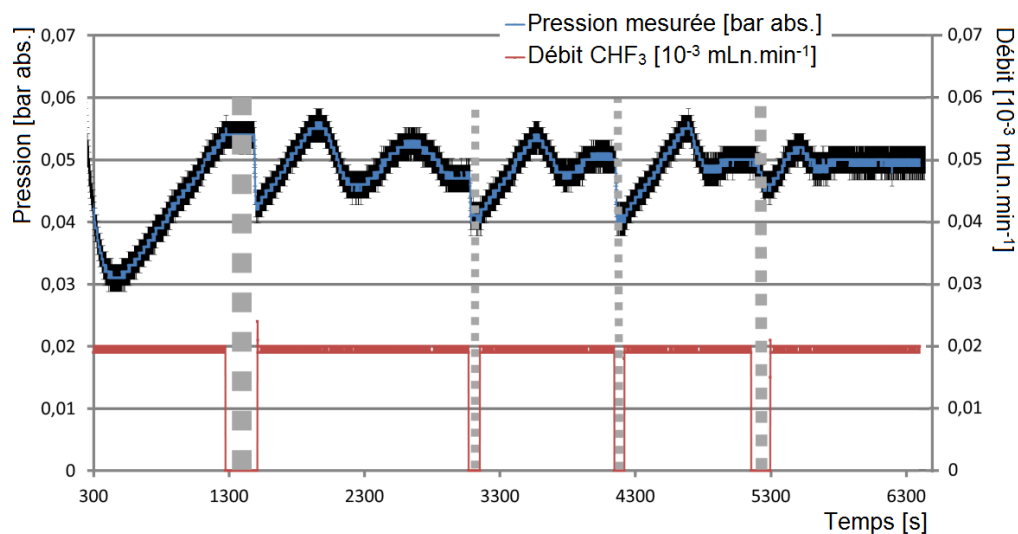


Figure 46 : Mesure de la pression en fonction du temps pour différentes valeurs de K_p (gain proportionnel à l'erreur). Les cinq phases sont séparées par quatre traits pointillés en gris clair. Chaque phase correspond à une valeur différente de K_p .

Le graphique sur la Figure 46 résume l'étape de réglage des paramètres de la régulation. Il contient cinq phases séparées par quatre traits pointillés en gris clair. Chaque phase est séparée de la suivante pendant une durée allant de 1 à 3 minutes, où un léger pompage est effectué. La première phase correspond à une première stabilisation autour de la consigne avec les paramètres initiaux de la régulation. Ensuite le coefficient K_p (gain proportionnel à l'erreur) a été augmenté progressivement afin de réduire l'erreur statique et d'améliorer le temps d'établissement du régime statique. Chaque phase correspond à une valeur différente de K_p . La dernière phase correspond au réglage optimal avec un temps d'établissement de 8 minutes environ et une erreur statique quasi-nulle. La pression est stabilisée autour de la valeur de consigne, qui se trouve entre les barres d'incertitudes. Pour arriver à ce réglage le coefficient K_p a été augmenté de 5 à 80 et aucun autre coefficient n'a dû être modifié. Une fois le système réglé, un couplage entre le détecteur et le système mélangeur et régulateur de gaz a été effectué. Ce système a permis de réaliser des mélanges gazeux ($iC_4H_{10} + CHF_3$) pour les campagnes de mesure de novembre 2012 et février 2013, et des mélanges gazeux ($He + iC_4H_{10}$) pour les mesures de novembre 2013 et décembre 2014.

A partir de février 2013, une pollution est apparue dans les mélanges gazeux $iC_4H_{10} + CHF_3$, empêchant toute mesure avec du CHF_3 . Les campagnes de novembre 2013 et décembre 2014 se sont ainsi déroulées avec des mélanges $He + C_4H_{10}$ uniquement. Pour la campagne de février 2014, le mélange gazeux a été préparé au LPSC de Grenoble et une régulation en boucle fermée a été effectuée. Le système a finalement été amélioré en 2014 grâce au retour d'expérience obtenu lors de l'utilisation du système en 2012 et 2013.

3.3.2.7 Optimisation du système de régulation

Lors de la campagne de mesure de février 2013, une dégradation du gaz est survenue en fin d'expérience. Cela nous a contraint à arrêter les mesures car la collection des charges ne se faisait plus. Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer cette dégradation :

- Une entrée d'air serait apparue dans le dispositif,
- les pollutions présentes dans les bouteilles de gaz seraient supérieures aux limites annoncées,
- une réaction chimique du CHF_3 avec un des éléments du système engendrerait des pollutions dans le mélange gazeux,
- les filtres du système ne joueraient plus leur rôle, bien que le volume limite annoncé pour leur saturation était supérieure, d'au moins un facteur 2, au volume de gaz ayant traversé les filtres.

Le mélange $He + iC_4H_{10}$ ou l' iC_4H_{10} pur permettant de réaliser des mesures, la deuxième et la troisième hypothèse étaient privilégiées. Chacune des hypothèses a été vérifiée. Des tests de fuites ont été réalisés sur chaque élément pour écarter toute possibilité d'entrée d'air. De nouvelles bouteilles de gaz ont été utilisées. Tous les éléments du dispositif ont été changés un à un.

Après plusieurs tests et discussions avec la société 2MProcess, le système ne permettait toujours pas de fonctionner avec un mélange $iC_4H_{10} + CHF_3$. Une mise en pompage secondaire de l'ensemble du système a donc été réalisée pendant plusieurs mois en 2014. En juillet 2014 des mesures ont pu être à nouveau réalisées pendant deux semaines jusqu'à ce qu'une nouvelle pollution du gaz apparaisse. Ceci a permis de conclure que les filtres étaient saturés : le pompage de plusieurs mois avait permis de les régénérer pour deux semaines de mesures.

Une amélioration du système avec des filtres en parallèle a donc été conçue pour palier à ce problème. La technologie des filtres a également été changée pour maintenir plus longtemps les performances des filtres. Le système a aussi été optimisé pour un pompage sous vide des filtres et des tuyaux. Afin d'obtenir un remplissage plus rapide du détecteur μTPC , lors des mesures à haute pression notamment (e.g. 700 mbar abs.), la limite haute des débitmètres a été multipliée par un facteur 10. Une photo du système modifié est montrée dans la Figure 47. Le logiciel de supervision du système gaz a aussi été amélioré, la Figure 43 présente la dernière version de ce logiciel.



Figure 47. Système de régulation du mélange gazeux, modifié avec l'ajout de filtres supplémentaires et de nouvelles connectiques.

3.3.3 ENCEINTE DE MESURE ET ZONE DE CONVERSION

3.3.3.1 Présentation du dispositif initial

Pour la détection des neutrons, le convertisseur est un gaz à basse pression. Une enceinte adaptée doit donc isoler le volume de détection de l'extérieur. Une photo de cette enceinte est donnée sur la Figure 48. Le premier prototype de la μ TPC a été développé initialement pour la détection de matière sombre. L'enceinte a été conçue avec un alliage d'aluminium ayant une bonne résistance mécanique et un faible taux de radioactivité. Les parois sont assez épaisses de sorte qu'elle puisse résister à 3 bars de pression. Elle fait 27 cm de longueur et le diamètre intérieur est de 27,5 cm. L'épaisseur des parois est de 1,5 cm. Tous les équipements sont placés sur la face avant du détecteur : les entrées/sorties de gaz, le préamplificateur de charge et les hautes tensions. La carte électronique, réalisant l'échantillonnage de l'anode et du signal de sortie du préamplificateur de charge, est fixée sur l'extérieur de la face arrière. A l'intérieur, la face arrière contient l'anode pixélisée et une cage de champ est fixée sur cette face, délimitant la zone de conversion (cf. Figure 49).

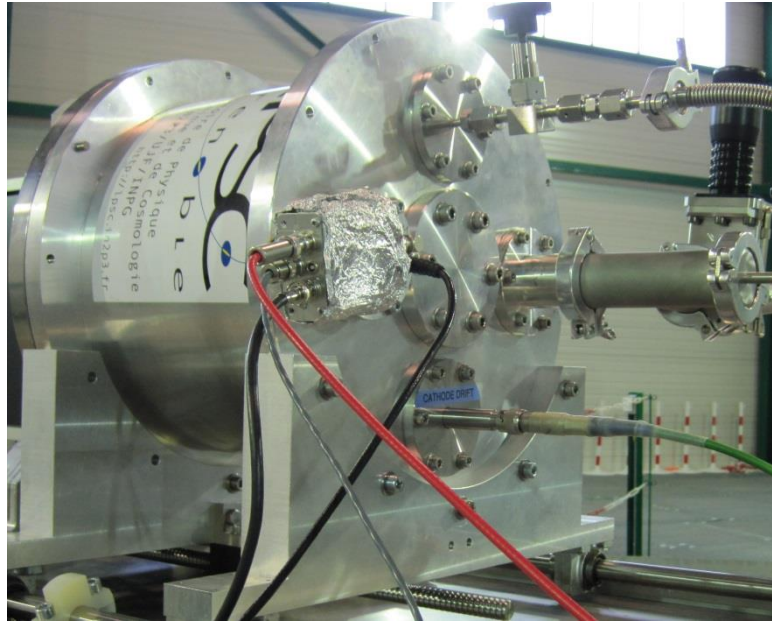


Figure 48. Premier prototype de l'enceinte du détecteur μ TPC.

La zone de conversion est un pavé de $10,8 \times 10,8 \times 17,7 \text{ cm}^3$. Cette zone est entourée par une cage de champ qui permet d'appliquer un champ électrique uniforme dans cette zone (e.g. $0,15 \text{ kV.cm}^{-1}$). La taille de la cage de champ est de $17 \times 17 \times 17,5 \text{ cm}^3$. Cette cage de champ est représentée sur la Figure 49. Une plaque grillagée représente la cathode à droite de la cage sur la photo, où une haute tension est appliquée (e.g. -2500 V). Un pont diviseur de tension permet d'appliquer une différence de potentiel constante entre chaque fils tendus autour de la cage. La cage de champ s'arrête avant de toucher l'anode micro mégas, une tension est donc appliquée sur le pied de la cage pour fixer le champ électrique. Cette tension de pied est similaire à la tension d'amplification de l'anode micro mégas (e.g. -350 V). Tous les noyaux de recul produits dans la zone de conversion sont détectés par la μTPC . Toutes les charges issus de l'ionisation dans cette zone dérivent jusqu'à l'anode pixelisée où elles sont détectées. La vitesse de dérive des électrons dépend de la nature du gaz et du champ électrique de dérive, dans cette étude la vitesse peut varier de $10 \mu\text{m.ns}^{-1}$ à $50 \mu\text{m.ns}^{-1}$. Lors de leur dérive les électrons subissent de multiples collisions ce qui induit une diffusion du nuage d'électrons, représentant l'enveloppe de la trace du noyau de recul. La vitesse de dérive et les coefficients de diffusion peuvent être calculés à l'aide d'un code du calcul Monte Carlo MAGBOLTZ qui sera expliqué dans le paragraphe 4.1.4.

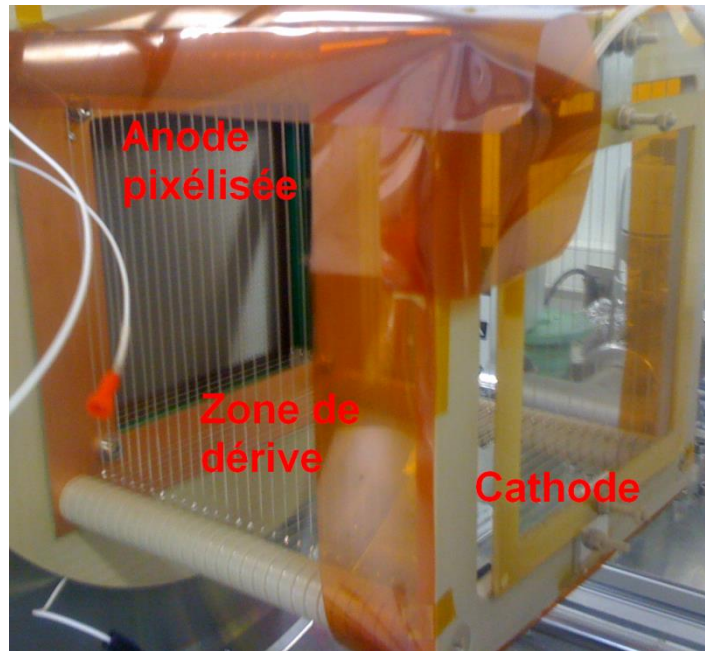


Figure 49. Cage de champ du détecteur μ TPC, délimitant le volume actif.

3.3.3.2 Les défauts du premier prototype de l'enceinte

Le détecteur ayant été développé initialement pour la détection de matière sombre, des inconvénients liés à son enceinte sont apparus lors des premières mesures auprès de champs neutroniques :

- les parois étaient très épaisses (i.e. ~ 2 cm), ce qui augmentait la probabilité de diffusion des neutrons par l'enceinte,
- l'enceinte était composée principalement d'aluminium, dont la section efficace de diffusion des neutrons (cf. Figure 7) présente une résonance à une des énergies de référence donnée par la norme ISO 8529-1 (i.e. 144 keV),
- le système était trop lourd pour être placé sur les bras mobiles de l'installation AMANDE,
- le détecteur ne pouvait être mis en place qu'en utilisant un pont roulant,
- aucun appareil, utilisé pour gérer le gaz (i.e. capteur de pression, sonde de température, ...), ne pouvait être raccordé directement sur l'enceinte.

Nous avons donc décidé d'optimiser l'enceinte de mesure afin de pallier aux problèmes précités. Une étude a été menée afin de concevoir une nouvelle enceinte. En premier lieu une étude sur la diffusion des neutrons a été entreprise à l'aide du code MCNPX (cf. paragraphe 4.1.2), pour une nouvelle géométrie envisagée. En seconde lieu, je me suis rapproché du Laboratoire d'expérimentation en mécanique et matériaux (IRSN/PSN-RES/SEREX/LE2M), et en particulier de Jean Desquines, afin de discuter de la tenue mécanique de l'enceinte en fonction de la réduction de la quantité de matière et du choix du matériau. Le logiciel CAST3M© [79] a été utilisé afin d'évaluer la tenue mécanique de l'enceinte. Ces études ont permis d'élaborer un cahier des charges pour la nouvelle enceinte, avec des exigences réalistes. La société choisie, SDMS, a réalisé la phase de conception en lien étroit avec le LMDN afin d'évaluer, à chaque proposition de géométrie, l'effet sur la diffusion des neutrons. Cela a conduit à la réalisation d'une nouvelle enceinte plus transparente aux neutrons et plus maniable.

3.3.3.3 Etude MCNPX pour évaluer les spécifications de la nouvelle enceinte

Initialement, une première géométrie cubique avait été envisagée (cf. Figure 50) sur le modèle du second prototype de détecteur développé au LPSC. Cette géométrie répondait à nos attentes : piquages sur les côtés, face d'entrée plane, enceinte stable (cubique) et plus légère.

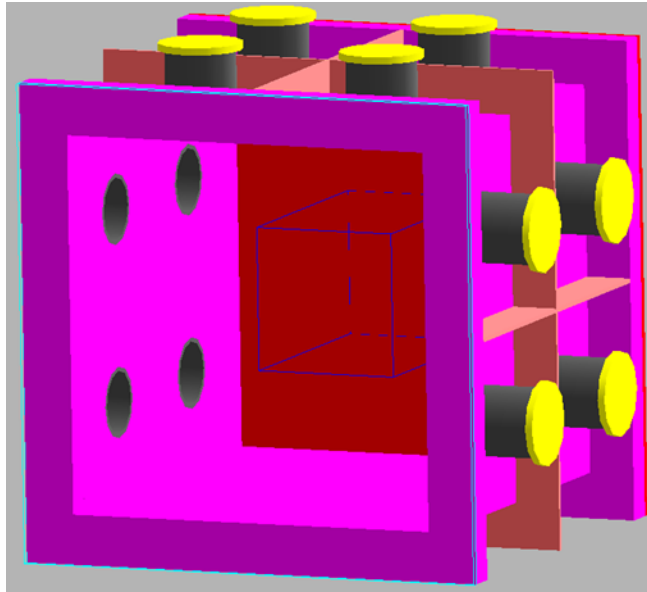


Figure 50. Première géométrie envisagée pour la nouvelle enceinte.

Cependant plusieurs problèmes se sont posés lors de l'étude de cette enceinte à l'aide de MCNPX :

- Quel matériau utiliser et avec quelle épaisseur ?
- Quelle déformation le vide secondaire (i.e. $\sim 10^{-7}$ mbar abs.) dans l'enceinte engendrera-t-il sur les parois ?
- Comment réaliser une étanchéité correcte ?
- La face arrière circulaire, comportant l'électronique et le détecteur, devra-t-elle être changée ?

Pour étudier les problèmes mécaniques, j'ai pris contact avec Jean DESQUINES du LE2M (IRSN/PSN-RES/SEREX/LE2M) qui m'a formé sur le code de calcul Cast3m®, développé par le CEA [79]. Ce code m'a permis de réaliser les premiers calculs de déformation pour la face avant et les parois de l'enceinte. Pour réaliser une géométrie avec Castem, il faut spécifier des points dans l'espace de manière à définir une surface. Ensuite les différentes surfaces permettent de définir un volume. Un maillage, un matériau et les conditions aux limites sont ensuite définis par l'utilisateur. Par exemple la Figure 51 montre un huitième de la paroi en face avant simulée avec Castem, et représentée par un trait noir sur la géométrie cubique finale (cf. Figure 52).

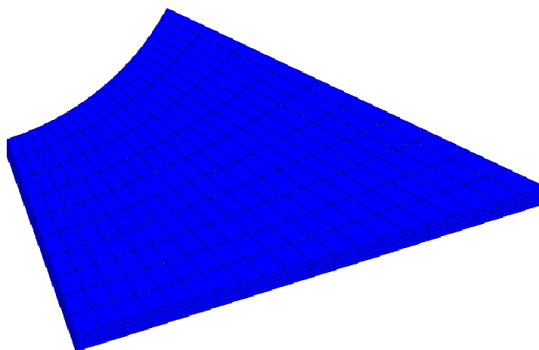


Figure 51. Partie de la paroi en face avant pour la géométrie cubique finale.

Finalement, l'acier 316L a été choisi comme matériau du fait de sa très bonne tenue mécanique et de son faible coût. En ajoutant des raidisseurs sur les côtés et une paroi fixe en face avant, cela permet de diminuer l'épaisseur des parois à ~ 3 mm. La face arrière circulaire, contenant tous les éléments sensible du détecteur, peut être gardée intacte en ayant une paroi fixe en face arrière similaire à la paroi en face avant. L'étude de la diffusion pour cette géométrie a montré une baisse significative des

neutrons diffusés de 46% à ~20%. La masse de l'enceinte a été estimée à ~40 kg au lieu de ~100 kg initialement. Ainsi la Figure 52 montre la géométrie cubique finale envisagée.

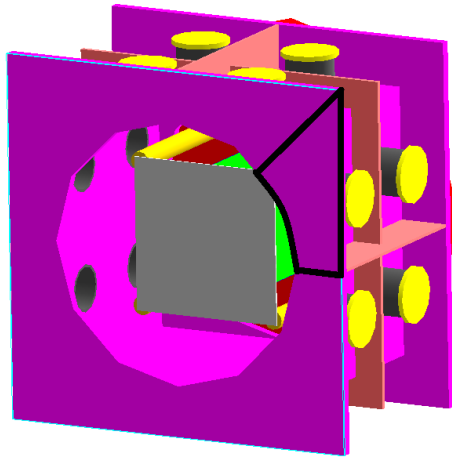


Figure 52. Géométrie cubique finale envisagée (géométrie MCNPX et visualisation avec Moritz).

Malgré le choix d'une géométrie pour la nouvelle enceinte, beaucoup de questions restaient en suspens :

- La question de l'étanchéité n'avait pas été abordée. Or il faut un taux de fuite très faible ($<10^{-6}$ mbar.L.s⁻¹).
- La réalisation mécanique de l'enceinte était-elle possible ? A quel coût ? Existait-il des solutions moins coûteuses ?
- Le dégazage des parois était-il facilité ou aggravé ? L'homogénéité du mélange gazeux était-elle compromise ?
- L'insertion des sources X dans l'enceinte n'avait pas été abordée.
- L'épaisseur des parois était-elle correctement dimensionnée avec cette étude ?

Toutes ces questions nécessitaient des études qui sortaient de mon domaine de compétences. Néanmoins cette étude a permis de préciser les besoins pour la conception d'une nouvelle enceinte. J'ai réalisé un cahier des charges (référence IRSN/PRP-HOM/SDE/2013-72) sur la base de cette étude, ce qui a permis de fixer des objectifs réalistes pour la réalisation d'une nouvelle enceinte. Une consultation d'entreprises a ensuite été effectuée et la société SDMS a été sélectionnée pour concevoir et réaliser l'enceinte. Le cahier des charges réalisé était un cahier des charges fonctionnel. Il regroupait l'ensemble des fonctions auxquelles devaient répondre la nouvelle enceinte, mais aucune solution n'avait été proposée lors de la consultation. Chaque fonction était associée à plusieurs niveaux de réalisation pour laisser une flexibilité à l'exécutant (i.e. Primordial, Important, Souhaitable). Une partie des fonctions essentielles, définies dans le cahier des charges, était :

- permettre les mesures avec le détecteur,
- limiter la diffusion des neutrons par l'enceinte (parois fine, matériau adapté, ...),
- intérieur du détecteur accessible sans démonter la face arrière,
- être maniable par deux personnes maximum,
- permettre d'insérer ou de retirer deux sources X sans ouvrir le détecteur,
- permettre de brancher des capteurs directement sur l'enceinte,
- tenue au vide du détecteur,
- respecter la réglementation en vigueur pour les systèmes gazeux.

3.3.3.4 Conception et réalisation d'une nouvelle enceinte

Lors de la réunion d'enclenchement de l'étude, la société SDMS nous a proposé une géométrie complètement différente de celle envisagée initialement : une géométrie cylindrique. Après leur avoir exposé notre étude préliminaire et plusieurs discussions concernant le coût, la faisabilité de l'enceinte et la réponse à nos critères, leur solution a été retenue. En effet, la quantité de matière nécessaire est plus faible dans le cas d'une géométrie cylindrique, ce qui limite la diffusion des neutrons et le coût de l'enceinte, et ce type de géométrie est réalisable avec leurs compétences. La nouvelle géométrie retenue dans la phase d'avant-projet était la suivante :

- les parois avaient quelques millimètres d'épaisseur,
- des piquages étaient prévus sur les côtés (i.e. sur la virole),
- la face avant était cylindrique et amovible,
- la face arrière circulaire pouvait être gardée intacte et adaptée sur l'enceinte,
- la nouvelle enceinte pouvait être placée directement sur les bras mobiles de l'installation AMANDE,
- La masse prévue était inférieure à 50 kg,
- deux supports de source rétractables allaient être placés sur l'enceinte,
- l'enceinte pouvait être manipulée par deux personnes grâce à des poignées, ou par un pont roulant grâce à des anneaux de levage,
- le support existant pour le premier prototype, nécessaire lors de l'ouverture de la face arrière, pouvait être utilisé avec la nouvelle enceinte.

Au cours de cette étude différents matériaux ont été envisagés et l'étude neutronique (cf. paragraphe 3.3.3.5) a permis de choisir un alliage aluminium pour la face avant de 3 mm d'épaisseur et de l'acier 314L pour les parois d'épaisseur 2 mm. L'enceinte a ensuite été réalisée par la société SDMS et utilisée pour la mesure de champs neutroniques à partir de février 2014 (cf. Figure 53).

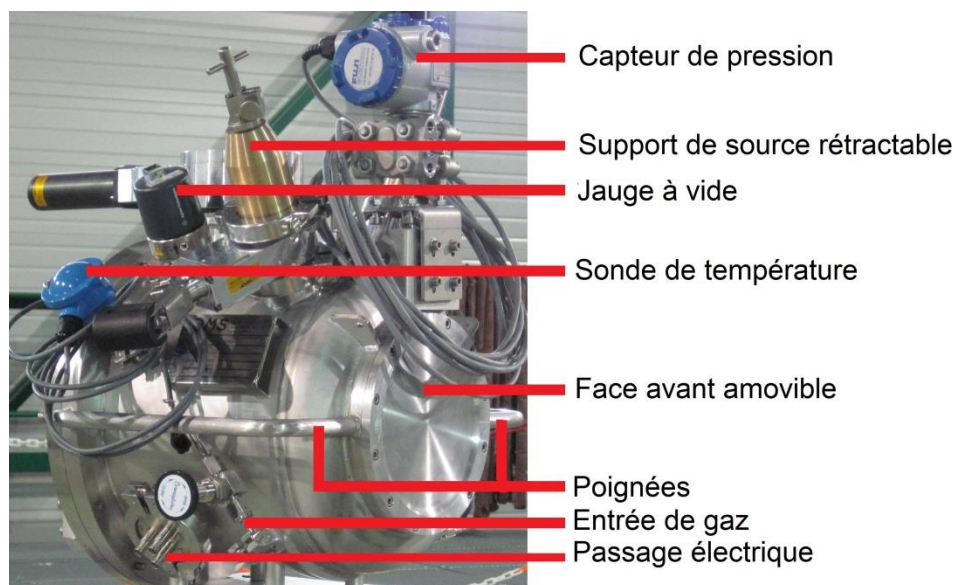


Figure 53. Nouvelle enceinte du détecteur μ TPC, entièrement équipée, installée sur l'installation AMANDE.

3.3.3.5 Etude MCNPX des neutrons diffusés par la nouvelle enceinte

Au cours de la conception différentes géométries ont été envisagées. Un exemple de plusieurs géométries envisagées est donné sur la Figure 54. La géométrie (a) représente l'enceinte initiale du détecteur μ TPC. Ces géométries ont fait l'objet de simulations MCNPX afin de déterminer laquelle présentait le moins de neutrons diffusés. Toutes les géométries ne seront pas présentées dans ce mémoire.

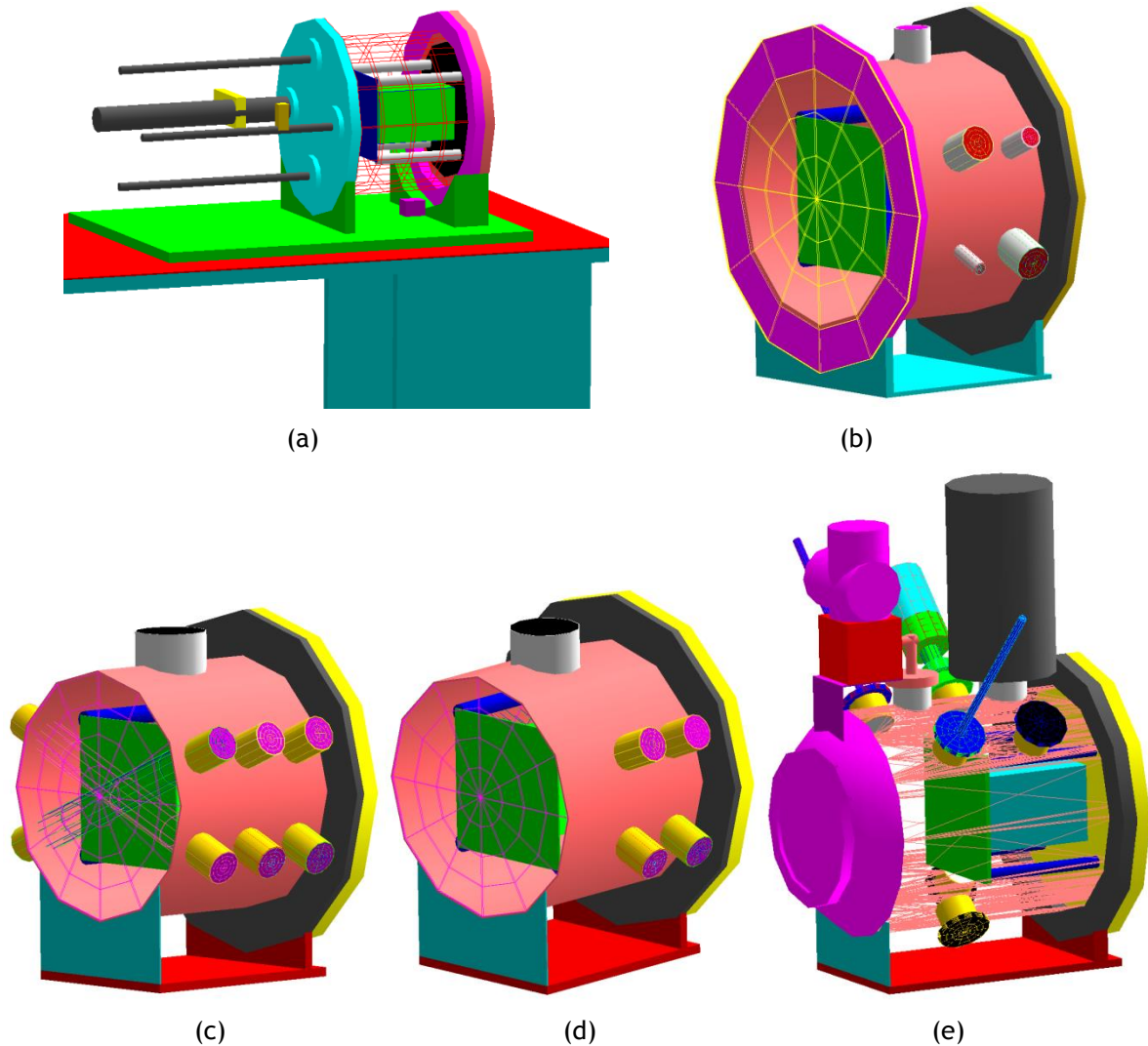


Figure 54. Visualisation Moritz de différentes géométries envisagées. (a) correspond à l'enceinte initiale, nécessitant une table en acier comme support. (b), (c) et (d) sont des exemples des différentes géométries envisagées. (e) correspond à la géométrie finale entièrement équipée. La cage de champ est visible en verte et bleue à l'intérieur de l'enceinte.

Dans la suite de ce mémoire, seule l'étude de la diffusion des neutrons par l'enceinte sera développée pour la dernière géométrie (cf. géométrie (e) de la Figure 54). La géométrie utilisée est celle réalisée à l'aide des plans d'avant-projet fournis par la société SDMS.

La sélection des matériaux a fait l'objet d'un compromis entre la diffusion des neutrons par l'enceinte, estimée à partir de leur section efficace d'interaction, et le coût engendré par la réalisation de l'enceinte. Seuls les résultats concernant l'aluminium et l'acier seront présentés dans ce mémoire. Notons que chaque changement de matériau engendre une modification de la géométrie (i.e. de l'épaisseur des parois) afin d'obtenir une tenue mécanique de l'enceinte à un vide secondaire (i.e. $\sim 10^{-7}$ mbar abs.). Les géométries utilisées pour chaque matériau sont les suivantes :

- Avec l'acier 314L, les parois et la face avant ont une même épaisseur de 2 mm.

- Avec l'aluminium, les parois et la face avant ont une épaisseur respectivement de 5 mm et 3 mm.

Dans les fichiers de sortie de MCNPX, l'option de trajectographie PTRAC permet de suivre le trajet de chaque particule générée dans les éléments de la géométrie. Il a donc été possible d'étudier la diffusion des neutrons dans chaque volume de la géométrie en fonction du matériau qui les compose. Afin de faciliter la lecture des fichiers PTRAC, une interface EASYPTRAC a été développée au LMDN. Elle permet à l'utilisateur de choisir facilement les événements d'intérêts pour chaque particule du PTRAC. Enfin, j'ai développé un code d'analyse spécifique en C++ afin d'extraire les grandeurs d'intérêts pour l'ensemble des événements (e.g. nombre de neutrons directs, nombre de neutrons diffusés par un volume, ...). Afin de simplifier les résultats de l'étude, les volumes constituant la face avant ou la face arrière ou la virole (i.e. corps cylindrique de l'enceinte) ont été regroupés ensemble pour obtenir l'influence de ces trois éléments :

- La face avant influe sur la diffusion des neutrons directs et peut engendrer un biais sur la fluence et l'énergie neutron reconstruites.
- La détection des neutrons ayant diffusé au préalable dans la face arrière ou la virole engendre un bruit de fond lors de la reconstruction de l'énergie neutron et peut biaiser la reconstruction de la fluence.

Pour cette étude, il a été décidé de conserver la face arrière intacte car elle contient tous les éléments sensibles du détecteur (i.e. anode micromegas, électronique et cage de champs). Contrairement aux neutrons diffusés dans la face avant, le nombre de neutrons diffusés dans la virole peut être estimé par simulation ou expérimentalement :

- Par simulation, le nombre total de neutrons détectés par rapport au nombre de neutrons directs détectés peut être estimé. Pour que cette correction soit valable, le modèle doit reproduire la réponse du détecteur le plus fidèlement possible.
- Expérimentalement, la méthode du cône d'ombre peut être utilisée pour estimer le nombre de neutrons diffusés par l'enceinte. Avec cette méthode, un cône est placé entre la source et le détecteur de façon à ce que la zone active du détecteur ne soit pas irradiée par les neutrons directs. Seuls les neutrons diffusés sont alors détectés et la distribution en énergie obtenue peut être soustraite à celle obtenue sans le cône (cf. Figure 55).

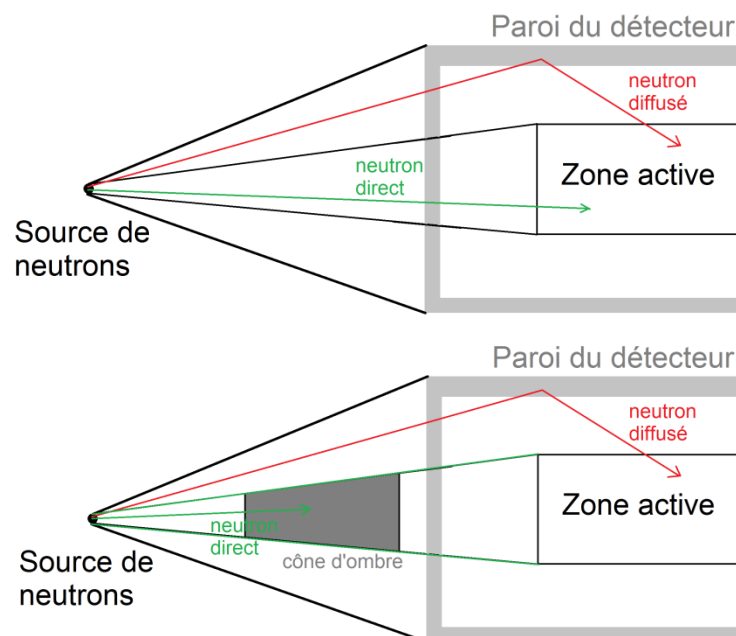


Figure 55. Méthode du cône d'ombre pour estimer expérimentalement la diffusion des neutrons par l'enceinte du détecteur.

L'étude s'est concentrée sur la partie basse de la gamme en énergie du détecteur (i.e. $E_n < 250$ keV) car dans ce domaine il est plus difficile de limiter la diffusion des neutrons. L'effet de la diffusion des

neutrons dans la face avant ne peut être corrigé simplement comparé à l'effet de la diffusion des neutrons dans la virole car :

- La diffusion des neutrons dans la face avant ne peut être estimée par la méthode du cône d'ombre.
- La diffusion des neutrons dans la face avant génère une distribution en énergie proche de la distribution en énergie des neutrons directs. Il est donc plus difficile de supprimer ces neutrons diffusés, contrairement à ceux ayant diffusés dans la virole, qui génèrent un bruit de fond dans la distribution en énergie des neutrons.

Ainsi, la diffusion des neutrons dans la face avant a été minimisée en priorité par rapport à la diffusion des neutrons dans la virole. Pour définir la géométrie optimale, plusieurs grandeurs ont été étudiées :

- N_{direct} , le nombre de neutrons directs, ayant généré un noyau de recul dans le détecteur ;
- $N_{\text{diffusé}}^{\text{face_avant}}$, le nombre de neutrons diffusés dans la face avant, ayant généré un noyau de recul dans le détecteur ;
- $N_{\text{diffusé}}^{\text{virole}}$, le nombre de neutrons diffusés dans la virole, ayant généré un noyau de recul dans le détecteur ;
- $N_{\text{diffusé}}^{\text{total}}$, le nombre total de neutrons diffusés, ayant généré un noyau de recul dans le détecteur ;
- N_{source} , le nombre de neutrons sources de la simulation ;
- $A = N_{\text{diffusé}}^{\text{face_avant}} / N_{\text{direct}}$; cette grandeur permet de comparer, entre chaque géométrie, l'influence de la face avant, indépendamment d'une perte ou d'un gain du nombre de neutrons détectés dû à la diffusion dans toute l'enceinte. Cette grandeur doit être minimisée en priorité.
- $B = N_{\text{diffusé}}^{\text{virole}} / N_{\text{direct}}$; cette grandeur permet de comparer entre chaque géométrie l'influence de la virole comme cela a été réalisé pour la face avant.
- $C = N_{\text{direct}} / N_{\text{source}}$; cette grandeur permet de comparer entre chaque géométrie l'efficacité de détection des neutrons directs, servant à reconstruire l'énergie neutron. C permet de comparer chaque géométrie entre elle car la source de neutrons est identique. Cependant C ne permet pas d'estimer l'efficacité du détecteur de manière absolue car la source de neutrons utilisée expérimentalement n'est pas identique et la sélection des événements lors de l'analyse n'est pas prise en compte.
- $D = N_{\text{diffusé}}^{\text{total}} / N_{\text{direct}}$; cette grandeur permet de comparer entre chaque géométrie le niveau de bruit de fond, généré par les neutrons diffusés, pour la reconstruction de l'énergie neutron.

Pour réaliser cette étude plusieurs hypothèses ont dû être posées :

- La première hypothèse consiste à ne garder que les neutrons d'énergie supérieure à 2 keV ayant créés des protons de recul dans la zone active. Ceci représente le seuil de détection des neutrons par le détecteur.
- La deuxième hypothèse impose de sauvegarder uniquement le numéro du premier volume où le neutron a diffusé, avant sa détection dans la zone active. Cette hypothèse permet de voir l'influence du volume diffusant en fonction de l'énergie des neutrons source, définie en entrée de la simulation.
- La troisième hypothèse concerne l'aluminium utilisé, qui est supposé être pur alors qu'il s'agit d'un alliage. Nous ne disposons pas de la composition de l'alliage au moment de l'étude.
- Une quatrième hypothèse a été faite sur la géométrie de la face arrière. Ne disposant pas des détails de la géométrie ni de sa composition au moment de l'étude, la face arrière a été représentée par un disque en acier.
- Une dernière hypothèse a été utilisée, le support du prototype initial n'a pas été pris en compte afin de comparer uniquement la diffusion des neutrons par l'enceinte. Il s'agit du support en acier représenté sur le graphe (a) de la Figure 54, par les volumes sous l'enceinte cylindrique de couleurs verte, rouge et bleue sombre. Cette hypothèse va limiter la diffusion des neutrons pour le prototype initial par rapport aux nouvelles géométries qui sont entièrement équipées (i.e. avec un capteur de pression, une pompe turbomoléculaire, ...).

Pour cette étude les géométries sont repérées par le matériau et l'épaisseur de la face avant et de la virole. Par exemple, la géométrie avec une face avant en Aluminium et une virole en acier (composé principalement de Fer) est notée Al-3mm + Fe-2mm. Les points sur les graphes de la Figure 56 représentent les résultats de chaque simulation. Les lignes reliant ces points servent uniquement à repérer chaque géométrie.

Le graphe (a) de la Figure 56 représente A en fonction de plusieurs énergies de neutrons et de plusieurs géométries, afin de caractériser l'influence de la face avant sur la diffusion des neutrons. Les géométries qui minimisent A sont celles ayant une face avant en aluminium. La face avant en aluminium montre de meilleure performance que celle en acier avec entre 2 et 20 fois moins de neutrons diffusés. La diffusion des neutrons avec cette face avant permet également de diminuer par un facteur supérieur à 10 la diffusion des neutrons dans cette partie par rapport à l'enceinte initiale. Cela s'explique par la diminution de l'épaisseur qui passe de 2 cm à 3 mm.

Le graphe (b) de la Figure 56 représente B en fonction de plusieurs énergies de neutrons et de plusieurs géométries, afin de caractériser l'influence de la virole sur la diffusion des neutrons. La géométrie qui minimise B est celle avec une virole en aluminium. La diffusion des neutrons dans cette partie peut être diminué jusqu'à un facteur 2 par rapport à l'enceinte initiale.

Le graphe (c) de la Figure 56 représente C en fonction de plusieurs énergies de neutrons et de plusieurs géométries, afin d'estimer l'efficacité de détection des neutrons directs pour la reconstruction de l'énergie des neutrons. La géométrie qui maximise C est celle avec une face avant en aluminium. Avec une face avant en aluminium, le nombre de neutrons directs détectés est jusqu'à 2 fois supérieur par rapport à l'enceinte initiale.

Le graphe (d) de la Figure 56 représente $D (= N_{\text{diffusé}}^{\text{total}} / N_{\text{direct}})$ en fonction de plusieurs énergies de neutrons et de plusieurs géométries, afin d'estimer le niveau de bruit de fond lors de la reconstruction de l'énergie des neutrons. Le nombre de neutrons diffusés est quasiment similaire au nombre de neutrons directs détectés, ce qui est surestimé car la face arrière, remplie d'acier, contribue à augmenter D. Cette grandeur est aussi influencée par l'effet de la diffusion des neutrons dans la face avant. En effet plus il y a de diffusions dans la face avant, plus le nombre de neutrons directs sera faible. Il est important de garder ce phénomène à l'esprit lors de l'analyse du graphe (d). Le graphe (c) peut aider à estimer cet effet. A 27 keV par exemple, le nombre de neutrons directs détectés est plus faible pour les géométries avec une face avant en acier donc, pour ces géométries, D est censé être plus élevé. Un autre biais est observé avec la diffusion des neutrons dans l'enceinte initiale à basse énergie. Ce biais est dû au support du détecteur qui n'est pas pris en compte dans cette simulation alors que le prototype final est entièrement équipé. Bien que la géométrie qui minimise D soit celle avec une virole en aluminium, toutes les géométries sont très proches (écart inférieur à 10%) concernant la diffusion totale des neutrons, représentée par D.

Un détecteur entièrement en aluminium semble être la géométrie optimale. Cependant l'utilisation de ce matériau pour la virole n'est pas envisageable car il rend impossible l'implantation des piquages sur le côté du fait des difficultés de soudabilité de ce matériau. Comme expliqué précédemment, la virole n'est pas l'élément déterminant concernant la diffusion des neutrons. L'utilisation de l'acier comme matériau pour la virole semble donc un bon compromis avec une amélioration des performances par rapport à l'ancienne enceinte. Une partie des neutrons diffusés pourra être supprimée via l'analyse de données ou par la méthode du cône d'ombre. Le choix s'est donc porté sur géométrie avec une face avant en aluminium et une virole en acier.

La Figure 57 compare la position de la diffusion des neutrons avant leur détection dans le volume actif entre la géométrie initiale (graphes (a) et (c)) et le prototype final (graphes (b) et (d)) à 27 keV et 144 keV. Le même nombre de neutrons source a été pris en compte pour pouvoir réaliser cette comparaison. Ces graphes montrent l'optimisation de l'enceinte avec la nouvelle géométrie où il y a moins de neutrons diffusés, notamment dans la face avant. Deux éléments inchangés sont visibles qui sont la face arrière du détecteur et la cage de champ, à 144 keV uniquement. Dans le nouveau prototype (graphes (b) et (d)), l'influence de l'équipement (i.e. position Y entre 20 cm et 30 cm) et du support (i.e. Position Y à -20 cm) semble importante. Une modélisation plus précise de ces parties doit aussi être réalisée pour la modélisation de la réponse du détecteur.

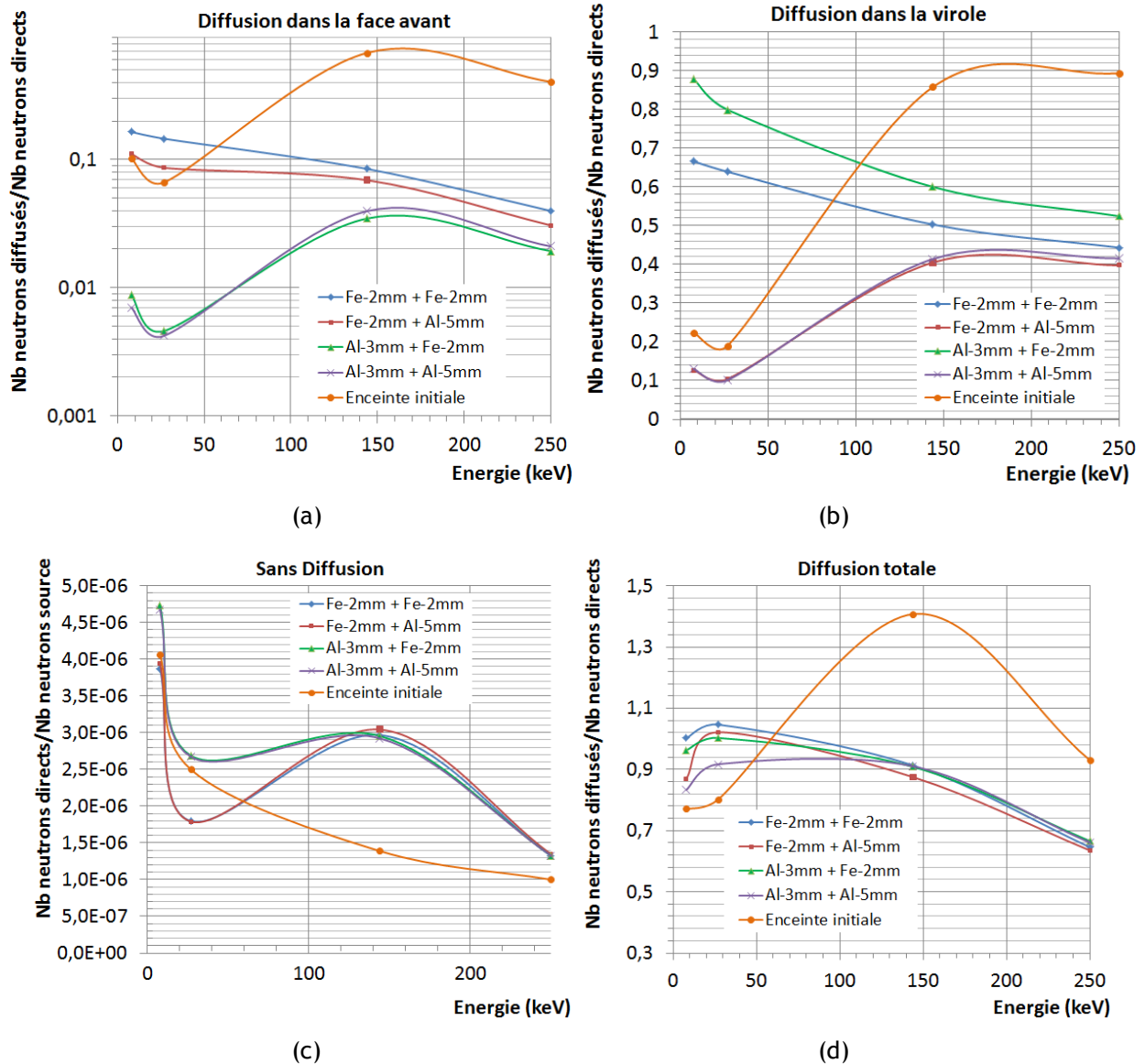


Figure 56. Estimation des neutrons diffusés simulés avec MCNPX. Les graphes (a), (b) et (d) montrent, dans chaque géométrie envisagée et à plusieurs énergies de neutrons, la proportion de neutrons diffusés respectivement par la face avant, la virole et tous les éléments de la géométrie. Le nombre de neutrons diffusés est normalisé par le nombre de neutrons directs détectés. Le graphe (c) montre, dans chaque géométrie envisagée et à plusieurs énergies de neutrons, la proportion de neutrons directs détectés normalisé par le nombre de neutrons source de chaque simulation.

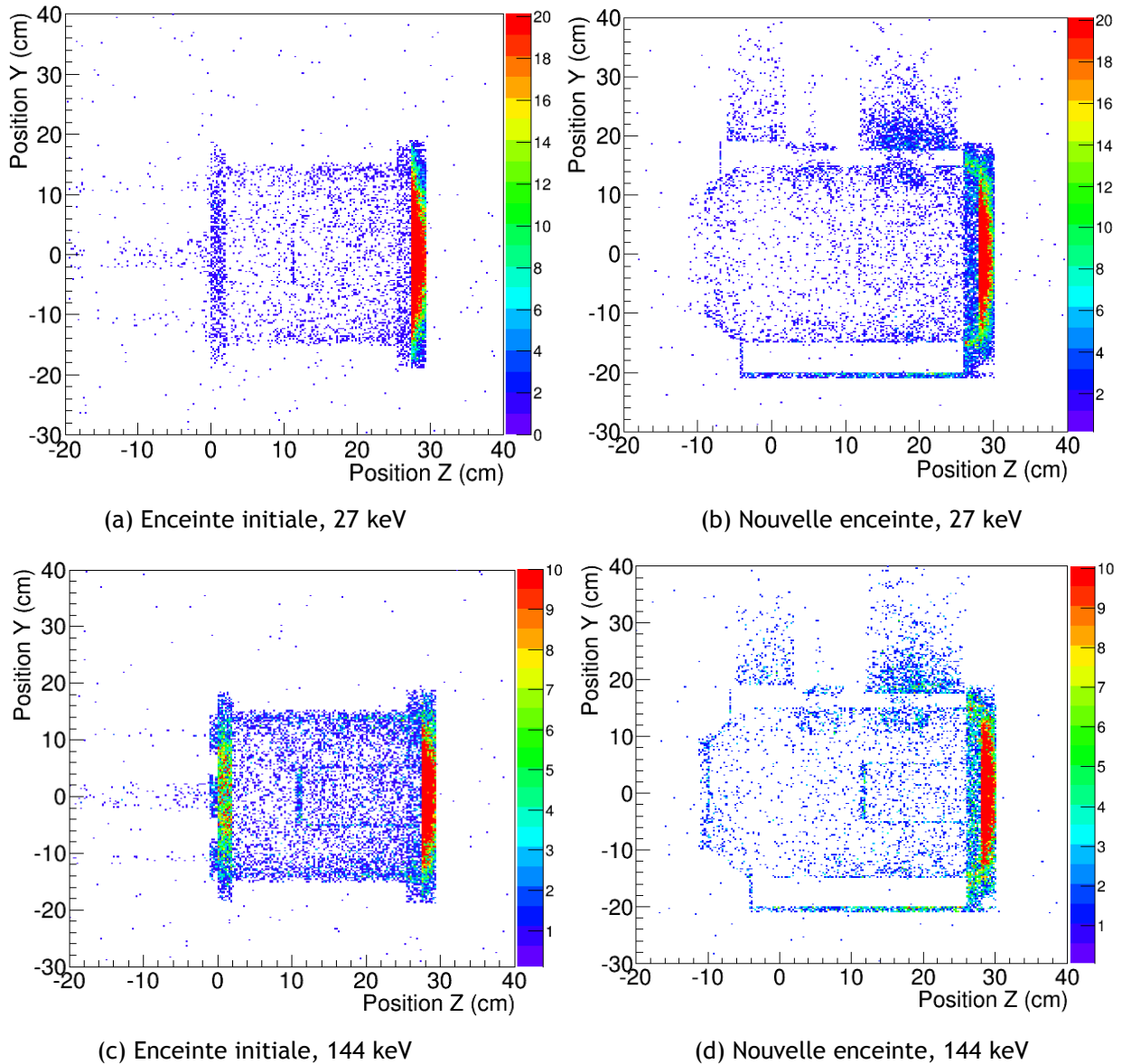


Figure 57. Simulation MCNPX de la position de diffusion des neutrons dans les parois de l'enceinte initiale (à gauche) et de la nouvelle enceinte (à droite) pour un champ neutronique à 27 keV (en haut) ou à 144 keV (en bas).

3.3.4 ANODE PIXELISEE : MICROMEGAS

L'anode pixélisée permet l'amplification et la détection des électrons issus de l'ionisation du gaz dans la zone de conversion. Cette anode, développée au CEA de Saclay, est basée sur la technologie MICROMEGAS, qui signifie *MICRO MESH Gaseous Structure* [67][68]. Il s'agit d'une anode pixélisée sur laquelle est posée une micro-grille (maillage micrométrique), soutenue par des plots en silicium. La différence de potentiel entre la grille et l'anode permet d'amplifier les charges via le phénomène d'avalanche. L'utilisation de détecteurs gazeux avec une pixellisation micrométrique est intéressante pour les traces de recul de basses énergies (e.g. quelques keV) faisant quelques millimètres de longueur car ils ont une très bonne résolution spatiale et temporelle et un seuil de détection très faible. Pour une anode micromegas de type « *bulk* », les plots soutenant la grille sont fabriqués à partir d'un procédé d'attaque chimique [67]. Des études par simulation ont montré que la granularité du plan de lecture nécessitait des pixels de 200 μm de largeur [67]. Le PCB (i.e. *Printed Circuit Board*) contenant l'anode micromegas est vissé sur un autre PCB plus épais de 0,5 cm pour assurer l'étanchéité et la tenue mécanique. Cette pièce est ensuite fixée à une face en acier de 2 cm

d'épaisseur. Sur l'extérieur de cette face se trouve la carte électronique pour la lecture de l'anode toutes les 20 ns. La Figure 58 montre une photo de l'anode en vue entière, implantée sur la carte PCB du détecteur μ TPC, et la photo de droite montre un zoom sur l'anode avec la grille, un plot au centre et les pixels de l'anode en arrière-plan.

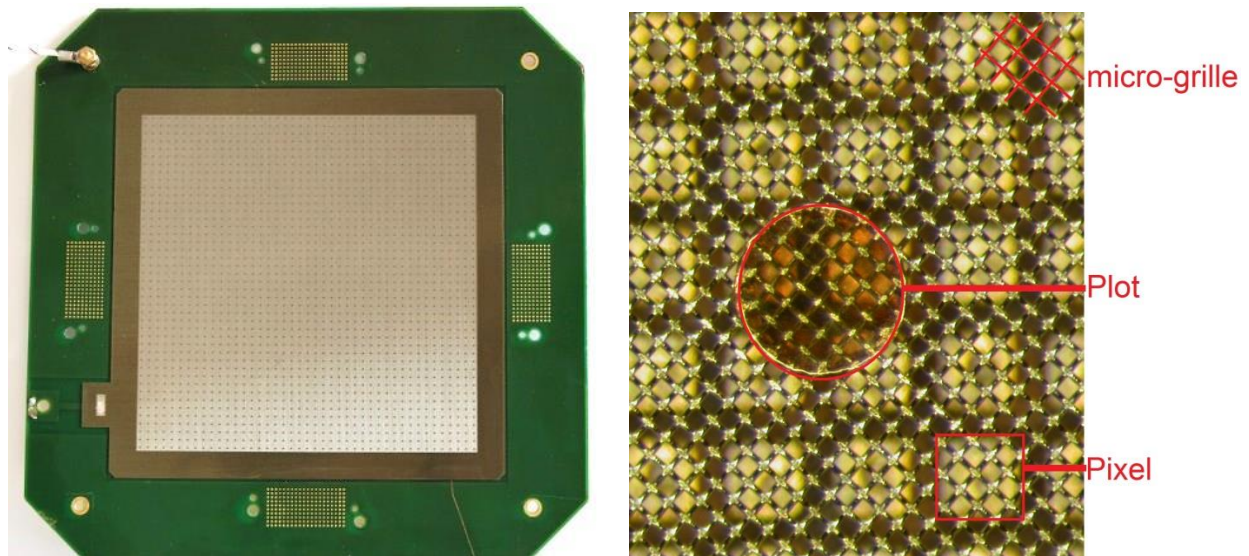


Figure 58. Anode pixélisée micromegas de type « bulk ». A gauche, il s'agit de l'anode en vue entière implantée sur le PCB. La zone active ($10,8 \times 10,8 \text{ cm}^2$) correspond à la zone claire au centre. A droite, il s'agit d'un zoom sur l'anode pixellisée, avec la micro-grille au premier plan, un des plots au centre de l'image qui permet de maintenir la grille à une distance constante (i.e. $256 \mu\text{m}$), et les pixels de l'anode à l'arrière-plan.

3.3.4.1 Le passage de la grille

Pour passer de l'espace de conversion à l'espace d'amplification les électrons d'ionisation traversent la micro-grille de l'anode micromegas. Cependant la transparence de la grille vis-à-vis des électrons n'est pas totale car la grille peut capter des électrons. Au niveau de la micro-grille les lignes de champ vont être déformées dû à la présence de la grille et au champ électrique d'amplification. Cette transparence va dépendre du rapport entre le champ électrique de dérive, dans la zone de conversion, et le champ électrique d'amplification, entre la micro-grille et l'anode. Il faut que les électrons, qui dérivent le long des lignes du champ de dérive, passent à travers les mailles de la grille. Un rapport élevé entre les deux champs va permettre de courber les lignes de champ entre les mailles et ainsi limiter la perte d'électron. Le graphe de gauche sur la Figure 59 issu de la référence [68] illustre la courbure de ces lignes de champs. La transparence a été étudiée pour l'anode micromegas utilisée par le détecteur μ TPC comme le montre le graphe de droite de la Figure 59 [67]. Il y a un plateau où la transparence est proche de 1 pour ratio E_d/E_a inférieur à 0,01. Il faut donc éviter de dépasser cette valeur lors des mesures avec le détecteur μ TPC même si le gaz utilisé sera différent du mélange 95% Ar + 5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ utilisé lors des tests [67].

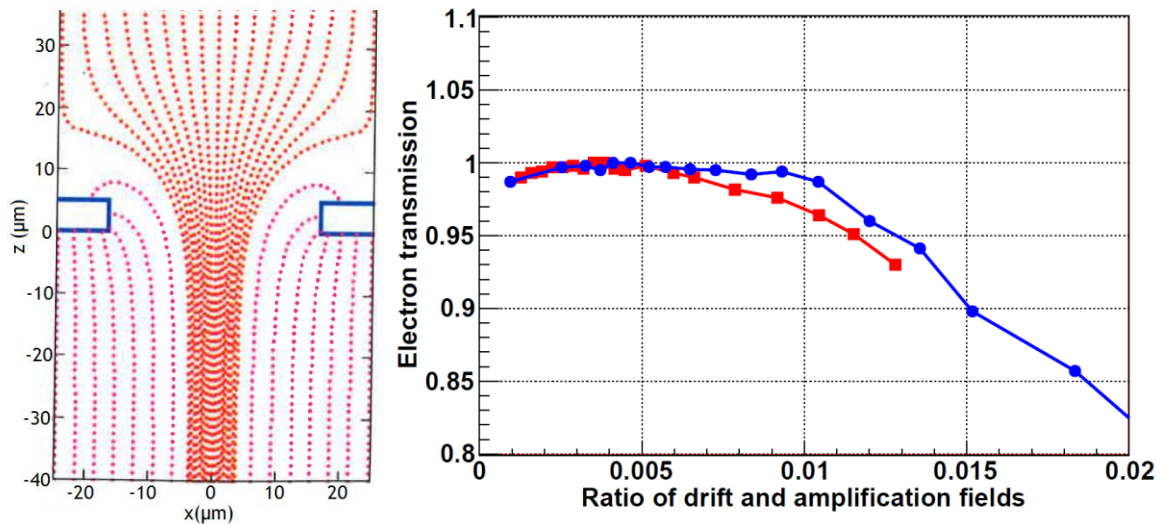


Figure 59. A gauche, simulation des lignes de champs à proximité de la grille d'une micromegas, représentée par les rectangles bleus [68]. A droite, la transparence de la grille en fonction du rapport entre le champ électrique de dérive et celui d'amplification est obtenue avec une source de ^{55}Fe pour un espace d'amplification de 256 μm (ronds bleus) et de 128 μm (carrés rouges). Le mélange gazeux utilisé est 95% Ar + 5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ [67].

3.3.4.2 L'amplification

Après avoir traversé la micro-grille, les électrons d'ionisation arrivent dans l'espace d'amplification, où règne un champ électrique intense. Grâce à ce champ électrique, les électrons seront suffisamment accélérés pour ioniser le gaz à leur tour, il s'agit du phénomène d'avalanche. L'espace d'amplification est de 256 μm pour l'anode micromegas utilisée dans la μTPC . Les tensions appliquées sur la grille sont de l'ordre de -400 V et le plan de l'anode est relié à la masse, cela conduit à un champ électrique d'amplification de l'ordre de 15 $\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Le gain et la résolution en énergie des micromegas ont été étudiés dans la référence [67].

La plage de variation du gain est importante car il peut varier de 3 à $2 \cdot 10^4$ dans le mélange gazeux étudié pour un espace d'amplification de 256 μm (cf. graphe de gauche de la Figure 60). Concernant la résolution en énergie, elle reste stable et présente un minimum de $\sim 16\%$ entre 19 kV/cm et 22 kV/cm (cf. graphe de droite de la Figure 60). En dessous, l'amplitude du bruit devient de plus en plus comparable à l'amplitude du signal donc la résolution se dégrade. La détérioration à plus haut champ est due à la fluctuation du gain. En considérant le gain obtenu avec la micromegas et la résolution en énergie correspondante (cf. Figure 60), ce détecteur montre une meilleure résolution en énergie que celle présentée pour d'autres TPC, le mélange gazeux était cependant différent.

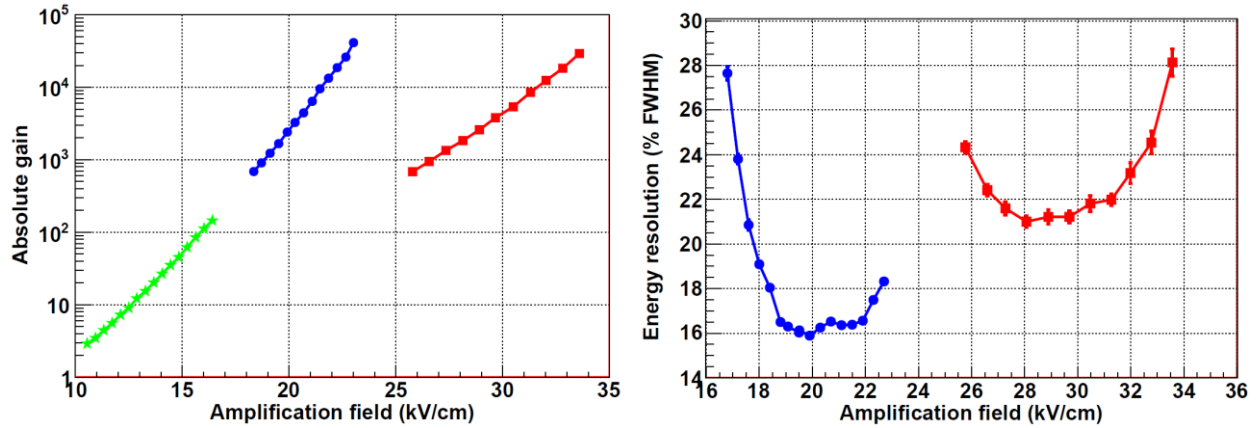


Figure 60. A gauche, le gain en fonction du champ électrique d'amplification est obtenu pour un espace d'amplification de 256 μm avec une source de ^{55}Fe (ronds bleus) ou une source alpha (étoiles vertes). Les carrés rouges correspondent à des mesures pour un espace d'amplification de 128 μm avec une source de ^{55}Fe . A droite, la résolution en énergie en fonction du champ d'amplification est obtenue avec une source de ^{55}Fe pour un espace d'amplification de 256 μm (ronds bleus) ou de 128 μm (croix rouges). Le mélange gazeux utilisé est 95% Ar + 5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ [67].

3.3.4.3 La pixellisation de l'anode

Pour mesurer l'angle des noyaux de recul, la reconstruction de l'image de la trace est nécessaire. L'anode micromegas a donc été pixélisée pour reconstruire les coordonnées X et Y de la trace. Elle est également échantillonnée à une fréquence de 50 MHz (cf. paragraphe 3.3.5) pour pouvoir obtenir une trace en trois dimensions. L'anode comporte 256 pistes de pixels en X et 256 pistes de pixels en Y et sa surface active fait 10,8 x 10,8 cm². L'arrangement des pixels est représenté dans la Figure 61. Les pixels font 200 μm de côté et sont séparés de 100 μm ce qui donne un écart entre deux bandes consécutives de 424 μm . La lecture se fait par piste de pixels afin d'avoir un échantillonnage temporel de l'anode plus rapide qu'une lecture pixel par pixel. Sur la photo de droite de la Figure 61, les pistes reliant les pixels sont visibles, il s'agit des traits horizontaux sombres. Le déclenchement en coïncidence d'une piste X et d'une piste Y permet de remonter à la position (X, Y) de chaque pixel touché. La stratégie de lecture permet ainsi de réduire le nombre de canaux (i.e. augmentation de la vitesse de lecture) tout en gardant une bonne granularité sur toute l'anode.

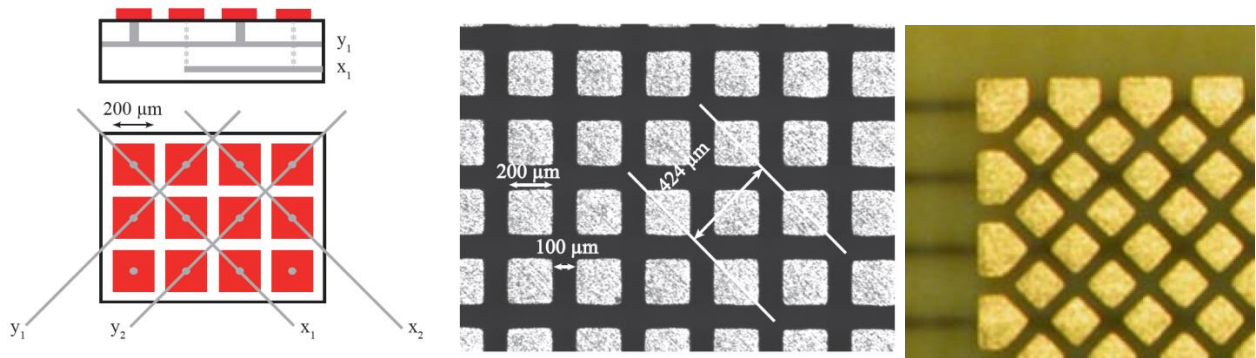


Figure 61. Pixellisation de l'anode micromegas utilisée par le détecteur μTPC [67].

3.3.5 ELECTRONIQUE DE MESURE

L'anode micromegas est composée de 256 bandes de pixels dans chaque direction (X et Y). Chaque bande de pixels est lue à une fréquence de 50 MHz et les coordonnées d'un pixel déclenché seront obtenues par coïncidence entre une piste X et une piste Y. L'ensemble des pixels ainsi obtenus constitue la trace du noyau de recul à analyser. La grille de l'anode micromegas a également été instrumentée afin de mesurer la charge collectée. Cette charge permet de remonter à l'énergie des

noyaux de recul. La lecture de l'anode et de la micro-grille est réalisée à l'aide d'une électronique rapide, dédiée à ce projet, qui a été développée par l'équipe MIMAC du LPSC de Grenoble [69].

3.3.5.1 La mesure de la charge

La mesure s'effectue à l'aide d'un préamplificateur de charges (cf. Figure 62) connecté à la micro-grille. Suite au déplacement de charges entre la grille et l'anode, un courant est induit sur la grille, ce courant peut être déduit via le théorème de Shockley-Ramo [1]. Le préamplificateur de charge, connecté à la grille, permet d'intégrer le courant induit sur la grille et d'amplifier le signal. Ce préamplificateur a été conçu par le LPSC, spécifiquement pour la μ TPC, et possède les caractéristiques suivantes :

- Le préamplificateur peut être assimilé à un circuit RC avec une valeur théorique de la résistance R qui vaut $10\text{ M}\Omega$ et une valeur théorique de la capacité C qui vaut 1 pF .
- La charge en entrée peut varier de $0,001\text{ pC}$ à 1 pC .
- Plusieurs gains peuvent être choisis pour l'amplification : $1/3$, 1 , 10 ou 30 .
- La tension de sortie varie entre 0 V et 3 V .
- Le temps de montée du préamplificateur est de $\sim 650\text{ ns}$.
- Le temps de décroissance théorique est de $10\text{ }\mu\text{s}$.

Si le temps de montée du signal est du même ordre de grandeur que le temps de décroissance de l'électronique, cela va induire un biais sur la mesure de l'amplitude du signal. Dans ce cas l'amplitude du signal doit être corrigée de l'effet de décroissance.

Le signal de sortie du préamplificateur est échantillonné à l'aide d'un flash ADC (i.e. *Digital Analog Converter*) à une fréquence de 50 MHz . Un profil de collection de charges est alors obtenu comme le montre le graphe de gauche de la Figure 37. La charge collectée augmente au cours du temps puis atteint un maximum, qui correspond à la collection complète des électrons primaires. Ensuite la décroissance du signal est due à la décroissance du préamplificateur. Ainsi l'amplitude du profil (i.e. différence entre le maximum et le minimum du signal) correspond à la charge totale collectée. Celle-ci est codée dans la gamme de mesure de l'ADC choisi, entre le canal 0 et le canal 4096.

Lors des mesures, le signal échantillonné en sortie du préamplificateur permet de gérer le déclenchement et l'arrêt de l'acquisition de l'évènement. Une condition sur la pente est utilisée pour déterminer le déclenchement de l'acquisition car cette méthode est moins sensible au bruit : si la différence d'amplitude entre 8 échantillons consécutifs est supérieure au seuil fixé par l'utilisateur, l'évènement est enregistré. Cela permet de supprimer principalement les signaux dus au bruit électronique. L'arrêt de l'acquisition pour un évènement s'effectue lorsque le maximum du signal est atteint. C'est-à-dire lorsque l'amplitude de 16 échantillons consécutifs n'a pas dépassé l'amplitude du premier de ces 16 échantillons.

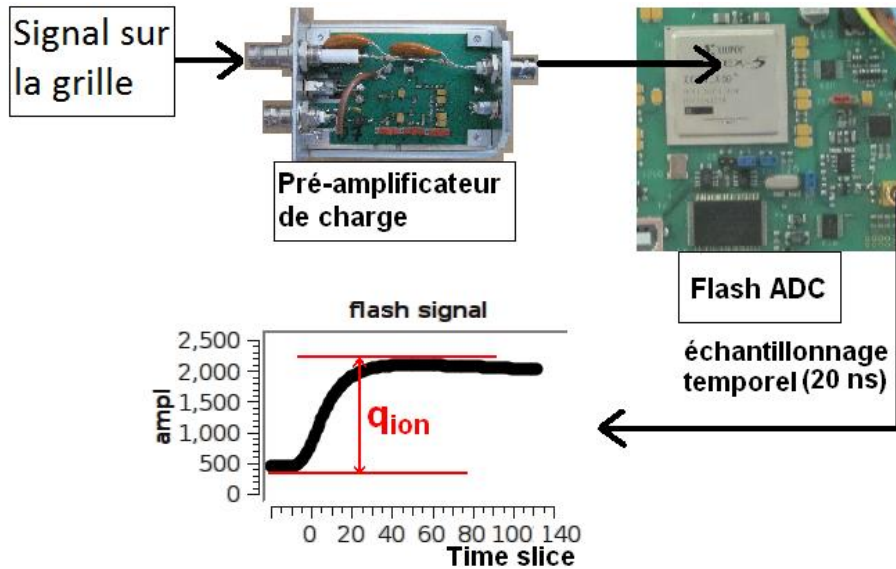


Figure 62. Schéma de la chaîne électronique de mesure de la charge.

3.3.5.2 La détection de la trace

Pour lire l'ensemble des 512 pistes de l'anode, des ASICs (i.e. *Application-Specific Integrated Circuit*) spécifiques ont été développés par le LPSC [69]. Chaque ASIC permet de lire 64 pistes de l'anode à une fréquence de 50 MHz, le détecteur μ TPC est donc équipé de 8 ASICs. La Figure 63 montre le schéma d'un quart d'ASIC (i.e. seulement 16 voies). Pour chaque bande de pixels, le courant induit est amplifié par un préamplificateur de courant ayant un gain de 15. Un comparateur de courant permet ensuite d'appliquer un seuil sur chaque piste afin de limiter le déclenchement de pistes dû au bruit électronique. La valeur du seuil est codée sur 5 bits ce qui donne la possibilité d'avoir 32 valeurs possibles avec une variation en courant de 200 nA entre chaque valeur. Ainsi la valeur du seuil peut être fixée entre 0 nA et 413,3 nA par rapport au signal d'entrée de l'ASIC [69]. Un programme permet de régler automatiquement pour chaque piste ce seuil spécifique. Lorsqu'il n'y a pas de signal (e.g. tension d'amplification à 0 V), ce programme « auto-cal » fixe le seuil de chaque piste à la limite de détection du bruit électronique. Un auto-zéro est également effectué afin de limiter le courant d'offset, au niveau des préamplificateurs de courant, et ainsi augmenter l'efficacité du seuillage, effectué au niveau des comparateurs de courant. Le signal en sortie des comparateurs est ensuite sérialisé à une fréquence de 400 MHz afin de réduire par 8 le nombre de pistes, cela permet aussi de diminuer la consommation électrique. En utilisant la même horloge pour tous les ASICs ce montage permet de les synchroniser.

Le profil de charge en sortie du « flash ADC » est envoyé à un FPGA (i.e. *Field Programmable Gate Array*) qui déclenche l'acquisition de l'évènement s'il satisfait les critères fixés. Le signal en sortie des ASICs est envoyé à ce même FPGA qui réalise une première reconstruction de l'évènement via les coïncidences entre les pistes X et les pistes Y pour chaque échantillon temporel. Le FPGA est relié par USB à un PC dédié à l'acquisition des données. Un logiciel implémenté par le LPSC permet de gérer le FPGA à partir de ce PC.

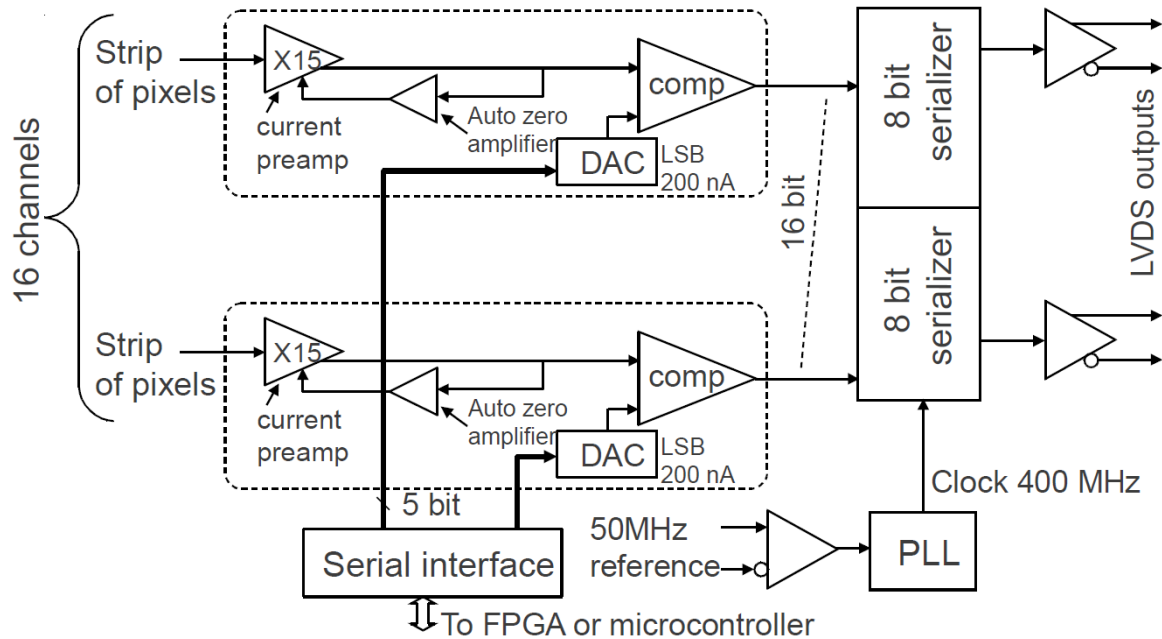


Figure 63. Diagramme en bloc du fonctionnement d'un quart d'ASIC [69].

3.3.6 OPTIMISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Lors de cette thèse, plusieurs problèmes sont apparus lors des campagnes expérimentales auprès de champs neutroniques. Une optimisation de plusieurs dispositifs a donc été réalisée.

Le premier prototype du détecteur a été développé en 2007 et optimisé depuis par le LPSC de Grenoble. A partir de novembre 2012, ce prototype a été réceptionné au LMDN. Il a ensuite fallu l'équiper d'un ordinateur pour l'acquisition des données, de modules haute tension, et d'un système d'alimentation en gaz.

L'ordinateur réalisant l'acquisition des données doit être placé au plus près du détecteur pour ne pas ralentir l'acquisition par un transfert de données trop lent. Afin de réduire l'encombrement du système, un « mini-PC » a été choisi et configuré pour jouer ce rôle. Il est pilotable à distance par un ordinateur portable.

Le détecteur nécessite d'être alimenté par trois hautes tensions et une basse tension, la haute tension appliquée sur la grille du détecteur devant avoir une résolution en courant de l'ordre du nanoAmpère afin de limiter le courant sur la grille à 20 nA. Un module d'alimentation (rack NIM) ainsi que des modules hautes tensions adaptés ont donc été achetés (modules NHQ 206L et NHQ 122M-K). Ces modules étant placés proches du détecteur, un programme développé sous LabVIEW permet également de piloter ces modules à distance et d'enregistrer la tension délivrée au détecteur pendant les mesures.

Enfin, ce projet de R&D est le seul au LMDN dont la maîtrise du remplissage en gaz est nécessaire. L'équipe en charge du projet a dû se familiariser avec tous les types de raccords existants et surtout approvisionner le laboratoire au mieux afin de pouvoir réaliser différents montages avec le détecteur et palier tout problème éventuel sur le circuit de gaz. En parallèle, un système mélangeur et régulateur de gaz (cf. paragraphe 3.3.2) a été conçu et réalisé pour alimenter le détecteur avec des mélanges gazeux dédiés.

4. SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DE LA μ TPC

Pour tout instrument de mesure, les grandeurs d'intérêt sont reliées aux observables de mesure via une fonction de réponse propre à l'instrument. Simulant l'ensemble des phénomènes physiques intervenant dans le processus de détection des neutrons, le modèle direct permet d'estimer la fonction de réponse de l'instrument. Représentant la réciproque de la fonction de réponse du détecteur, le modèle inverse (ou indirect) permet de reconstruire les grandeurs d'intérêt à partir des observables de mesure. Le couplage des deux modèles (cf. paragraphe 4.4) permet de valider le principe de mesure, les modèles physiques utilisés, et la méthode de reconstruction des observables de mesure.

Ce chapitre est consacré à l'explication de ces deux modèles, développés pour la μ TPC dans le cadre de cette thèse. Ces modèles ont été implémentés via le langage C++, utilisant des classes issues des bibliothèques du logiciel ROOT [70].

Le modèle inverse a fait l'objet de plusieurs études afin de trouver une méthode permettant de reconstruire les grandeurs d'intérêt. Ce travail s'est déroulé en collaboration avec Philippe Querre de l'IRSN ou le LPSC. Les méthodes retenues pour ce modèle sont présentées dans le paragraphe 4.2.

Le modèle direct (cf. paragraphe 4.3) consiste principalement en un couplage de plusieurs codes Monte Carlo pour simuler l'interaction des neutrons, des ions ou de la diffusion des électrons d'ionisation. Les codes utilisés sont des codes existants (cf. paragraphe 4.1) ou des codes spécialement développés pendant cette thèse pour représenter certains phénomènes physiques, dans le cas où de tels codes n'existaient pas.

Afin de garantir une pérennité des codes développés, les algorithmes ont été implémentés de façon modulaire : chaque processus physique est représenté par un code (i.e. une classe), qui peut être modifié indépendamment des autres algorithmes sans perturber le fonctionnement général du modèle.

4.1 CODES DE SIMULATION MONTE CARLO EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

Pour développer les modèles direct et inverse, quatre codes de simulation ont été utilisés :

- Le premier, TARGET, permet de simuler la cinématique de réaction entre une cible et un faisceau d'ion afin d'obtenir la distribution angulaire de l'énergie des neutrons issus de la réaction.
- Le deuxième, MCNPX, permet de simuler l'interaction de neutrons avec la matière.
- Le troisième, SRIM, permet de simuler l'interaction des ions avec la matière.
- Le quatrième, MAGBOLTZ, permet de simuler le comportement des électrons dérivant dans un gaz sous l'effet d'un champ électrique.

4.1.1 TARGET

Le code TARGET [8] a été développé par le PTB pour simuler la cinématique de réaction pour la production de neutrons. Cela permet notamment d'estimer le champ neutronique produit sur l'installation AMANDE pour les réactions ${}^7\text{Li}(p, n)$ et mesuré par le détecteur μ TPC (cf. chapitre 7). Ce code utilise des calculs cinématiques et plusieurs informations en entrée :

- la nature, l'épaisseur et la géométrie de la cible,
- les caractéristiques du faisceau d'ions incident,
- l'angle auquel se place le détecteur par rapport à l'axe du faisceau.

En sortie, il fournit la distribution angulaire et en énergie des neutrons au point de mesure. Cette distribution peut être adaptée pour simuler une source de neutrons avec le code MCNPX.

4.1.2 MCNP/MCNPX

Le code de transport MCNP (i.e. Monte Carlo N-Particle) [71] est un logiciel permettant de simuler le transport d'électrons, de photons et de neutrons. Le LBNL (i.e. *Los Alamos National Laboratory*) développe ce code depuis les années 1950. Ce code est utilisé dans de nombreux domaines comme la radioprotection, la dosimétrie, la physique médicale, les études de sûreté et criticité, *etc.* Une géométrie est implémentée en trois dimensions, à partir de la définition de surfaces, afin de simuler l'interaction des particules avec cette géométrie.

L'interaction des neutrons est simulée grâce à l'évaluation des sections efficaces de réaction, issues de bases de données (e.g. ENDF/B-VI).

Pour les photons, le code prend en compte la diffusion élastique et inélastique, la possibilité de fluorescence après une interaction par effet photoélectrique, la création de paires avec des émissions locales de rayonnements dues à l'annihilation des positons, et le rayonnement de freinage (i.e. *bremsstrahlung*).

Pour le transport des électrons, le modèle de ralentissement continu (i.e. CSDA pour *Continuous Slowing Down Approximation*) est utilisé.

Plusieurs fonctions, appelées *Tally*, peuvent être définies afin de calculer des flux surfacique ou volumique, le dépôt d'énergie des particules, des rendements de fission, *etc.*

Le code de transport MCNPX (i.e. Monte Carlo N-Particle eXtended) [2][72] est également développé par le LBNL. Ce code élargi les possibilités de MCNP en donnant la possibilité de simuler presque toutes les particules à n'importe quelle énergie sans augmenter le temps de calcul. Ce code est écrit en Fortran 90 et tourne sur n'importe quel système d'exploitation. Ce code va ainsi nous permettre de simuler des noyaux de recul dans le détecteur μ TPC.

MCNPX rend possible le suivi de chaque particule à l'aide d'un fichier de trajectographie, appelé PTRAC. Ainsi il est possible d'extraire toutes les informations nécessaires à l'analyse d'un ion de recul depuis la création du neutron source.

Un code dédié à la lecture du PTRAC a notamment été développé au LMDN pour extraire uniquement les histoires souhaitées, il s'agit du code EASYPTRAC.

MCNPX est un code qui a été éprouvé de nombreuses fois pour le domaine d'application en question. Une étude effectuée précédemment a montré que ce code était notamment plus précis que GEANT4 pour la simulation des neutrons [85].

4.1.3 SRIM/TRIM

Pour le transport des ions dans la matière, SRIM/TRIM (i.e. *Stopping and Range of Ions in Matter / Transport of Ions in Matter*) [15] est un des codes de calculs les plus reconnus et les plus précis [19]. Ce code permet de simuler précisément le parcours d'un ion dans la matière par méthode Monte Carlo. Ce code de calcul permet d'estimer l'énergie cinétique que le noyau perd en ionisation lors de son recul. Comme il s'agit d'un code dédié à la simulation du parcours des ions dans la matière, il est plus précis que MCNPX et il a un seuil en énergie plus faible. Ce code utilise des lois semi-empiriques pour simuler le parcours des ions pour des énergies allant de 1 keV à 1 MeV. En dessous de 10 keV, les auteurs ont indiqué que le code est moins précis. Ce code permet également de simuler la façon dont l'ion perd son énergie, ainsi il permet de distinguer l'ionisation des autres phénomènes (e.g. scintillation, excitation, ...) et de calculer le facteur de *quenching* en ionisation en fonction de l'énergie cinétique des ions (cf. paragraphe 5.3).

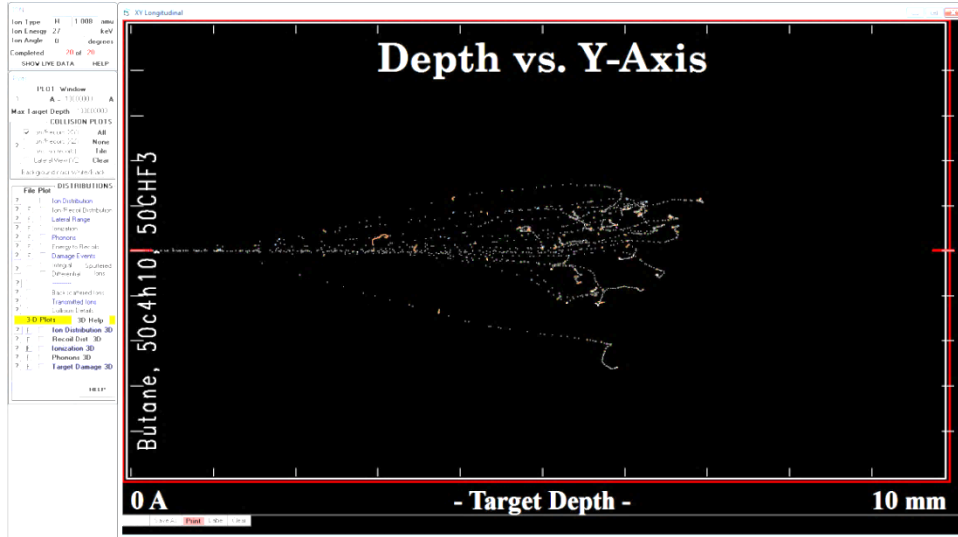


Figure 64. Parcours de dix protons de 27 keV dans $iC_4H_{10}+50\%CHF_3$ à 30 mbar avec SRIM/TRIM.

Afin de vérifier la cohérence des résultats donnés par SRIM, une comparaison du pouvoir d'arrêt des protons a été effectuée entre celui donné par le code SRIM et la base de données PSTAR du NIST (*National Institute of Standards and Technology*) [18], issue du rapport de l'ICRU 49 [17]. Les protons ont été choisis pour cette comparaison car il s'agit des noyaux cibles les plus utilisés lors des mesures avec le détecteur μ TPC pendant cette thèse. Les écarts entre SRIM et PSTAR (cf. Figure 10) sont compatibles compte tenu des incertitudes, et cela valide l'utilisation de SRIM dans la modélisation.

4.1.4 MAGBOLTZ

Le code MAGBOLTZ [80] est un code Monte Carlo qui a été développé au CERN. Il permet d'estimer la vitesse de dérive des électrons et leur coefficient de diffusion dans un gaz donné et pour un champ électrique et/ou magnétique fixé(s). Pour cela il résout les équations de Boltzmann par méthode Monte Carlo.

4.2 DESCRIPTION DU MODELE INVERSE : RECONSTRUCTION DES DONNEES

Pour analyser les données issues du détecteur μ TPC, un algorithme a été implémenté pendant cette thèse. Ce code consiste à estimer l'énergie des noyaux de recul E_r à partir de la charge collectée, obtenue sur la grille, et à déterminer l'angle de diffusion des noyaux de recul θ_r à partir de l'image pixélisée, obtenue sur l'anode. Cette reconstruction conduit à l'estimation de l'énergie des neutrons événement par événement (cf. Equation 3.3). Ainsi ce modèle inverse permet de reconstruire directement les grandeurs d'intérêt (e.g. la distribution énergétique de la fluence des neutrons) à partir des données brutes. A partir du nombre de noyaux de recul détectés N_R , la fluence intégrale peut être calculée selon l'équation calculée dans le paragraphe 3.3.1 :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{N_R}{k * N_C * \sigma^{elas} * L_X * L_Y * L_Z} \quad \text{Equation 4.1}$$

Les reconstructions événement par événement de l'énergie cinétique des noyaux de recul et de l'angle de diffusion sont schématisées sur la Figure 65, et décrites dans les paragraphes suivants. Les incertitudes associées à chaque paramètre intervenant dans cette reconstruction sont décrites dans le chapitre 5.4.3.

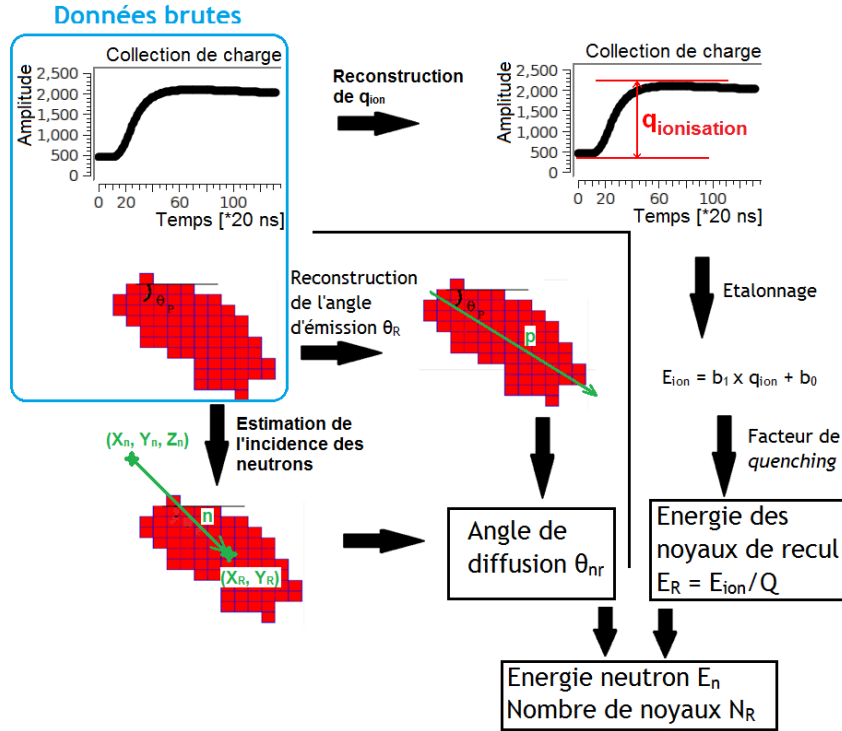


Figure 65. Schématisation du modèle inverse.

4.2.1 MESURE DE L'ENERGIE CINETIQUE DES NOYAUX DE RECUL

Pour mesurer l'énergie cinétique des noyaux de recul, le signal obtenu sur la grille de l'anode micromegas est utilisé. Pour chaque événement, le signal dû aux électrons primaires (i.e. issus de l'ionisation du gaz par un noyau de recul) est amplifié grâce au phénomène d'avalanche entre la grille et l'anode. Cette amplification induit un courant sur la grille proportionnel à la charge collectée. Le signal échantillonné sur la grille de la micromegas permet d'obtenir un profil des charges collectées (cf. paragraphe 3.3.5). La différence entre le minimum et le maximum de ce profil correspond à la charge totale collectée, due à l'ionisation : $q_{\text{ionisation}}$.

Du fait de la numérisation du signal, la valeur de $q_{\text{ionisation}}$ est un nombre de canaux qu'il faut convertir en électronvolt. Avec cette définition de la mesure de charge, la valeur de $q_{\text{ionisation}}$ est proportionnelle à l'énergie déposée en ionisation $E_{\text{ionisation}}$. Les paragraphes 5.1 et 5.3.2 montrent la démarche suivie pour valider l'hypothèse d'une relation linéaire entre $q_{\text{ionisation}}$ et $E_{\text{ionisation}}$ et évaluer l'erreur commise.

Pour établir cette correspondance, un étalonnage est réalisé à l'aide de deux sources rayons X avant et après chaque expérience. La procédure d'étalonnage est décrite en détail dans le paragraphe 5.2. Ainsi une droite d'étalonnage est déterminée à l'aide de ces mesures et du code MCARE, développé spécifiquement par le collège français de métrologie pour les étalonnages [81]. L'utilisation des paramètres b_0 et b_1 , associés à cette droite, permet de remonter à l'énergie perdue en ionisation par les noyaux de recul :

$$E_{\text{ionisation}} = b_1 * q_{\text{ionisation}} + b_0 \quad \text{Equation 4.2}$$

Les noyaux de recul perdant leur énergie cinétique selon différents processus physiques (cf. paragraphe 2.1.3.4), l'énergie perdue par ionisation, $E_{\text{ionisation}}$, ne correspond qu'à une partie de l'énergie cinétique des noyaux de recul, E_R . Pour remonter à E_R à partir de $E_{\text{ionisation}}$, il faut connaître le facteur de *quenching* en ionisation Q (cf. paragraphe 5.3), caractérisant cette proportion d'énergie perdue par ionisation. Ce facteur a été estimé par simulation ou par la mesure (cf. paragraphe 5.3.3), il dépend de l'énergie et de la nature des noyaux de recul. Ainsi l'énergie cinétique des noyaux de recul est estimée par :

$$E_r = \frac{E_{\text{ionisation}}}{Q(E_{\text{ionisation}})} = \frac{b_1 * q_{\text{ionisation}} + b_0}{Q(b_1 * q_{\text{ionisation}} + b_0)} \quad \text{Equation 4.3}$$

4.2.2 MESURE DE L'ANGLE DE DIFFUSION DES NOYAUX DE RECU

L'anode micromegas représentant le plan XY (cf. Figure 36), l'échantillonnage temporel de l'anode permet d'obtenir deux projections de la trace en X et en Y (cf. Figure 66). Les deux projections de chaque trace vont permettre d'estimer l'angle de diffusion θ_r entre les neutrons et les noyaux de recul, événement par événement. Pour estimer θ_r , il faut d'abord reconstruire un nuage de pixels en trois dimensions spatiales à partir des deux projections de la trace (cf. paragraphe 4.2.2.1). Avec cette reconstruction, il est possible de connaître l'incidence des noyaux de recul (cf. paragraphe 4.2.2.2) et l'incidence des neutrons (cf. paragraphe 4.2.2.3) qui conduiront à l'estimation de θ_r (cf. paragraphe 4.2.2.4).

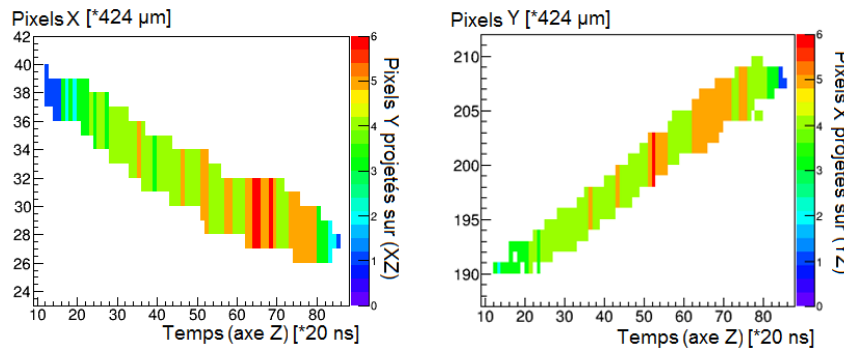


Figure 66. Deux projections d'une trace compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, expérience réalisée avec des neutrons ayant une énergie initiale de 144 keV.

4.2.2.1 La conversion en coordonnées spatiales.

Pour chaque échantillon temporel $n_{\Delta t}$, les coordonnées n_{X_i} et n_{Y_i} des pistes de pixels X et Y déclenchées sur l'anode vont conduire à un ensemble de coïncidences (n_{X_i}, n_{Y_j}) possibles entre les pistes X et Y, données en numéro de pixels (i.e. i et j représentent l'indice de chaque piste). Cette coïncidence va permettre de reconstruire un nuage de pixel en trois dimensions à partir des deux projections de chaque trace. Pour convertir les coordonnées n_{X_i} et n_{Y_j} en une coordonnée spatiale (i.e. X_i ou Y_j), il suffit de connaître l'espacement Δd (i.e. 424 μm) entre deux pistes X ou Y consécutives :

$$X_i = n_{X_i} * \Delta d \quad \text{et} \quad Y_j = n_{Y_j} * \Delta d \quad \text{Equation 4.4}$$

Pour passer d'une coordonnée temporelle $n_{\Delta t}$ à une coordonnée spatiale Z_k (i.e. k représente l'indice de l'échantillon), il faut connaître l'échantillonnage temporel Δt (i.e. 20 ns) et la vitesse de dérive des électrons V_d :

$$Z_k = V_d * \Delta t * n_{\Delta t} \quad \text{Equation 4.5}$$

Actuellement la vitesse de dérive V_d est estimée grâce au code de simulation Monte Carlo MAGBOLTZ. Par exemple, V_d est estimée à $(11,93 \pm 0,04) \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$ dans les conditions expérimentales utilisées lors d'une mesure : le mélange gazeux est $\text{iC}_4\text{H}_{10} + 40\%\text{CHF}_3$ à 50 mbar absolu avec un champ électrique de dérive E_d de $117,5 \text{ V}.\text{cm}^{-1}$. Des mesures *in situ* peuvent être réalisées dans l'enceinte μ TPC afin de s'affranchir de ce code lors de la reconstruction de l'énergie neutron. En effet, avant cette thèse, des mesures ont été réalisées au LPSC dans un mélange gazeux à base de CF_4 [73]. Ces mesures ont montré des résultats cohérents avec ceux obtenus à l'aide de MAGBOLTZ avec un écart inférieur à 5% pour la vitesse de dérive. Cependant, le code MAGBOLTZ ne reproduit pas les variations expérimentales de la vitesse de dérive due à la présence de pollutions dans le mélange gazeux. Dans le cadre de cette thèse, j'ai considéré les résultats de MAGBOLTZ en tenant de l'incertitude donnée pour la vitesse de

dérive. Cependant il serait donc préférable à termes de mesurer cette grandeur. Une simulation Monte Carlo est aussi envisageable, pour reproduire l'influence de quelques ppm de pollutions dans le mélange gazeux, sur la vitesse de dérive estimée par MAGBOLTZ.

A partir de l'ensemble des couples (X_i, Y_j, Z_k) , un nuage de pixels en trois dimensions spatiales peut être reconstruit. Ce nuage correspond au nuage d'électrons issus de l'ionisation du gaz par le noyau de recul. Les électrons diffusent lors de leur dérive jusqu'à l'anode. Chaque nuage de pixels correspond donc à une « enveloppe » de la trace de chaque noyau de recul. La Figure 67 montre le nuage de pixels obtenu à partir des deux projections de la trace de la Figure 66.

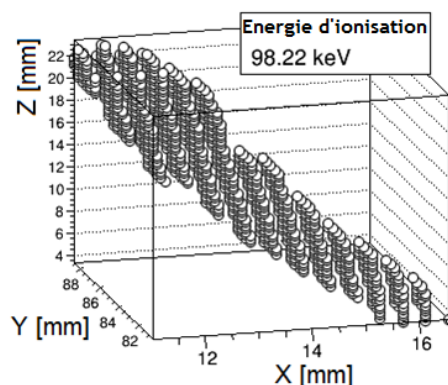


Figure 67. Nuage de pixels obtenu en trois dimensions spatiales, compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, expérience réalisée avec des neutrons ayant une énergie initiale de 144 keV.

4.2.2.2 Estimation de l'incidence des noyaux de recul

Dans le domaine en énergie considéré, les noyaux cibles (i.e. les protons ou les alphas) sont des noyaux ayant une trajectoire quasi rectiligne. Après plusieurs études, la méthode choisie pour estimer l'angle initial des noyaux de recul est la plus simple : le nuage de pixels est ajusté par une droite. Les autres méthodes, plus complexes, montrent des performances plus dégradées pour la reconstruction. Cet ajustement est réalisé en minimisant la somme des distances entre le centre de chaque pixel et cette droite (méthode des moindres carrés). Les cosinus directeurs de la droite permettent d'estimer la direction d'émission du noyau de recul via son vecteur directeur $\vec{r}$ dans le repère (X, Y, Z) . La Figure 68 montre l'ajustement d'une droite (courbe rouge) à un nuage de pixels, obtenu expérimentalement lors d'une irradiation avec une énergie neutron de 144 keV. L'ajustement par une courbe d'ordre 2 en Z a été testé pour améliorer le résultat de cette analyse. Cependant le résultat n'a pas été concluant.

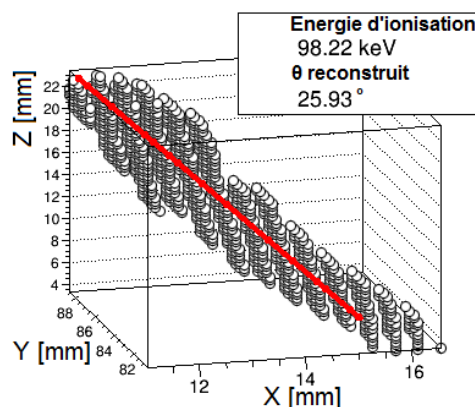


Figure 68. Ajustement par une droite d'un nuage de pixels en 3 dimensions spatiales, compatible avec un proton de recul d'énergie d'ionisation de 98 keV, pour une énergie neutron de 144 keV.

4.2.2.3 Estimation de l'incidence des neutrons

Connaissant la direction d'émission des noyaux de recul, il faut connaître l'incidence des neutrons pour connaître l'angle de diffusion entre le noyau de recul et le neutron. Les neutrons d'intérêt sont les neutrons directs : ils n'interagissent pas entre leur émission et leur diffusion élastique dans le détecteur. Les neutrons directs ont donc une trajectoire rectiligne entre leur émission et le point d'interaction avec les atomes du mélange gazeux. Dans ce cas, il suffit de connaître la position de la source de neutrons et la position de la diffusion des neutrons pour estimer l'incidence des neutrons.

La position de la cible (X_s, Y_s, Z_s) par rapport au détecteur est mesurée pour chaque expérience à l'aide d'une pign micrométrique ou d'un pointeur laser.

La position de la diffusion correspond à la position d'émission du noyau de recul (X_r, Y_r, Z_r). Cependant il est impossible de déterminer expérimentalement le sens de la trace, et donc la position d'émission du noyau de recul. En effet pour estimer le sens de la trace, une première idée consistait à étudier le dépôt d'énergie des noyaux de recul en fonction de leur parcours à partir de la dérivée du profil de collection de charge. Cependant aux énergies considérées (i.e. $E < 565$ keV), le pouvoir d'arrêt électronique des noyaux de recul est proche de son maximum (e.g. maximum autour de ~ 100 keV pour des protons). Ainsi la différence de pouvoir d'arrêt (i.e. de perte d'énergie) entre le début et la fin de la trace n'est pas suffisante pour pouvoir visualiser une différence dans la dérivée du profil et en déduire le sens de la trace.

La coordonnée Z_r n'est pas directement mesurable non plus car la coordonnée Z de la trace, liée au nombre d'échantillons temporels, ne donne qu'une position relative. Cependant la diffusion des électrons devrait augmenter en théorie augmenter lorsque Z_r (i.e. la distance entre l'anode et la position de la trace) augmente, car les électrons dérivent plus longtemps jusqu'à l'anode. Une étude de la diffusion du nuage d'électrons a donc été menée pour estimer la position Z_r à partir de la largeur du nuage de pixels obtenu. Expérimentalement, cette étude n'a pas donné de résultats concluant. Une étude utilisant le modèle direct (cf. paragraphe 4.3) a donc été menée afin d'évaluer l'influence de la coordonnée Z_r sur la reconstruction de l'énergie des neutrons. La Figure 69 montre un exemple de l'effet de la coordonnée Z_r sur la reconstruction de l'énergie des neutrons pour une simulation avec des neutrons de 144 keV. Il s'agit de la reconstruction de la distribution de l'énergie des neutrons suivant différentes hypothèses sur la coordonnée Z_r de la position d'interaction. Cette étude a révélé que la reconstruction de l'énergie des neutrons était peu perturbée si la coordonnée Z_r était fixée à la moitié de la zone active (i.e. $Z_r = 8,85$ cm).

Ainsi pour reconstruire au mieux la position d'interaction, les choix suivants ont été faits :

- Les positions moyennes X et Y de l'ensemble des pixels sont utilisées pour estimer les coordonnées X_r et Y_r de la position d'interaction.
- La position Z_r est fixée à la moitié de la zone de dérive, soit 8,85 cm. Cette hypothèse induira cependant une incertitude de $\pm 8,85$ cm sur Z_r .

Connaissant la position d'interaction (X_r, Y_r, Z_r) et la position initiale du neutron (X_s, Y_s, Z_s), le vecteur directeur, associé à la direction incidente du neutron, est calculé ainsi $\vec{n} = (X_r - X_s, Y_r - Y_s, Z_r - Z_s)$.

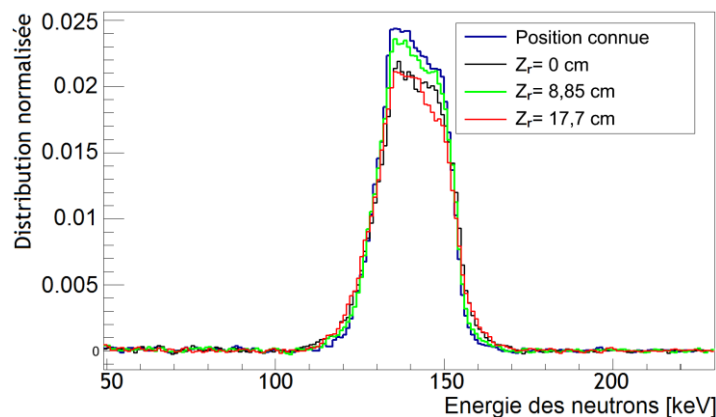


Figure 69. Distribution de l'énergie des neutrons suivant différentes hypothèses sur la coordonnée Z_r pour des neutrons ayant une énergie moyenne de 144 keV.

4.2.2.4 Calcul de l'angle de diffusion θ_{nr}

Le cosinus de l'angle entre le noyau de recul et le neutron est obtenu en effectuant le produit scalaire entre les deux vecteurs directeurs, associés à la direction incidente des noyaux de recul ou des neutrons :

$$\cos(\theta_{nr}) = \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{\|\vec{n}\| \|\vec{r}\|} \quad \text{Equation 4.6}$$

L'étape de reconstruction de l'angle de diffusion θ_{nr} a été schématisée sur la Figure 70 ci-dessous. Cet algorithme est utilisé pour la reconstruction des nuages de pixels simulés (cf. paragraphe 4.4) ou expérimentaux (cf. chapitre 7).

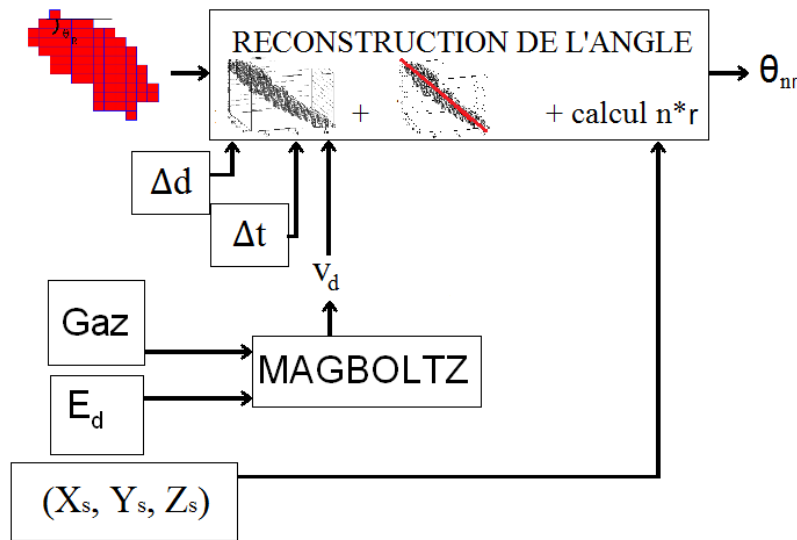


Figure 70. Schéma de l'étape de reconstruction de l'angle de diffusion.

4.3 SIMULATION COMPLETE DE LA REPOSE DU DETECTEUR μ TPC

Le détecteur μ TPC est développé avec l'objectif d'obtenir une mesure primaire (cf. paragraphe 2.1.2.2.1) de l'énergie et de la fluence des neutrons. La réponse de ce système à un champ neutronique ne peut donc pas être estimée à partir d'une mesure avec des neutrons. Afin d'obtenir une caractérisation du détecteur μ TPC, une modélisation a été réalisée en tenant compte des principaux phénomènes physiques intervenant lors d'une mesure avec le détecteur μ TPC, il s'agit du modèle direct.

L'énergie cinétique des noyaux de recul peut être caractérisée expérimentalement sans utiliser des neutrons (cf. chapitre 5). En revanche la caractérisation expérimentale de la reconstruction angulaire et de l'effet des sélections est impossible sans une mesure avec des neutrons. C'est pourquoi le modèle direct permet de simuler des nuages de pixels tels que ceux obtenus expérimentalement sur l'anode pixélisée, à partir d'un champ neutronique. Ce modèle permettra ainsi de caractériser la reconstruction de l'angle de diffusion et l'effet des sélections sur la fluence (i.e. le nombre de noyaux détectés).

4.3.1 DESCRIPTION DU MODELE DIRECT

Pour tester les procédures de reconstruction de l'énergie ou de la fluence et comparer les résultats théoriques aux données expérimentales, un modèle simulant la détection des neutrons par la μ TPC a été mis en place. Ce modèle suit différentes étapes, chacune représentée par un code distinct. Chaque étape est décrite avec plus de détails dans les paragraphes suivants (cf. paragraphes 4.3.2 et 4.3.3). L'ensemble du modèle est décrit ci-dessous :

- a. D'abord, la distribution en énergie des neutrons, issus de la réaction sur la cible d'AMANDE, est calculée via le code de cinématique TARGET (cf. paragraphe 4.1.1).
- b. Le parcours des neutrons jusqu'à la zone de détection de la μ TPC est ensuite simulé par le code Monte Carlo MCNPX (cf. paragraphe 4.1.2); la géométrie du système et la composition est prise en compte dans ce calcul. En sortie ce code fournit les informations sur les noyaux de recul (e.g. position, énergie cinétique, angle de diffusion, ...), issus de la diffusion des neutrons sur les atomes du gaz.
- c. Pour avoir une meilleure estimation du parcours des noyaux de recul, le code de calcul SRIM/TRIM (cf. paragraphe 4.1.3) est ensuite utilisé. Dans la gamme en énergie de la μ TPC et pour reproduire les mécanismes physiques d'ionisation, le code MCNPX n'est pas le plus adapté, c'est pourquoi cette étape est réalisée par le code SRIM/TRIM. Ce code fournit en sortie les positions du noyau entre chaque perte d'énergie et la perte d'énergie entre chaque position.
- d. L'étape d'ionisation est réalisée grâce à l'information sur la perte d'énergie du noyau entre chaque position. La position des électrons d'ionisation est obtenue connaissant les positions du noyau entre chaque perte d'énergie.
- e. Après l'ionisation, la diffusion du nuage d'électrons est simulée connaissant le temps de dérive des électrons d'ionisation jusqu'à l'anode et les coefficients de diffusion des électrons. Pour cela le code MAGBOLTZ (cf. paragraphe 4.1.4) est utilisé.
- f. Connaissant la position des électrons d'ionisation, leur détection sur l'anode est simulée et donne une trace pixélisée similaire aux données obtenues expérimentalement.

Les principaux phénomènes physiques, intervenant dans le processus de détection des neutrons par la μ TPC, sont résumés dans le schéma ci-dessous (cf. Figure 71).

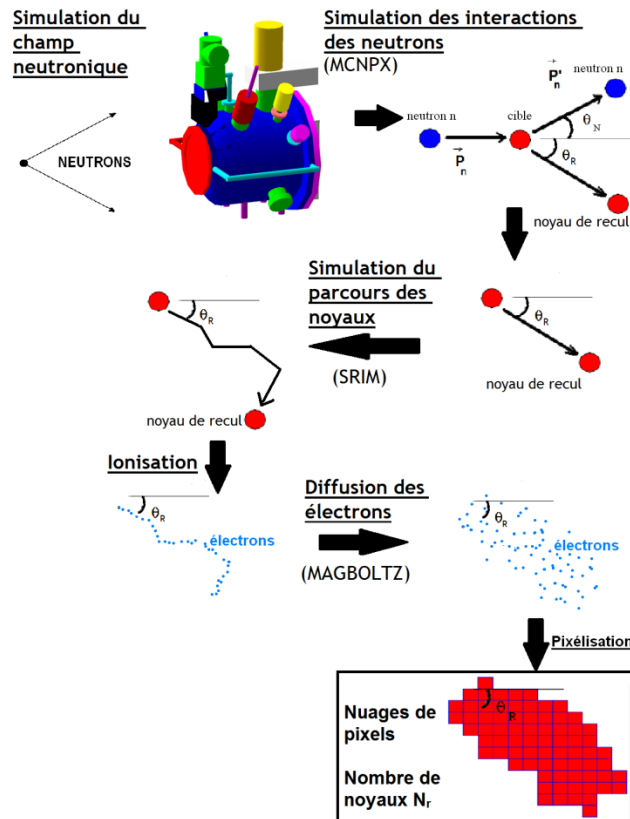


Figure 71. Schématisation du modèle direct pour la mesure neutron avec la μ TPC.

4.3.2 SIMULATION DES CHAMPS NEUTRONIQUES ET DES INTERACTIONS DES NEUTRONS

La distribution angulaire et en énergie des neutrons au point de mesure est issue de mesures [54] à 8 keV et 27 keV et est calculée par le code TARGET pour les autres énergies. Cette distribution constitue la source de neutrons pour la simulation MCNPX qui suit.

Avec la nouvelle enceinte conçue pendant la thèse (cf. paragraphe 3.3.3.4), une géométrie réaliste du détecteur a été implémentée avec MCNPX (cf. Figure 72) pour prendre en compte la diffusion des neutrons par les parois de l'enceinte avant leur interaction dans le volume actif. Cette géométrie doit être la plus réaliste possible afin de reproduire le plus fidèlement tous les effets pouvant modifier la réponse du système (e.g. la diffusion des neutrons). Cette géométrie est donc issue des plans TQC³ de l'enceinte et des certificats matière, fournis par la société SDMS qui a réalisé l'enceinte (cf. paragraphe 3.3.3.4). En prenant en compte une géométrie réaliste, le code permet également d'estimer l'efficacité du détecteur qui interviendra dans le calcul de la fluence neutronique.

Pour utiliser MCNPX il faut fournir en entrée une géométrie du détecteur, un mélange gazeux et une distribution pour l'énergie neutron de la source. En sortie de la simulation, l'histoire associée à chaque neutron simulé est disponible dans le fichier de trajectographie PTRAC de MCNPX. Une lecture de ce fichier est réalisée à l'aide d'un code dédié, EASYPTRAC, développé à l'IRSN. Le filtrage que j'ai réalisé à l'aide d'EASYPTRAC permet d'extraire les histoires ayant généré des noyaux de recul dans le volume actif. Une analyse détaillée est ensuite réalisée grâce à un code que j'ai développé en langage C++. Ce code permet d'extraire toutes les informations concernant les neutrons et les noyaux de recul : énergie, incidence, direct ou diffusé, type de noyaux, sortie du volume actif, etc.

Les grandeurs de sortie utilisées pour l'étape suivante sont l'énergie des noyaux de recul à leur émission E_r , la position de l'interaction (X_R , Y_R , Z_R) et l'angle d'émission des noyaux de recul dans un repère sphérique (θ_r , Φ_r). L'utilisation de ces codes peut être schématisée par la Figure 73.

³ TQC signifie « Tel Que Construit »

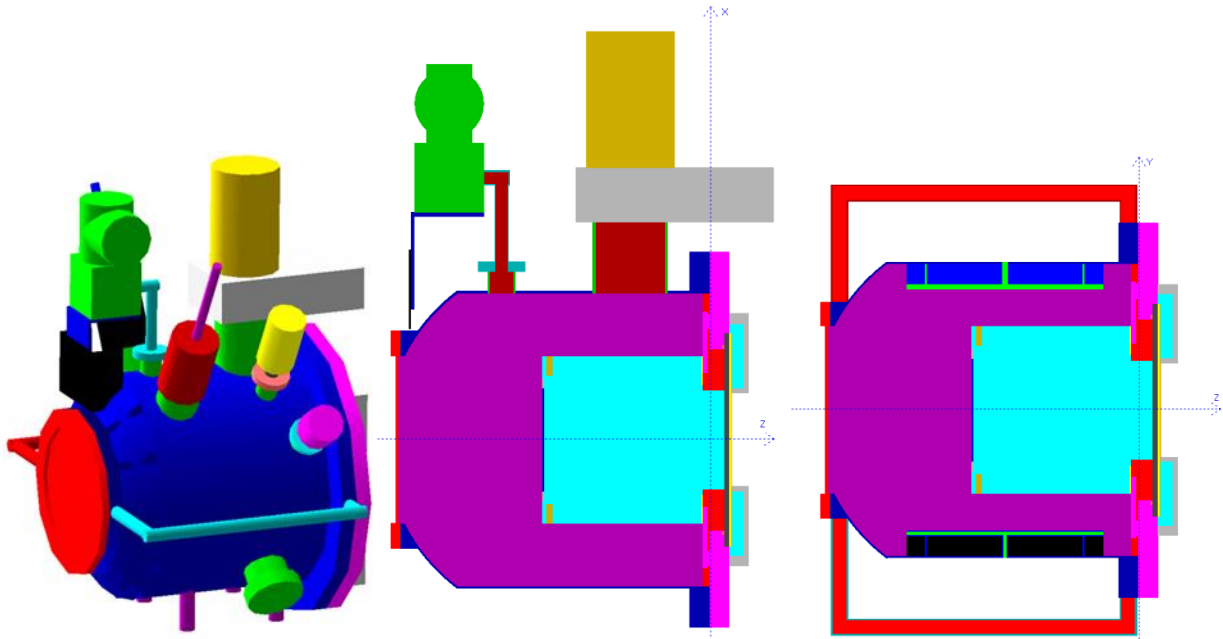


Figure 72. Géométrie MCNPX de l'enceinte μ TPC, visualisée à l'aide du logiciel Moritz [74]. A gauche, vue en trois dimensions, au milieu coupe verticale dans l'axe du détecteur, à droite coupe horizontale dans l'axe du détecteur (pour rappel une photo du détecteur est sur la Figure 53).

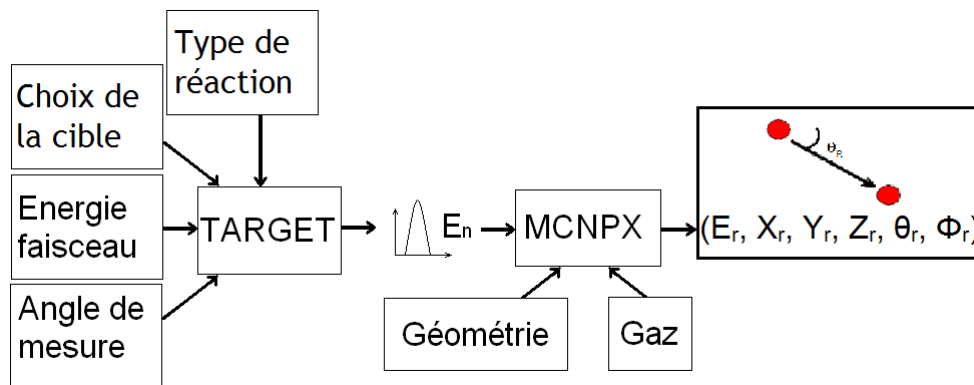


Figure 73. Schéma de l'étape de simulation des neutrons et des interactions des neutrons grâce à TARGET et MCNPX.

4.3.3 SIMULATION DE LA DETECTION DES NOYAUX DE RECOL

Pour obtenir la réponse la plus fidèle au détecteur μ TPC, il faut simuler tous les phénomènes physiques intervenant pour la détection des noyaux de recul simulés par MCNPX. Un des objectifs de cette simulation est d'obtenir des nuages de pixels identiques que ceux obtenus expérimentalement, afin de tester le modèle inverse (i.e. la reconstruction angulaire).

La simulation de la détection des noyaux de recul se fait en plusieurs étapes qui sont décrites en détails dans les paragraphes suivants :

- paragraphe 4.3.3.1 : le parcours des ions (i.e. des noyaux de recul) est simulé par le code SRIM grâce aux informations (E_r , X_r , Y_r , Z_r , θ_r , Φ_r) sur les noyaux de recul.
- paragraphe 4.3.3.2 : la perte d'énergie le long du parcours, donné par SRIM, permet d'estimer le nombre et la position des paires électron-ion créés le long de la trajectoire de l'ion.
- paragraphe 4.3.3.3 : la diffusion des électrons d'ionisation, lors de leur dérive jusqu'à l'anode, est reproduite par simulation, en prenant en compte les paramètres calculés par MAGBOLTZ.
- paragraphe 4.3.3.4 : la détection des électrons sur l'anode pixélisée est modélisée, connaissant l'espacement entre les pixels et l'échantillonnage temporel.

4.3.3.1 Simulation du parcours des noyaux de recul

Pour modéliser le parcours des ions avec SRIM, il faut fournir l'énergie cinétique des ions et la composition du mélange gazeux. Cependant l'utilisation de SRIM nécessite un temps de calcul de plusieurs secondes pour simuler chaque trace, ce qui augmente considérablement le temps de calcul compte tenu de la statistique utilisée. Pour résoudre ce problème, j'ai créé des bases de données avec SRIM pour plusieurs énergies et natures de particules dans différents mélanges gazeux. La simulation utilise ces fichiers pour extraire les informations sur le dépôt d'énergie et sur le parcours de chaque particule. En sortie le code fournit une liste de positions (X_i , Y_i , Z_i) par lesquelles est passée la particule et le dépôt d'énergie ΔE_i entre chaque point. Les particules étant émises à un angle de 0° dans la simulation SRIM, il faut replacer cette trace dans le repère initial en effectuant deux rotations d'angle θ_r et Φ_r , puis en réalisant une translation de vecteur (X_r , Y_r , Z_r) correspondant à la position de l'interaction dans la simulation MCNPX. Cette partie a été schématisée dans la Figure 74 ci-dessous.

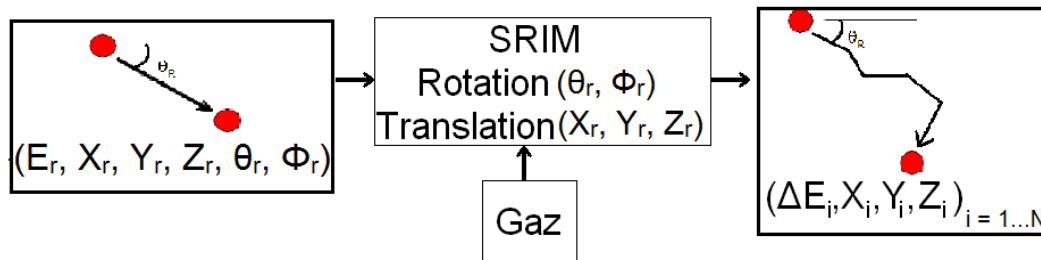


Figure 74. Schéma de l'étape de simulation du parcours des ions utilisant SRIM.

4.3.3.2 Ionisation

La simulation SRIM fournit la perte d'énergie ΔE_i entre deux positions. Connaissant l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-ion, W (e.g. 50,56 eV dans l'isobutane [75]), la moyenne d'électrons primaires créés $n_{e^-}^i$ entre deux positions peut être déduite : $n_{e^-}^i = \Delta E_i / W$. La fluctuation du nombre d'électrons créés peut être représentée par une loi de Poisson de variance $\sigma_e^2 = F * n_{e^-}^i$; où F représente le facteur de Fano (cf. paragraphe 2.1.3.4). Le facteur de Fano représente la dispersion de la distribution de probabilité de création des électrons, il est inférieur à 1 dans le cas d'un gaz. En première approximation, le facteur de Fano a été fixé à 1 pour se placer dans le cas le plus défavorable. Les électrons peuvent être créés n'importe où entre les deux positions $j-1$ et j . Une loi uniforme a donc été choisie pour calculer leur position entre les positions $j-1$ et j . En sortie, ce code fournit un vecteur de position (X_j , Y_j , Z_j) associé à chaque électron. Cette étape a été schématisée sur la Figure 75 ci-dessous.

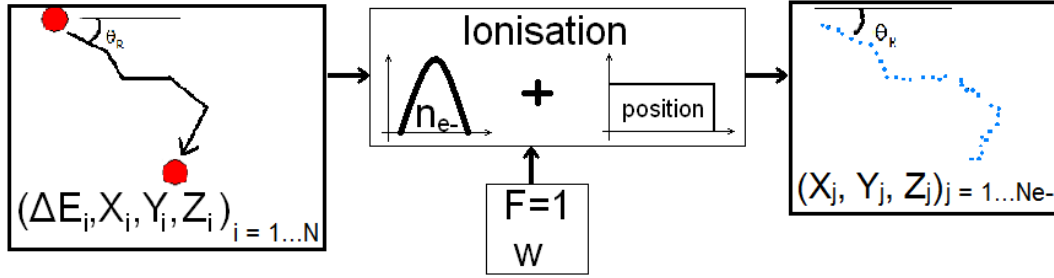


Figure 75. Schéma de l'étape d'ionisation.

4.3.3.3 Diffusion des électrons

Les électrons issus de l'ionisation dérivent jusqu'à l'anode, suivant l'axe Z, grâce à un champ électrique. Lors de cette dérive, le nuage d'électrons va s'élargir du fait de la diffusion des électrons par collisions multiples. Le champ électrique est supposé suffisamment faible pour pouvoir représenter la distribution localisée des charges par une gaussienne à trois dimensions :

$$\frac{dN}{N}(x, y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3}} * \frac{e^{-(x^2+y^2)/(4D_t^2 L_d)}}{2D_t^2 L_d} * \frac{e^{-z^2/(4D_l^2 L_d)}}{\sqrt{2D_l^2 L_d}} * dx dy dz \quad \text{Equation 4.7}$$

dN/N est la fraction de charge dans le volume élémentaire $dx dy dz$, positionné en (x, y, z) , après une dérive de longueur L_d . D_t et D_l prennent en compte la vitesse de diffusion des électrons, V_d , et les coefficients de diffusion transverse D_t^{diff} (suivant l'axe X ou Y) ou longitudinal D_l^{diff} (suivant l'axe Z) respectivement. Ils s'expriment ainsi : $D_{l \text{ out}} = \sqrt{2D_l^{\text{diff}} / V_d}$. Les écarts-type de la distribution sont

définis par : $\sigma_t = \sqrt{2D_t^2 L_d}$ et $\sigma_l = \sqrt{2D_l^2 L_d}$. La théorie de la dérive des électrons dans un champ électrique étant complexe, les coefficients D_t et D_l sont obtenus à l'aide du code de calcul Monte Carlo MAGBOLTZ [80]. Les valeurs fournies par MAGBOLTZ sont cohérentes avec des mesures effectuées au LPSC [73]. Pour obtenir V_d , D_t et D_l , il faut fournir à MAGBOLTZ une valeur de champ électrique et la composition du mélange gazeux. En sortie ce code fournit un nouveau vecteur de position (X_j', Y_j', Z_j') pour chaque électron. Cette étape de diffusion des électrons a été schématisée sur la Figure 76 ci-dessous.

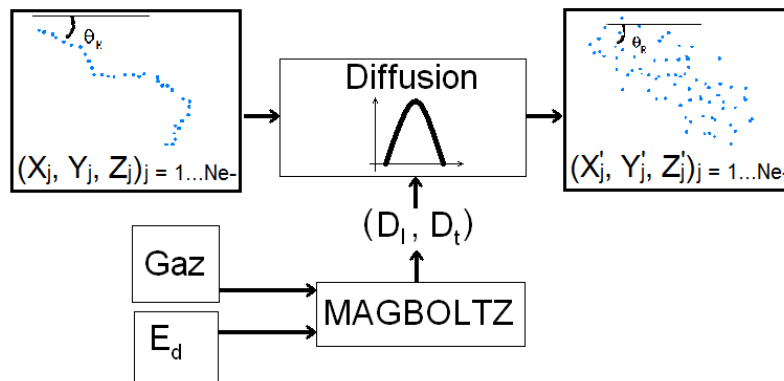


Figure 76. Schéma de l'étape de diffusion des électrons utilisant le code MAGBOLTZ.

4.3.3.4 Détection sur l'anode

Après la diffusion des électrons lors de leur dérive, ils sont détectés sur l'anode pixélisée. Leur position X_j' et Y_j' est donc discrétisée en fonction de l'espacement entre les pistes de pixels Δd (i.e. 424 μm). Pour reproduire l'échantillonnage temporel (suivant l'axe Z) réalisé par l'anode, il faut convertir la coordonnée spatiale Z_j' en une coordonnée temporelle t_z^j . La vitesse de dérive des électrons, V_d ,

permet de faire cette conversion. Elle est estimée grâce au code de calcul MAGBOLTZ. La coordonnée Z est ainsi convertie en coordonnée temporelle, $t_z^j = Z_j'/V_d$. La coordonnée t_z^j est ensuite discrétisée suivant la période d'échantillonnage Δt (i.e. 20 ns). Au final, un nombre d'électrons est obtenu pour chaque échantillon temporel, $n_{\Delta t}$, et sur chaque piste de pixels X ou Y , n_{Xk} ou n_{Yk} ; comme expérimentalement.

Un seuil peut être appliqué sur le nombre d'électrons détectés sur chaque piste afin de reproduire l'effet de seuil observé expérimentalement sur les pistes X et Y .

Avec cette étape, les données obtenues sont similaires à celles obtenues expérimentalement. L'étape de détection des électrons sur l'anode a été schématisée Figure 77 ci-dessous.

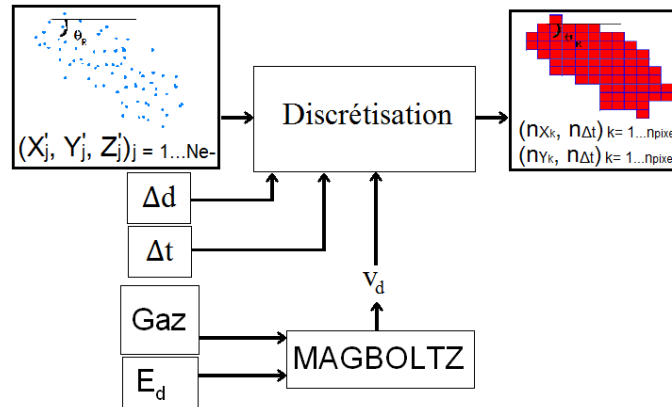


Figure 77. Schéma de l'étape de détection des électrons sur l'anode.

4.4 CARACTERISATION PAR SIMULATION DU MODELE INVERSE

La caractérisation du modèle inverse, en le couplant au modèle direct, a pour objectif de reproduire fidèlement la réponse du détecteur afin de pouvoir estimer :

- l'effet des sélections, qui sont appliquées sur les observables, pour sélectionner les noyaux d'intérêt (i.e. protons ou alpha) issus des neutrons directs, ou pour supprimer les effets de bord.
- les performances de la reconstruction de l'angle de diffusion θ_{nr} ,
- les performances de la reconstruction de l'énergie des neutrons, basées sur la reconstruction angulaire uniquement,
- les facteurs correctifs permettant d'estimer la fluence neutronique : en estimant le nombre d'événements d'intérêt supprimés lors de la sélection des événements.

4.4.1 COUPLAGE DES MODELES DIRECT ET INVERSE

L'étude est réalisée pour deux énergies de neutrons, 27 keV et 144 keV, et pour un mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar, utilisé lors des expériences réalisées en février 2014 sur l'installation AMANDE pour ces deux énergies de neutrons. Expérimentalement les tensions de dérive et d'amplification étaient adaptées à chaque énergie de neutrons ; la vitesse de dérive des électrons issus de l'ionisation est donc de $14,94 \mu m.ns^{-1}$ et $13,8 \mu m.ns^{-1}$ pour les études à 27 keV et 144 keV respectivement.

L'estimation de l'angle d'émission des noyaux de recul dépend de la longueur de la trace détectée et du *straggling* (i.e. déviation aléatoire) de la particule. Or ces grandeurs dépendent de l'énergie des particules et des conditions expérimentales telles que le mélange gazeux ou les tensions appliquées au détecteur. A chaque changement des conditions expérimentales, une étude des performances de la reconstruction devra être effectuée.

L'ensemble des codes utilisés dans le modèle direct, couplé à la reconstruction angulaire du modèle inverse, a été schématisé sur la Figure 78.

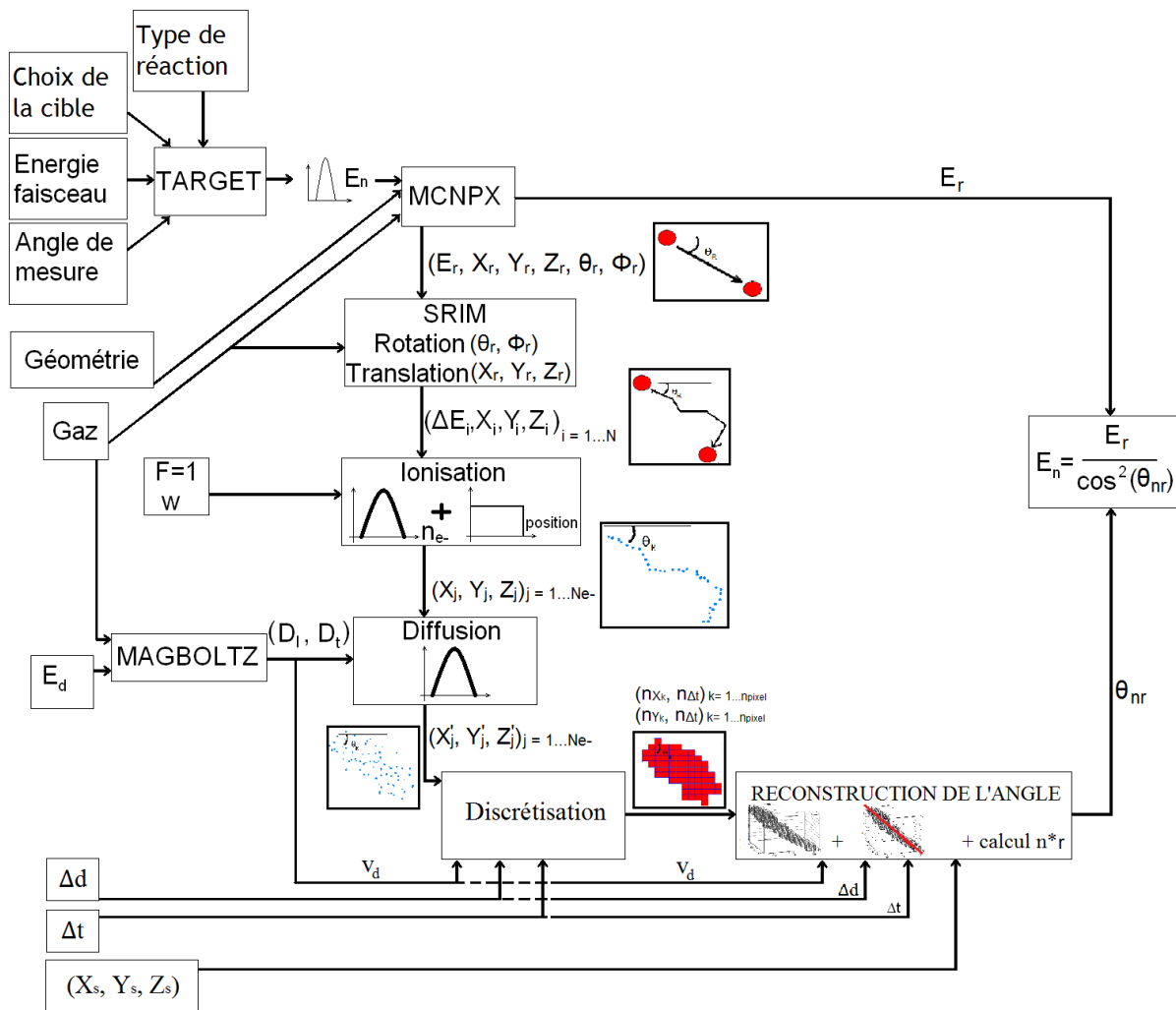


Figure 78. Schéma de l'ensemble du modèle direct, couplé au modèle inverse, pour une caractérisation par simulation de la réponse du détecteur μ TPC.

4.4.2 EFFET DES CRITERES DE SELECTION

Lors des mesures plusieurs types de particules ionisantes seront détectés. Selon le mélange gazeux utilisé, les noyaux cibles d'intérêt sont des protons ou des alphas. Ayant travaillé principalement avec des protons de recul lors de la thèse et afin de simplifier l'explication, les protons sont considérés comme étant les noyaux cibles d'intérêt dans la suite de ce chapitre. Ainsi les différentes particules ionisantes détectées sont :

- Des protons de recul contenus dans le volume actif, issus des neutrons directs. Ces événements sont les événements d'intérêt.
- Des protons de recul entrant ou sortant du volume actif. Leur trace est coupée et une partie de la charge n'est pas collectée donc l'énergie sera tronquée. Ces événements, dus aux « effets de bords », sont à supprimer.
- Des protons de recul contenus dans le volume actif, issus des neutrons ayant diffusé avant leur interaction dans le volume actif. Le neutron ayant perdu de l'énergie et sa direction initiale, l'énergie neutron reconstruite à partir de ces protons de recul constituera un bruit de fond dans la distribution de l'énergie des neutrons. Ces événements sont à supprimer au maximum, mais expérimentalement ces événements sont indifférentiables des protons de recul issus de neutrons directs comme nous le verront dans le chapitre 7.
- Des noyaux lourds de recul produits par la diffusion des neutrons sur des noyaux lourds présents dans le gaz, comme le carbone ou le fluor pour des mélanges $iC_4H_{10}+CHF_3$. La nature des ions ne peut être identifiée facilement. Il est donc difficile de connaître le nombre de masse associé à ces ions et de remonter à l'énergie neutron à partir de ces événements. Ces événements sont donc à supprimer.
- Des électrons issus de l'interaction des photons avec le gaz. Ces électrons créent un bruit de fond lors de la reconstruction de l'énergie ; il faudra les éliminer de l'analyse.

Afin de discriminer ces événements, des critères de sélection ont été identifiés de manière à sélectionner majoritairement les protons de recul contenus dans le volume actif et issus des neutrons directs. La discrimination entre les neutrons et les photons a aussi été étudiée expérimentalement (cf. chapitre 7).

4.4.2.1 Position de la trace

Définition du critère de sélection

La première coupure effectuée sur les données concerne les effets de bords (i.e. les traces proches des bords de l'anode). Le déclenchement de pixels sur les bords de l'anode montre que la trace associée au noyau de recul est potentiellement sortie du volume actif ; il faut supprimer cet événement de l'analyse car l'énergie mesurée est potentiellement tronquée. Pour cela une coupure est effectuée sur la position des pistes déclenchées sur l'anode.

Les pistes X et Y ayant un seuil de déclenchement, certaines pistes aux extrémités peuvent ne pas être déclenchées. Pour s'assurer de supprimer toutes les traces venant des bords, les événements sont supprimés de l'analyse si une piste X ou Y est déclenchée à moins de 15 pistes du bord :

$$X_{\min} > 15 \text{ et } X_{\max} < 240 \text{ et } Y_{\min} > 15 \text{ et } Y_{\max} < 240$$

Cette coupure diminue le nombre de noyaux de recul détectés dans le volume actif, N_r , utilisé pour le calcul de la fluence. Le nombre de traces supprimées par cette coupure doit donc être estimé afin d'appliquer une correction pour la mesure de fluence. Ne pouvant caractériser le détecteur μ TPC avec des mesures neutrons, le modèle direct couplé au modèle inverse a été utilisé pour étudier l'effet de cette coupure. Cette étude permet également de vérifier que tous les noyaux sortant du volume actif sont supprimés de l'analyse.

Effet de la coupure

Dans le modèle direct, le fichier de sortie de la simulation MCNPX permet de savoir si les noyaux de recul sont sortis ou non du volume actif. Le Tableau 6 montre le nombre de protons de recul détectés

pour des simulations MCNPX de neutrons ayant des énergies de 8 keV, 27 keV ou 144 keV. La proportion de neutrons sortis par un côté du volume actif ou par l'anode ou par la cathode est également fournie dans ce tableau. Comme le montre le Tableau 6, la proportion d'événements sortant du volume actif augmente avec la longueur maximum des traces, donc avec l'énergie des neutrons.

Connaissant le nombre d'événements sortant du volume actif, cela permet de savoir combien sont supprimés par la coupure sur les positions X et Y. La coordonnée absolue Z_r de la trace n'étant pas accessible, il est impossible actuellement d'effectuer une coupure sur cette coordonnée. Ainsi les événements traversant l'anode ou la cathode ne pourront être discriminés avec la coupure sur la position.

L'effet de la coupure sur X et Y est résumé dans le Tableau 7, représentant le pourcentage de protons supprimés de l'analyse, pour des simulations MCNPX avec des énergies neutron à 8 keV, 27 keV ou 144 keV.

A 8 keV et 27 keV, la totalité des événements qui sortent du volume actif par les côtés sont supprimés. A 144 keV, la proportion de protons supprimés par cette coupure est plus faible mais il s'agit d'un artefact. En effet les traces sont simulées à l'aide de SRIM après la simulation MCNPX. Or les traces sont plus longues à haute énergie et la probabilité d'être déviées (i.e. *straggling*) est plus grande. Ainsi les protons de recul sortent selon MCNPX qui génèrent des traces droites, mais pas selon ce modèle direct basé sur SRIM, qui prend en compte le *straggling* de la particule. Ceci explique le manque d'efficacité de cette coupure aux plus hautes énergies. Pour améliorer ce point, le modèle direct pourra être amélioré afin d'extraire une information sur le parcours de la trace après la simulation SRIM du parcours.

Comme les traces de protons sont plus longues avec les simulations à 144 keV, une partie des protons passant par l'anode ou la cathode ont une probabilité plus importante de sortir par un côté. C'est pourquoi la proportion d'événements supprimés traversant l'anode ou la cathode passe de ~10% à ~15%.

La longueur des traces étant plus importante à 144 keV, ceci explique que le pourcentage d'événements supprimés augmente de 12% à 17% avec l'énergie des neutrons. Au final l'efficacité de détection des protons de recul contenus entièrement dans le volume actif est peu diminuée par cette coupure.

Energies	Nombre total de protons détectés	Protons ayant traversé un des côtés du volume actif	Protons ayant traversé la cathode ou l'anode	Protons contenus entièrement dans le volume actif
8 keV	6681	0,24%	0,14%	99,62%
27 keV	22543	0,67%	0,22%	99,11%
144 keV	70009	7,9%	2,6%	89,5%

Tableau 6. Proportion d'événements sortis ou non du volume actif, avant la coupure sur la position.

Energies	Nombre de protons ayant traversé un des cotés	Nombre de protons ayant traversé la cathode ou l'anode	Nombre de protons contenus dans le volume
8 keV	100%	11%	11,9%
27 keV	100%	10%	14,8%
144 keV	87,5%	15,6%	17,1%

Tableau 7. Suppression des événements avec la coupure sur X_{min} , X_{max} , Y_{min} et Y_{max} .

4.4.2.2 Largeur de la trace

Définition du critère de sélection

Les gamma génèrent des électrons dans le volume actif, en interagissant avec le gaz. Les neutrons génèrent des noyaux de recul par diffusion élastique. Une discrimination électron/recul doit donc être effectuée.

Du fait du pouvoir d'arrêt des noyaux de recul et de la diffusion du nuage de charges lors de la dérive, il est peu probable qu'une unique piste X ou Y soit déclenchée par un noyau de recul. Expérimentalement si une unique piste est déclenchée, ces événements ne correspondront pas à des traces de noyaux de recul, mais probablement à des électrons. Les événements sont supprimés de l'analyse en requérant une largeur ΔX ou ΔY de deux pistes X ou Y minimum pour chaque événement :

$$\Delta X \geq 2 * 424 \mu m \text{ et } \Delta Y \geq 2 * 424 \mu m$$

Effet de la coupure

La coupure concernant la largeur des traces a été étudiée par simulation ; les traces de noyaux de recul de faibles énergies risquent en effet d'être supprimées par cette coupure. Le seuil en énergie dû à cette coupure est estimé en couplant le modèle inverse au modèle direct.

La Figure 79 présente la distribution de l'énergie cinétique de tous les protons de recul (ligne bleue), et de ceux éliminés de l'analyse par la coupure sur le déclenchement des pistes de l'anode (pointillés rouges). Avec une simulation de neutrons à 27 keV (graphe (a)) ou 144 keV (graphe (b)), l'effet de cette coupure est négligeable au-delà d'une même énergie cinétique des protons de 6 keV. A priori lors des mesures, les événements qui ne déclencheront qu'une piste X ou Y et ayant une énergie supérieure à 6 keV ne seront pas des protons de recul.

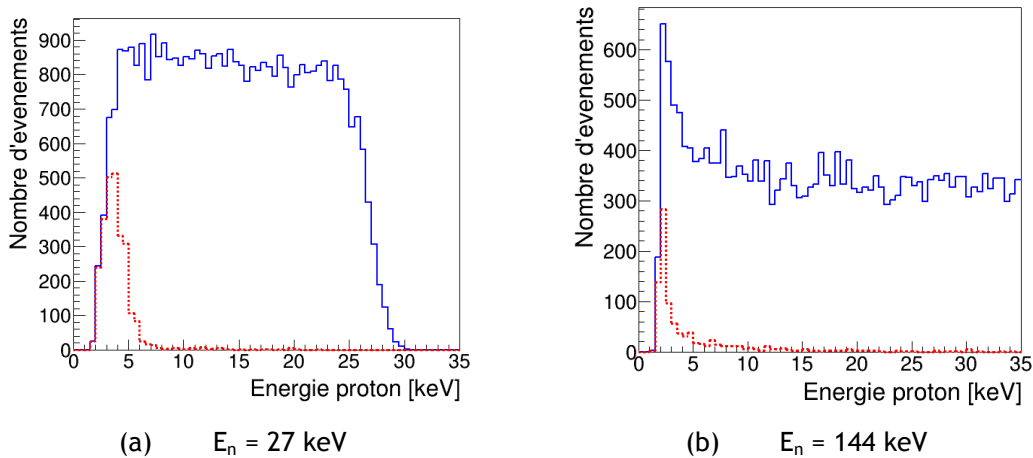


Figure 79. Energie cinétique des protons pour une simulation des neutrons de 27 keV ou 144 keV. La ligne bleue est la distribution de l'énergie pour tous les événements. Les pointillés rouges correspondent à des protons ne déclenchant qu'une piste X ou Y de l'anode.

4.4.2.3 Nombre de trous dans la trace

Définition du critère de sélection

Le pouvoir d'arrêt des électrons est plus faible que celui des ions aux énergies considérées (i.e. 8 keV - 5 MeV). De ce fait les pistes de l'anode ne sont pas toutes déclenchées par une trace d'électron contrairement à une trace de noyaux de recul. En prenant en compte l'efficacité de détection de toutes les pistes de l'anode, un critère sur le nombre de pistes non déclenchées séparant deux morceaux de traces, ΔX_{trou} ou ΔY_{trou} , peut être défini afin d'éliminer uniquement des électrons, issu de l'interaction d'un photon :

$$\Delta X_{\text{trou}} < 5 \text{ et } \Delta Y_{\text{trou}} < 5$$

Effet de la coupure

Le couplage du modèle inverse au modèle direct permet d'estimer la taille maximum d'un trou en X ou en Y entre les pistes X ou Y déclenchées. S'agissant d'une simulation, le seuil de déclenchement des pistes de l'anode a été fixé arbitrairement à 2 électrons pour déclencher une piste X ou Y, dans un même échantillon temporel.

La Figure 80 montre la taille maximum d'un trou en X ou Y en fonction de l'énergie cinétique des protons pour une énergie des neutrons de 27 keV (graphes (a) et (c)) ou 144 keV (graphes (b) et (d)). D'après la simulation, très peu (i.e. $< 0,08\%$) de traces de protons présentent un trou plus grand que 4 pistes X ou Y, soit $\sim 1,7$ mm entre deux pistes déclenchées.

Le pouvoir d'arrêt des protons de faible énergie est inférieur à celui des protons d'énergie plus élevée, aux énergies simulées. Ainsi les protons ayant le moins d'énergie ont une probabilité plus faible de déclencher les pistes de l'anode. Comme attendu, les traces ayant le plus de trous correspondent à des protons de faible énergie.

Ainsi lors des mesures, les traces déclenchant deux pistes consécutives éloignées de plus de 4 pistes ne correspondent pas à des protons de recul et sont attribués à des électrons.

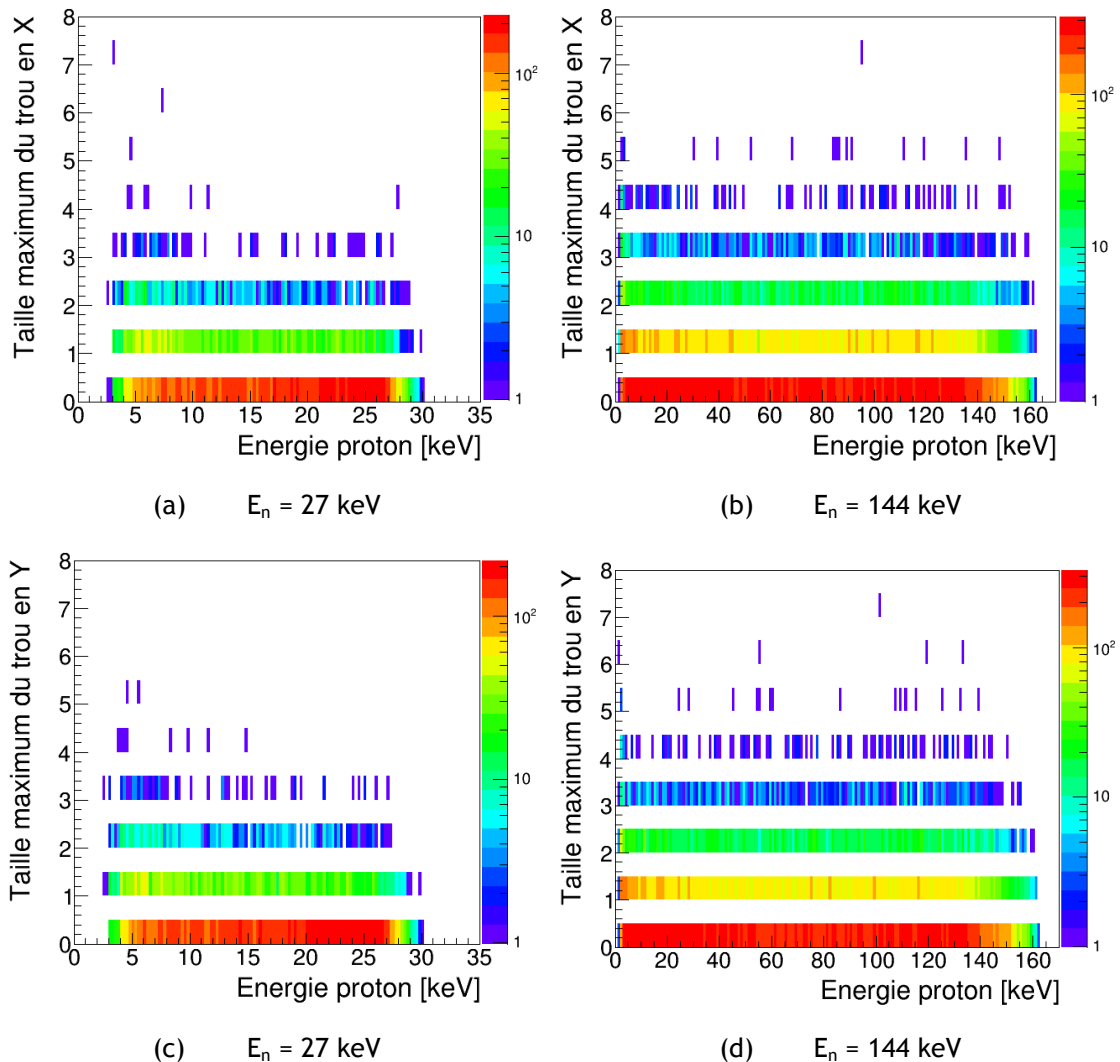


Figure 80. Taille maximum d'un trou entre deux pistes X ou Y déclenchées en fonction de l'énergie cinétique des protons, pour une simulation avec une énergie des neutrons de 27 keV ou 144 keV.

4.4.2.4 Longueur de la trace

Définition du critère de sélection

Grâce à la différence des pouvoir d'arrêt entre les électrons et les ions, la longueur des traces est différente pour chaque type de particules de même énergie. Dans la gamme en énergie considérée (i.e. 8 keV - 5 MeV) et pour une même énergie cinétique, les ions ont une trajectoire plus courte que celle des électrons. La longueur des traces en fonction de leur énergie devrait permettre de discriminer chaque type de particules. Cependant le nuage de charge détecté est une enveloppe de la trace, la longueur des traces sera donc influencée par la diffusion des électrons d'ionisation lors de leur dérive jusqu'à l'anode. La diffusion peut donc limiter le pouvoir de discrimination de la longueur des traces. La longueur des traces peut être mesurée de deux façons différentes :

- Grâce à l'ajustement de la trace détectée sur l'anode, il s'agit de la longueur curviligne L_c . Cette méthode permet de prendre en compte l'angle d'incidence de la trace. Cependant avec cette estimation de la longueur L_c , la trace peut être plus courte dans les cas d'un effet de seuil sur les pistes (i.e. à basse énergie). La coupure sur L_c a été étudiée par simulation grâce aux nuages de pixels, obtenus avec le modèle direct.
- Grâce au temps de montée du signal sur la grille, il s'agit de la longueur du signal ADC L_{ADC} . Cette longueur n'est pas soumise à un effet de seuil. Cependant avec cette méthode, la longueur L_{ADC} dépend de l'angle d'incidence de la particule. La longueur L_{ADC} a été étudiée expérimentalement (cf. chapitre 7).

Effet de la coupure

Pour calculer L_c , la droite ajustée au nuage de pixels est utilisée. Les coordonnées de chaque pixel sont projetées sur la droite. La distance entre les deux projections les plus éloignées correspond à la longueur curviligne L_c .

La Figure 81 montre la longueur curviligne des ions en fonction de l'énergie cinétique des particules pour une simulation avec une énergie de neutrons à 27 keV (graphe (a)) ou 144 keV (graphe (b)). Les points de couleur correspondent à la longueur curviligne L_c , obtenue via le couplage entre les modèles direct et inverse. La ligne rouge est le parcours projeté moyen des protons dans le mélange gazeux considéré, donné par le code de calcul SRIM (cf. paragraphe 4.1.3).

La longueur curviligne obtenue via le modèle direct a la même allure que la longueur théorique de SRIM mais sa valeur est supérieure. Cela s'explique par la diffusion des électrons d'ionisation, représentant l'enveloppe de la trace, avant son ajustement par une droite et le calcul de L_c . Le coefficient de diffusion longitudinale, D_l , est celui qui importe le plus dans le cas d'une trace émise perpendiculairement à l'anode (i.e. 0° d'incidence). D_l est calculé à l'aide du code MAGBOLTZ (cf. paragraphe 4.1.4) et il vaut $\sim 410 \mu\text{m.cm}^{-1/2}$. La diffusion est un phénomène aléatoire caractérisé par une loi de probabilité gaussienne (cf. paragraphe 4.3.3.3) dont l'écart-type vaut $\sigma_l = D_l \sqrt{L_d}$, où L_d est la longueur de dérive des électrons jusqu'à l'anode. Au maximum L_d vaut 17,7 cm donc l'écart-type maximum pour la diffusion longitudinale vaut $\sigma_l \sim 1,7$ mm. En considérant un intervalle de confiance de 95% et le fait que la diffusion ait lieu vers l'avant ou vers l'arrière, la taille de la trace sera augmentée au maximum de 6,8 mm par rapport à la longueur théorique de SRIM. Cette valeur est en accord avec la simulation à 144 keV. A 27 keV, malgré des conditions similaires, la longueur de la trace n'est augmentée au maximum que de ~ 5 mm. Cette différence s'explique par le fait qu'il y ait moins de paires électron/ion créées pour des traces de faible énergie. Ainsi le déclenchement des pistes de l'anode aux bords de la trace est moins probable et cela peut réduire la longueur maximale de la trace L_c .

Avec la simulation à 144 keV, une bosse est visible aux faibles énergies pour des événements avec une longueur plus faible que celle des protons. Il s'agit des ions lourds issus de la diffusion des neutrons sur des noyaux de carbone ou de fluor composant le gaz. Leur parcours est plus faible que celui de protons mais du fait de la diffusion des électrons lors de la dérive, la discrimination de ces événements via la longueur L_c est impossible. Ceci est également visible avec la simulation à 27 keV où les ions lourds sont représentés par les points noirs à basse énergie.

Sur le graphe (b), le parcours projeté des électrons a été représentés par des points noirs. Les électrons ne sont pas simulés par le modèle direct donc ce calcul a été effectué à l'aide de la base de

données ESTAR du NIST [18]. Le parcours des électrons est au moins quatre fois plus grand que celui des protons de même énergie et leur parcours augmente plus vite avec l'énergie. La longueur L_c permet donc de discriminer les ions des électrons. Cependant les électrons risquent de ne pas déclencher l'anode tout au long de leur parcours, du fait de leur pouvoir d'arrêt. Si seule une partie de la trace déclenche l'anode alors la longueur L_c obtenue sera plus courte. Ce phénomène risque de limiter le pouvoir de discrimination de la longueur L_c en fonction de l'énergie.

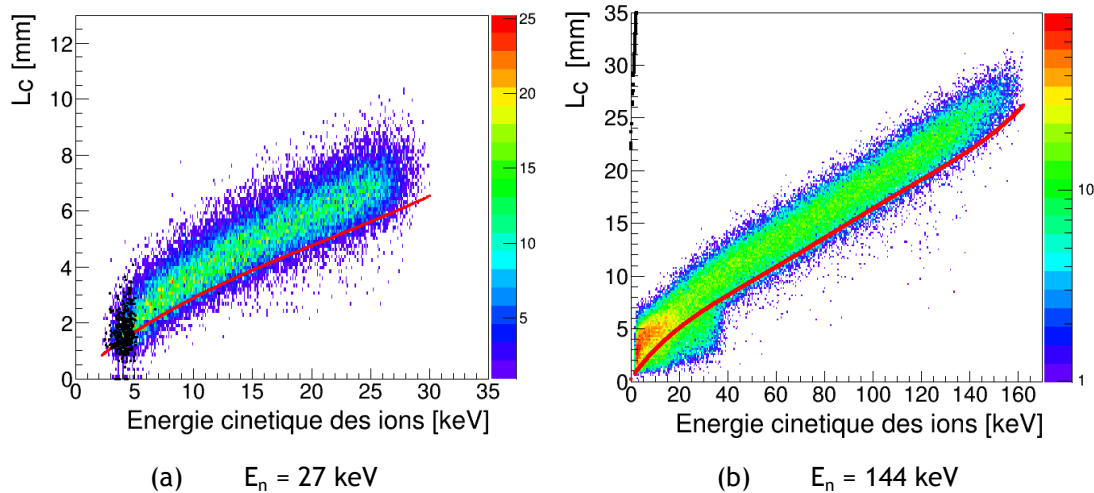


Figure 81. Simulation de la longueur curviligne L_c en fonction de l'énergie des particules.

4.4.2.5 Coupage sur l'énergie des protons de recul

Pour une diffusion élastique des neutrons, l'énergie maximum transférée aux ions lourds sera plus faible que celle transférée aux protons de recul (cf. paragraphe 2.1.3.1). Dans le cas où la discrimination entre les ions serait impossible, un seuil sur l'énergie d'ionisation, $E_{\text{ionisation}}$, peut être appliqué pour supprimer les ions lourds de l'analyse. Cependant cela implique une limite basse en énergie pour la détection des neutrons.

4.4.2.6 Coupage sur l'angle de diffusion θ_{np}

L'énergie des neutrons étant relié à l'angle de diffusion par l'inverse d'un cosinus carré (cf. paragraphe 2.1.3.1), l'erreur sur l'angle de diffusion sera accentuée pour les angles proche de 90° par rapport à ceux autour de 0° . En considérant une incertitude de 5% sur $\cos(\theta_{np})$, un angle inférieur à 23° permet d'obtenir une incertitude inférieure à 1,5% sur l'énergie des neutrons.

4.4.3 CARACTERISATION DE LA RECONSTRUCTION ANGULAIRE

L'angle de diffusion entre les neutrons et les noyaux de recul θ_{nr} est obtenu via l'ajustement du nuage de pixels par une droite. Le nuage de pixels représente l'enveloppe de la trace. En considérant une droite pour l'ajustement, une hypothèse est faite sur le parcours des protons, qui sont considérés comme se propageant en ligne droite. Il s'agit cependant d'une approximation du fait de la déviation (i.e. *straggling*) angulaire de la particule, cela a pour conséquence de dégrader la résolution de la reconstruction angulaire. Pour cette étude, seuls les événements d'intérêt ont été étudiés. Il s'agit uniquement de protons, issus de neutrons directs, dont les coupures sur les bords de l'anode, sur la largeur de la trace et sur la taille des trous dans la trace ont été appliquées. Grâce à la simulation, l'angle d'incidence des protons θ_r (i.e. par rapport à l'axe Z perpendiculaire à l'anode), la position d'interaction (X_r, Y_r, Z_r) et l'angle de diffusion θ_{nr} sont connus. L'écart entre les valeurs reconstruites et théoriques peut donc être estimé. L'ensemble des distributions présentées dans cette partie ont été ajustées par une loi normale. Cela a permis d'en extraire une moyenne, caractérisant le biais sur la grandeur en question, et l'écart-type, caractérisant la résolution de la reconstruction.

4.4.3.1 Estimation de l'angle de d'émission des protons θ_p

La Figure 82 montre les performances associées à la reconstruction de l'angle d'incidence des protons θ_p , pour une simulation à 27 keV (graphes (a) et (c)) ou à 144 keV (graphe (b) et (d)). L'angle θ_p^{simu} correspond à l'angle entre l'axe Z et la droite ajustée au nuage de pixels, θ_p^{MCNP} est l'angle du proton donné par MCNPX. L'écart entre la reconstruction et la valeur vraie est donnée par $\theta_p^{\text{simu}} - \theta_p^{\text{MCNP}}$.

Cet écart a été représenté en fonction de l'énergie cinétique des protons (graphes (a) et (b)) pour tous les événements. En dessous de 8 keV et 30 keV, respectivement pour une énergie neutron de 27 keV ou 144 keV, l'écart montre que l'angle des protons n'est pas reconstruit correctement. Ces limites constituent alors le seuil de la méthode de reconstruction (i.e. le modèle inverse) pour ces deux configurations. Pour améliorer les performances de la reconstruction de l'énergie des neutrons, les protons émis aux faibles angles sont sélectionnés. Ainsi, la distribution de l'écart est représentée dans les graphes (c) et (d), pour les événements avec un angle de diffusion $\theta_{np}^{\text{simu}}$ inférieur à 23° et une énergie cinétique supérieure à 8 keV ou 30 keV respectivement à 27 keV et 144 keV. Ces distributions (lignes bleues) ont été ajustées par une loi normale (pointillés rouge). Le biais associé à ces ajustements est de $3,70^\circ$ et $0,71^\circ$ et l'écart-type vaut $10,2^\circ$ et $3,10^\circ$, respectivement à 27 keV et 144 keV.

Les performances se dégradent lorsque l'énergie cinétique des protons diminue car les traces sont moins longues. La diffusion des électrons d'ionisation devient alors de plus en plus prépondérante par rapport à la taille de la trace, et l'ajustement de la droite ne permet pas de retrouver la direction principale de la trace. Pour améliorer la reconstruction de l'angle d'incidence des protons θ_p , il faut changer les configurations expérimentales (e.g. tensions, gaz, ...) de sorte que les échantillons temporels des traces soient plus nombreux et que la diffusion des électrons d'ionisation soit réduite. Cette limitation est visible avec la reconstruction d'une simulation à 8 keV, où les performances sont données dans le Tableau 8. La résolution et le biais engendrés par cette reconstruction sont trop importants pour pouvoir reconstruire un angle à partir des traces de protons disponibles. Un changement des conditions expérimentales, notamment du mélange gazeux, doit être envisagé pour améliorer les performances à basse énergie (i.e. $E_p < 10$ keV).

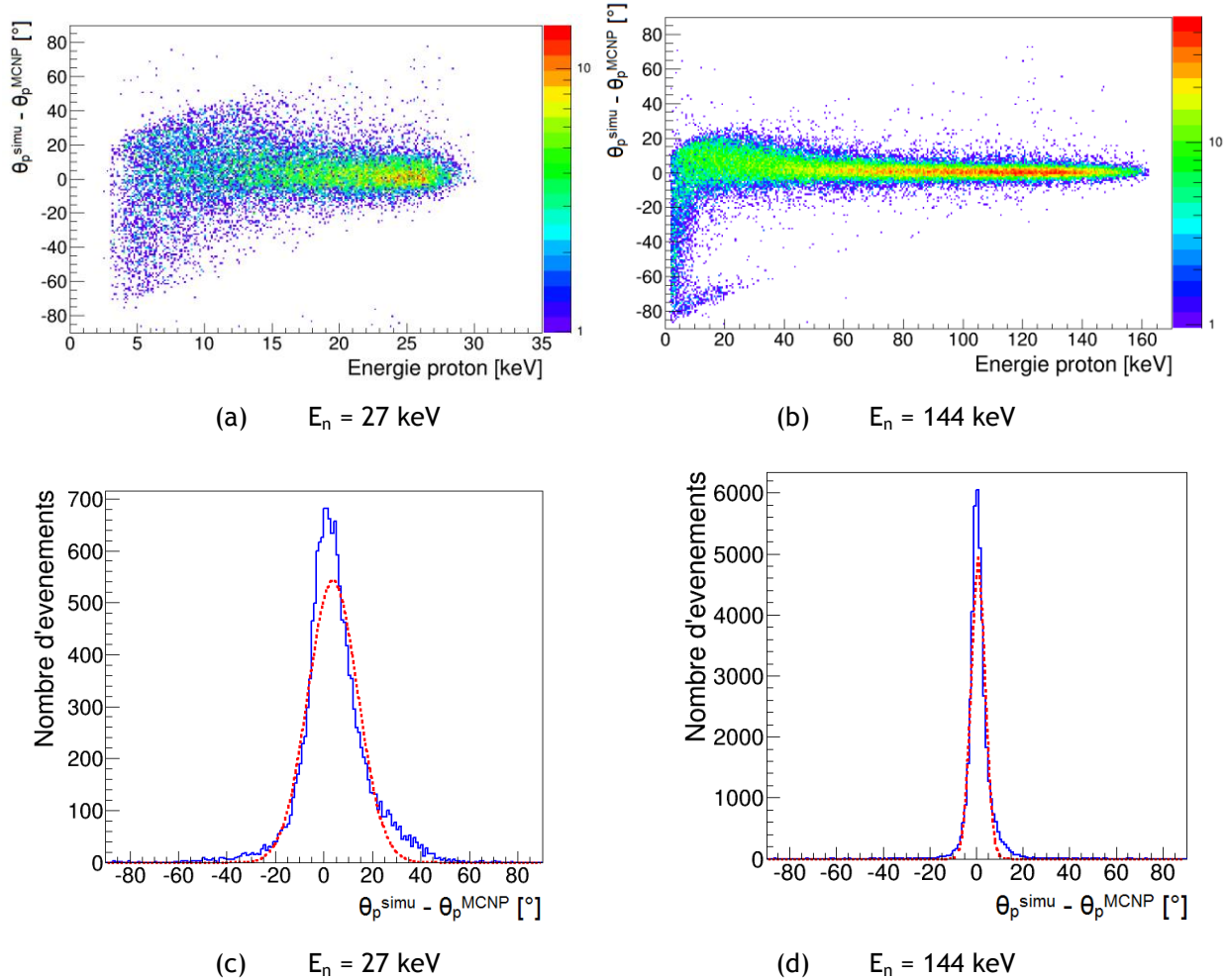


Figure 82. Reconstruction de l'angle d'émission des protons à partir de l'ajustement du nuage de pixels par une droite.

4.4.3.2 Estimation de la position d'interaction des protons (X_p , Y_p , Z_p)

Une fois l'angle θ_p mesuré, la position de l'interaction doit être estimée. La position de l'interaction combinée avec la position (connue) de la source permettra d'évaluer la direction incidente du neutron.

Comme décrit dans le paragraphe 4.2.2.3, la coordonnée Z_p de la trace n'étant connue que de manière relative, Z_p est fixée à la moitié de longueur de la zone de dérive. De plus les positions X_p et Y_p sont définies comme la valeur moyenne du nuage de pixels, puisqu'il n'est pas possible de discerner le début de la fin de la trace.

La Figure 83 permet d'estimer l'erreur faite via ces hypothèses. Les positions moyennes X_p et Y_p sont comparées à la position réelle d'interaction de la simulation MCNP, pour des énergies de neutrons de 27 keV (graphes (a) et (c)) et 144 keV (graphes (b) et (d)). Les distributions obtenues (lignes bleues) ont été ajustées par une loi normale (pointillés rouges) afin d'évaluer le biais et l'écart-type de la reconstruction des positions X_p et Y_p . Ces valeurs sont données dans le Tableau 8. Le biais est le même quel que soit l'énergie des neutrons utilisée pour la simulation. Il est négligeable en comparaison avec la distance entre chaque piste de l'anode (i.e. 424 μ m).

L'écart-type, représentant la résolution spatiale du détecteur, est également très faible mais il augmente avec l'énergie des neutrons utilisée pour la simulation. En effet, la longueur des traces augmentant, l'hypothèse de prendre la position de la trace au milieu de celle-ci plutôt qu'au début augmente l'erreur faite sur la position d'interaction. L'erreur sur l'estimation de la position d'interaction reste cependant inférieure à l'espacement séparant deux pixels (i.e. 0,424 mm) et valide de ce fait la méthode utilisée.

L'ensemble des positions X_p et Y_p reconstruites pour toutes les traces sont également montrées sur la Figure 83. L'effet des coupures sur les bords de l'anode est visible à 144 keV. En revanche à 27 keV, les traces, plus courtes, ont une probabilité moindre de sortir du volume. L'effet de la coupure n'est donc pas visible. Ces graphes permettent aussi de constater que l'irradiation du détecteur se fait de manière uniforme dans le plan XY (i.e. plan de l'anode pixélisée).

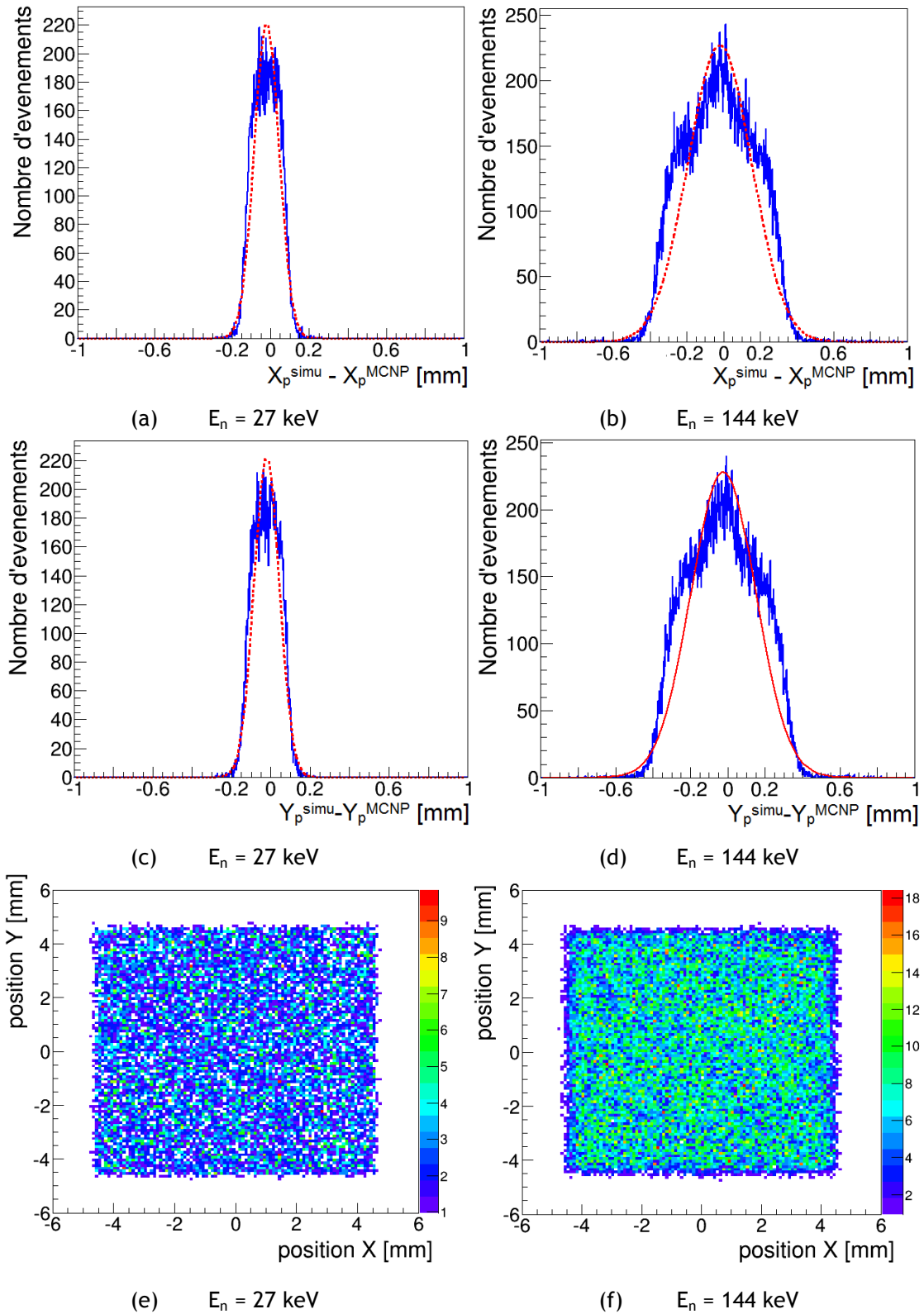


Figure 83. Reconstruction de la position à partir du barycentre du nuage de pixels (Rappel : la taille des pixels fait 0,424 mm).

4.4.3.3 Estimation de l'angle de d'émission θ_{nr}

En prenant en compte la reconstruction de l'angle d'incidence des protons θ_p et de la position d'interaction (X_p, Y_p, Z_p) de la trace, l'angle de diffusion θ_{np} peut être estimé. θ_{np} dépend de θ_p et de (X_p, Y_p, Z_p), les erreurs réalisées sur ces deux grandeurs vont donc dégrader la résolution sur la mesure de θ_{np} .

La Figure 84 représente l'écart, $\theta_{np}^{SIMU} - \theta_{np}^{MCNP}$, entre l'angle reconstruit et l'angle réel calculé à partir de la simulation à 27 keV et 144 keV. L'écart est représenté en fonction de l'énergie des protons (graphes (a) et (b)) et la distribution de l'écart est donnée pour une énergie cinétique supérieure à 8 keV ou 30 keV respectivement à 27 keV et 144 keV (graphe (c) et (d)). La moyenne et l'écart-type de ces distributions (lignes bleues) sont obtenus via l'ajustement par une loi normale (pointillés rouge). Les performances liées à la reconstruction de l'angle θ_{np} sont données dans le Tableau 8. A 27 keV, les erreurs sur θ_p conditionnent majoritairement la mesure de θ_{np} . Ainsi la reconstruction de θ_{np} perd en fiabilité en-dessous de ~ 10 keV. En revanche à 144 keV, l'incertitude sur la position de l'interaction (X_p, Y_p, Z_p) contribue autant que celle sur θ_p pour la reconstruction de θ_{np} . Cependant l'écart entre la valeur réelle et la valeur reconstruite de θ_{np} diminue lorsque l'énergie des neutrons incidents augmente. Cette reconstruction montre aussi que l'hypothèse de la position Z de la trace au milieu du volume actif influence très peu la reconstruction de l'angle de diffusion θ_{np} .

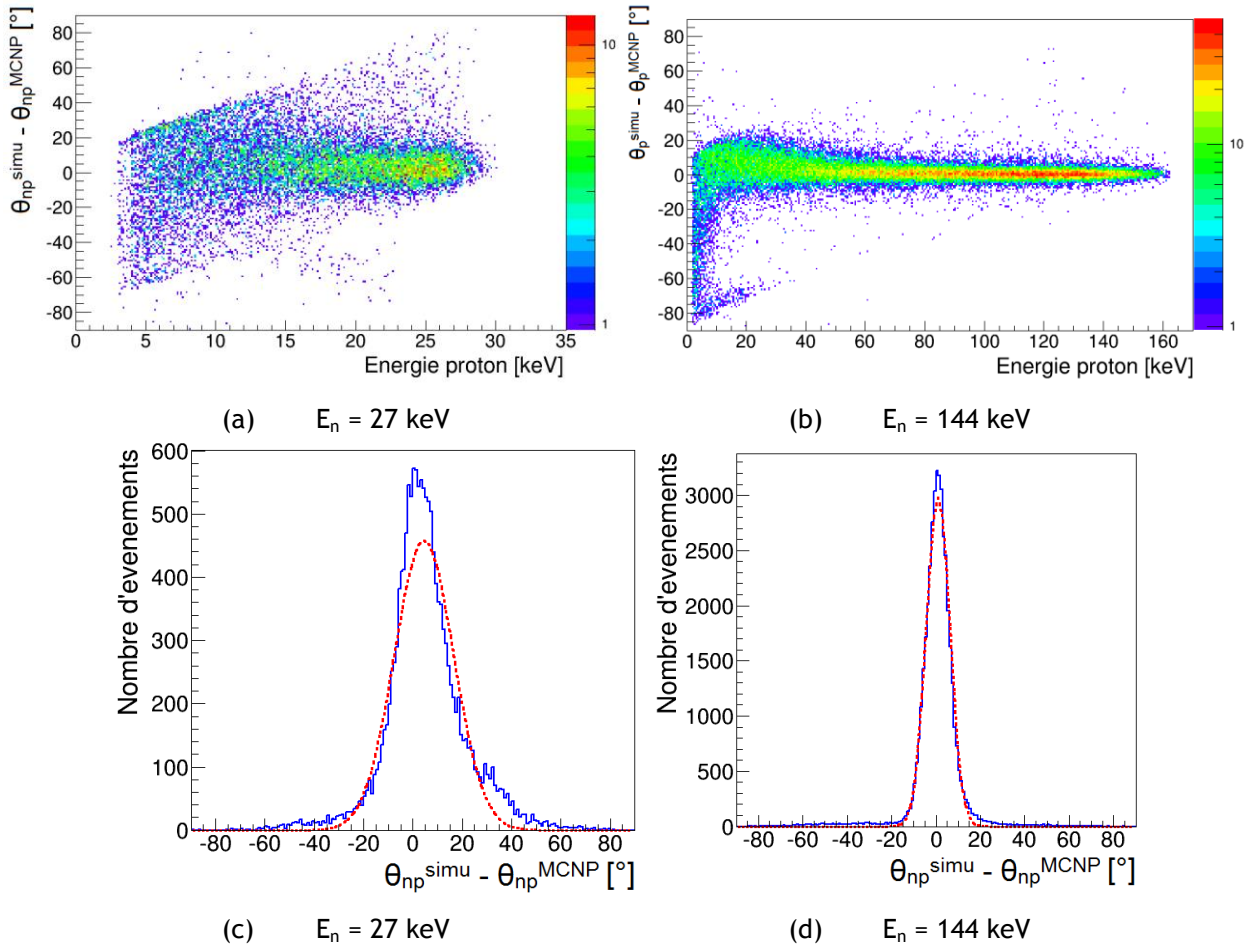


Figure 84. Reconstruction de l'angle de diffusion entre le proton et le neutron.

	Ecart $\theta_p^{\text{simu}} - \theta_p^{\text{MCNP}}$ ($^\circ$)		Ecart $X_p^{\text{simu}} - X_p^{\text{MCNP}}$ (mm)		Ecart $Y_p^{\text{simu}} - Y_p^{\text{MCNP}}$ (mm)		Ecart $\theta_{np}^{\text{simu}} - \theta_{np}^{\text{MCNP}}$ ($^\circ$)	
	moyenne	Ecart-type	moyenne	Ecart-type	moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type
8 keV	18,5	26,3	-0,022	0,039	-0,021	0,040	19,2	26,5
27 keV	3,70	10,2	-0,021	0,064	-0,022	0,064	4,48	12,0
144 keV	0,71	3,10	-0,02	0,17	-0,02	0,17	0,96	5,3

Tableau 8. Performances du modèle inverse pour la reconstruction de l'angle de diffusion avec un mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar absolu.

4.4.4 LES PERFORMANCES DE LA μ TPC

4.4.4.1 Reconstruction de l'énergie des neutrons

Les performances associées à la reconstruction de l'angle de diffusion aura un effet sur la reconstruction de l'énergie des neutrons.

Cet effet est montré sur la Figure 85 qui représente l'écart relatif, $(E_n^{\text{SIMU}} - E_n^{\text{MCNP}})/E_n^{\text{MCNP}}$, entre l'énergie des neutrons reconstruite, E_n^{SIMU} , et l'énergie des neutrons donnée directement par MCNPX, E_n^{MCNP} , pour une simulation à 27 keV ou 144 keV. L'écart est représenté en fonction de l'énergie des protons (graphes (a) et (b)). Pour les protons de basses énergies, l'énergie neutron est mal reconstruite et peut présenter un biais allant jusqu'à $\sim 100\%$. Il est préférable de supprimer ces événements. Une coupure en énergie des protons est donc faite :

- $E_p > 8$ keV à 27 keV
- $E_p > 30$ keV à 144 keV

Pour obtenir une mesure précise de l'énergie des neutrons, une sélection des événements en fonction de θ_{np} peut être faite (cf. paragraphe 4.4.2.6). Dans les graphes (c) et (d) est représenté l'écart en énergie pour des événements ayant un angle θ_{np} inférieure à 23° et une énergie E_p supérieure à 8 keV pour des neutrons de 27 keV ou supérieure à 30 keV pour des neutrons de 144 keV. Dans ce cas, la résolution en énergie peut atteindre 4,5% à 144 keV avec un biais de 0,06%, elle se dégrade à 8 keV atteignant 21% de résolution et un biais de -6% (cf. Tableau 9).

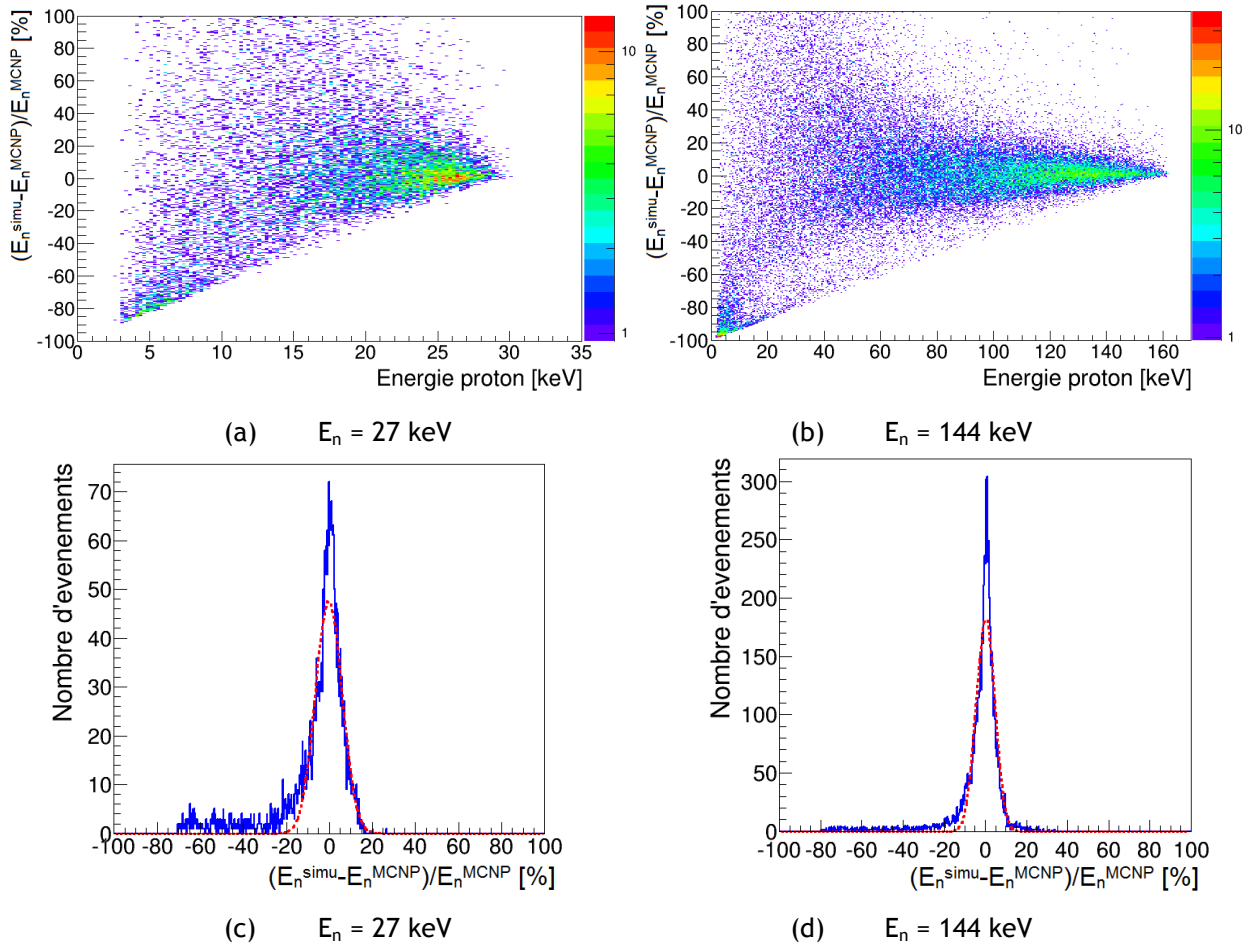


Figure 85. Reconstruction de l'énergie des neutrons à partir de l'angle de diffusion θ_{np}^{simu} et de la position d'interaction (X_p , Y_p , Z_p).

L'étude des performances de reconstruction de l'énergie neutron portait uniquement sur des protons issus de neutrons directs. Or des noyaux lourds de recul ou des protons issus de neutrons diffusés sont également détectés dans le volume actif. La Figure 86 représente $\cos^2(\theta_{np})$ en fonction de l'énergie des particules, respectivement pour des protons issus de neutrons directs (graphe (a)) ou pour tous les autres évènements (graphe (b)).

Le graphe (a) montre la reconstruction attendue. La source de neutrons étant monoénergétique, $\cos^2(\theta_{np})$ dépend linéairement de l'énergie des ions en théorie (cf. paragraphe 2.1.3.1).

Les évènements dans le graphe (b) peuvent être décrits en deux parties :

- il y a les ions lourds qui constituent la bande verticale à basse énergie.
- il y a les protons issus des neutrons diffusés qui suivent également une diagonale pour les neutrons les moins diffusés, ou qui sont regroupés aux faibles angles et faibles énergies pour les neutrons les plus diffusés.

Les coupures sur E_p et θ_{np} permettent de sélectionner les évènements d'intérêt mais aussi de supprimer une partie des évènements dus aux neutrons diffusés. Ainsi grâce à ces coupures le rapport entre neutrons diffusés et neutrons direct passe de 0,62 à 0,30 et de 0,22 à 0,13 respectivement à 27 keV et 144 keV.

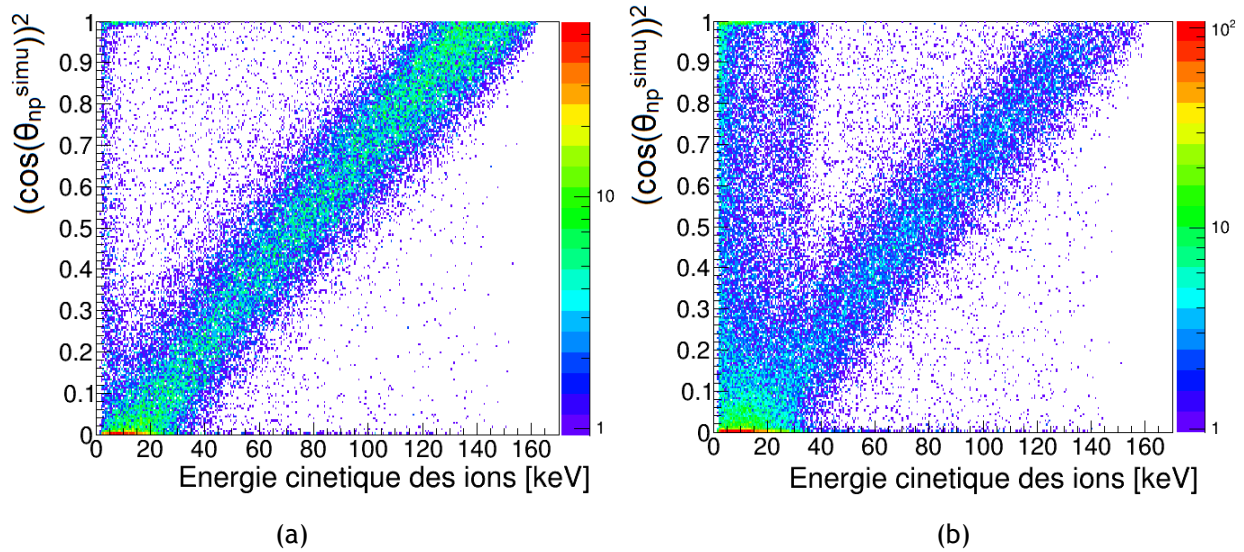


Figure 86. Reconstruction du cosinus carré de θ_{np} en fonction de l'énergie des noyaux de recul.

	$(E_n^{\text{simu}} - E_n^{\text{MCNP}}) / E_n^{\text{MCNP}} [\%]$	
	Moyenne (biais)	Ecart-type (résolution)
8 keV	-5,9	21,3
27 keV	0,25	6,2
144 keV	0,06	4,5

Tableau 9. Performances du modèle inverse pour la reconstruction de l'énergie neutron avec un mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar absolu.

4.4.4.2 Estimation de l'efficacité de détection et du facteur correctif k

Pour la mesure de la fluence, il est nécessaire de caractériser l'influence des coupures sur l'efficacité du détecteur. Afin de corriger l'effet des coupures, un facteur correctif k doit être appliqué. Une première étude basée sur la reconstruction de la fluence de neutrons monoénergétiques a été réalisée.

Un facteur correctif est défini pour chaque coupure effectuée successivement :

- pour les traces aux bords il y a k_{position} ,
- pour la largeur des traces il y a k_{largeur} ,
- pour la taille maximum d'un trou dans la trace il y a k_{trou} ,
- pour la coupure sur l'angle de diffusion et l'énergie cinétique il y a k_{cosEp} .

La multiplication de l'ensemble de ces coupures donne le facteur correctif total à appliquer k_{total} . La reconstruction de la fluence ne prend en compte que les neutrons directs, une correction doit donc être apportée pour supprimer les neutrons diffusés. Le facteur correctif associé à cette correction est noté k_{diff} .

L'ensemble des facteurs associés à ces coupures sont donnés dans le Tableau 10 pour les simulations à 27 keV et 144 keV. La simulation à 8 keV ne permet pas la reconstruction de l'énergie neutron donc elle n'a pas été considérée pour la reconstruction de la fluence et des facteurs correctifs associés. Suite aux coupures, l'efficacité de détection est divisée par un facteur six à 27 keV ou huit à 144 keV. Cependant malgré des coupures très limitantes, l'efficacité de détection reste supérieure ou égale à 10^{-4} , ce qui est toujours un ordre de grandeur au-dessus des télescopes gazeux existants (cf. chapitre 3).

	k_position	k_largeur	k_trou	k_cosEp	k_total	k_diff
27 keV	0,848	0,935	0,999	0,145	0,115	1,48
144 keV	0,774	0,990	0,995	0,150	0,114	1,13

Tableau 10. Facteurs correctifs dus aux coupures sur la trace et l'angle reconstruit.

5. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DU DETECTEUR μ TPC

Un modèle inverse, décrit dans le chapitre 4, a été développé afin de reconstruire les grandeurs d'intérêt à partir des données brutes. Une caractérisation de ce modèle est essentielle afin d'estimer la réponse du détecteur μ TPC et les incertitudes associées aux grandeurs d'intérêt. Le détecteur μ TPC étant destiné à réaliser des mesures de l'énergie et de la fluence des neutrons selon une procédure primaire (cf. paragraphe 2.1.2), aucune caractérisation à l'aide d'un champ neutronique ne peut être effectuée. Ainsi à l'aide du modèle inverse, l'estimation de facteurs correctifs (pour la mesure de la fluence des neutrons) et la reconstruction angulaire (pour la mesure de l'énergie des neutrons) ont dû être caractérisés par simulation (cf. chapitre 4), s'agissant de la seule méthode possible pour cette caractérisation.

Cependant une caractérisation par simulation représente une approche plus incertaine qu'une caractérisation expérimentale. Ainsi la reconstruction de l'énergie des noyaux de recul a été caractérisée de manière expérimentale.

Cette caractérisation fait l'objet du chapitre 5. La mesure de l'énergie des noyaux de recul peut être décomposée en trois étapes essentielles :

- la mesure de la charge $q_{\text{ionisation}}$ sur la grille de l'anode « micromegas » ;
- l'obtention d'une correspondance entre l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$ et la charge collectée $q_{\text{ionisation}}$: étalonnage avec des électrons ;
- l'estimation du *quenching* en ionisation pour les ions, qui permet de remonter à l'énergie cinétique des ions E_c à partir de l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$.

En caractérisant ces trois étapes, l'ensemble du processus de mesure de l'énergie cinétique des noyaux de recul peut être caractérisé.

Le détecteur μ TPC utilise des mélanges gazeux pour son fonctionnement. La présence de pollutions dans le gaz, le changement de composition ou de pression peuvent induire des variations de la charge collectée. Une caractérisation de la répétabilité et de la reproductibilité des mélanges gazeux doit être effectuée pour garantir la stabilité des mesures. La dernière partie de ce chapitre concerne la caractérisation des mélanges gazeux utilisés dans le détecteur μ TPC.

5.1 CARACTERISATION DE LA MESURE DE LA CHARGE $Q_{\text{IONISATION}}$

La mesure de la charge $q_{\text{ionisation}}$ sur la grille de l'anode micromegas est à la base de la mesure de l'énergie des noyaux de recul. Il est donc important de la caractériser et d'obtenir des incertitudes faibles (i.e. <5%), car elles se répercuteront sur toutes les mesures en énergie (e.g. étalonnage, facteur de quenching, ...).

Comme décrit au paragraphe 3.3.5, le signal associé à $q_{\text{ionisation}}$ est amplifié par un préamplificateur de charges puis échantillonné à 50 MHz par un ADC (i.e. convertisseur analogique numérique). Afin de démontrer que le signal mesuré sur la grille est linéaire par rapport à la charge déposée, le signal électronique associé au préamplificateur de charges et à l'ADC a été étudié. Cette démarche a permis de connaître la fonction de transfert du préamplificateur et de l'ADC car, comme tout système électronique, il possède une fonction de réponse qui peut modifier le signal.

5.1.1 PRINCIPE DE LA MESURE

Pour caractériser la réponse de l'électronique, plusieurs mesures ont été réalisées à l'aide d'un générateur d'impulsions. Un oscilloscope a été utilisé pour comparer la forme du signal issue du générateur d'impulsions et celle du signal en sortie du préamplificateur. La fréquence des impulsions a été adaptée en s'assurant que la superposition des signaux était impossible, même lorsque le temps de montée du signal était très grand (i.e. > 1 μ s).

La Figure 87 montre le montage effectué à l'aide de ce générateur d'impulsions, pour la caractérisation de la fonction de réponse de l'électronique et la démonstration de sa linéarité.

L'électronique est branchée de la même manière que lors des mesures avec le détecteur. Ainsi la capacité associée au détecteur est prise en compte dans les mesures. Les trois étapes essentielles de cette mesure sont les suivantes :

- Grâce à un condensateur branché entre la grille et une entrée test, des signaux carrés simulant une charge sont envoyés sur la grille à l'aide d'un générateur d'impulsions. La variation du signal crête en entrée, de 0 V à l'amplitude souhaitée U_e , génère un courant sur la grille, I , selon l'équation $I = C \frac{dU_e}{dt}$, où C est la capacité du condensateur.
- Le signal associé à I est envoyé au préamplificateur de charge (un intégrateur de courant) dont l'amplitude de la tension de sortie U_s est proportionnelle à celle de la tension d'entrée U_e .
- Le signal associé à U_s est envoyé à l'ADC, situé sur la carte électronique du détecteur μ TPC. L'amplitude du signal U_s est ainsi mesurée de la même manière qu'un signal provenant d'un noyau de recul.

En mesurant l'amplitude du signal U_e avec un oscilloscope, la linéarité de l'amplitude des signaux délivrés par le générateur d'impulsions a pu être démontrée. La Figure 88 montre l'amplitude mesurée des signaux en fonction de l'amplitude des signaux donnée par le générateur (étoiles bleues). Ces points ont été ajustés par une droite pour estimer la linéarité de ces mesures. Le coefficient de régression est arrondi à 1 en prenant quatre chiffres significatifs, ce qui montre la linéarité de l'amplitude des signaux délivrés par le générateur d'impulsions. La pente de la droite vaut 1,0001 donc les mesures sont considérées comme étant cohérentes entre elles.

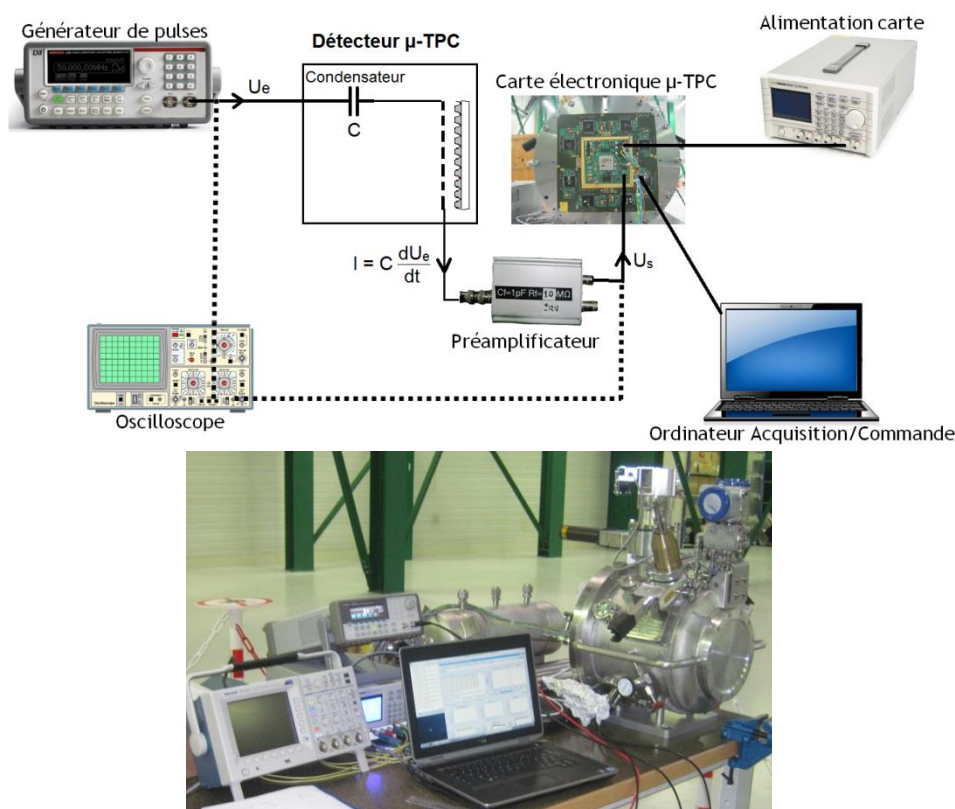


Figure 87. En haut, schéma représentatif du montage effectué pour la caractérisation de la réponse du préamplificateur de charges. En bas, photo du montage à Cadarache.

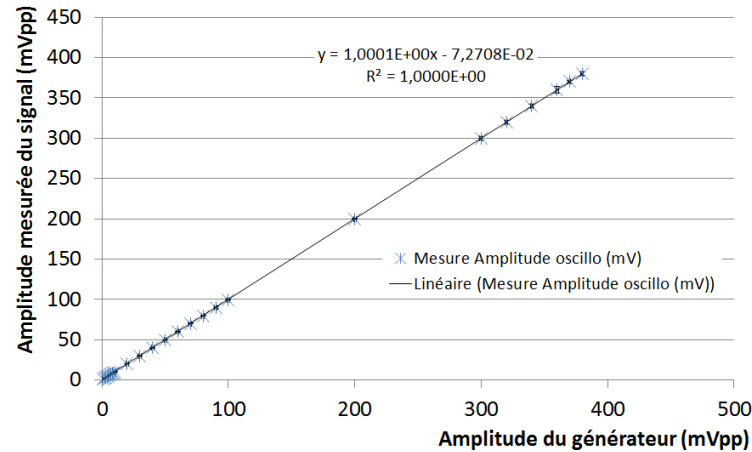


Figure 88. Linéarité du générateur de pulse en fonction de l'amplitude du signal.

5.1.2 LINEARITE DE L'ELECTRONIQUE

Une fois la linéarité du générateur d'impulsion vérifiée, l'étude sur la linéarité de l'électronique de la μ TPC a pu être effectuée.

Le préamplificateur est un intégrateur de courant avec une constante de temps de décroissance (ou de décharge) τ_d de l'ordre de 10 μ s. Ainsi le temps de montée du signal mesuré doit être inférieur à 10 μ s pour éviter toute compétition entre la charge et la décharge du préamplificateur, ce qui ne garantirait plus la linéarité entre le signal d'entrée et le signal de sortie.

Pour cette étude les impulsions générées sont comparables aux signaux obtenus lors de la détection de noyaux de recul. Pour chaque mesure le nombre d'événements est d'environ $5 \cdot 10^5$.

5.1.2.1 Fonction de transfert du préamplificateur de charge

La réponse impulsionnelle de la chaîne électronique est obtenue en utilisant des signaux avec un temps de montée inférieur à la période d'échantillonnage (i.e. 20 ns). La réponse impulsionnelle a ainsi été mesurée avec des signaux ayant un temps de montée de 20 ns et une amplitude de 100 mV ou 270 mV. L'ensemble des profils obtenus pour chaque amplitude a été moyenné afin d'être ajusté par une fonction analytique $f(t)$. Cette fonction peut être décrite en quatre parties :

- le coefficient A correspond à l'amplitude du signal,
- le coefficient E correspond à l'ordonnée à l'origine du signal,
- les deux expressions en « $1 - \exp(-x)$ » caractérisent la charge de l'électronique (i.e. la montée due au signal),
- l'exponentielle « $\exp(-x)$ » exprime la décharge de l'électronique (i.e. la décroissance due à l'électronique).

$f(t)$ est donnée par l'expression indiquée ci-dessous, les paramètres sont indiqués dans le Tableau 11 :

$$f(t) = A \times (1 - \exp[-1,9 \times B \times (C \times 20 \times t)^D]) \times ((1 - \exp[-1,9 \times G \times (H \times 20 \times t)^I]) \times \exp\left(-\frac{20 \times t}{F}\right) + E \quad \text{Equation 5.1}$$

Amplitude [mV]	Proportionnel (A)	Expo. (B)	Pente (C)	Puiss. (D)	Constante (E)	RC (F)	Expo. 2 (G)	Pente 2 (H)	Puiss. 2 (I)
100	1150	$4,29 \cdot 10^6$	$4,54 \cdot 10^3$	8,23	60,5	$10,1 \cdot 10^{-6}$	$1,29 \cdot 10^6$	$5,15 \cdot 10^3$	2,35
270	3144	$5,81 \cdot 10^6$	$1,33 \cdot 10^3$	17,8	62,4	$9,09 \cdot 10^{-6}$	$4,29 \cdot 10^6$	$3,14 \cdot 10^3$	2,37

Tableau 11. Paramètres de la fonction de réponse de l'électronique pour une impulsion en courant d'amplitude 100 mV ou 270 mV et un temps de montée de 20 ns.

Le temps de décroissance de l'électronique, assimilée à un circuit RC, correspond au facteur F donnée dans l'exponentielle, en seconde. Les paramètres A à I ont été modifiés de sortes que l'écart quadratique entre le profil expérimental et la fonction analytique soit le plus faible possible. La Figure 89 montre la forme de la fonction de réponse du préamplificateur échantillonnée toutes les 20 ns (étoiles noires) pour un signal de 100 mV (à gauche) et 270 mV (à droite). La courbe rouge en trait plein représente la fonction analytique ajustée à la réponse du préamplificateur. Les courbes en pointillés bleus et tirets verts correspondent aux fonctions en « $1 - \exp(-x)$ ». La courbe en tirets et pointillés roses vient de l'expression en « $\exp(-x)$ ».

La fonction analytique, ajustée au profil mesuré, permet d'estimer la fonction de transfert de l'électronique. Cependant ne s'intéressant qu'à l'amplitude du signal et afin de limiter le temps mort lors des mesures neutron, le logiciel d'acquisition arrête la mesure du signal avant la décroissance totale du signal. La fonction analytique est estimée à partir de $\sim 1/40^{\text{ème}}$ du signal total.

L'hypothèse de déconvoluer le signal par la fonction de transfert a été évoquée afin de corriger des effets de décharge du préamplificateur. Cependant le procédé de déconvolution nécessite une connaissance de la fonction de transfert sur tout son domaine, ce qui est impossible. De plus le processus de déconvolution pour chaque évènement ralentirait l'analyse, il a donc été abandonné.

Pour s'affranchir de cette étape, la linéarité de l'électronique a été vérifiée en fonction de l'amplitude et du temps de montée du signal. Cette étude va permettre d'estimer le domaine de fonctionnement où l'électronique ne perturbe pas la mesure.

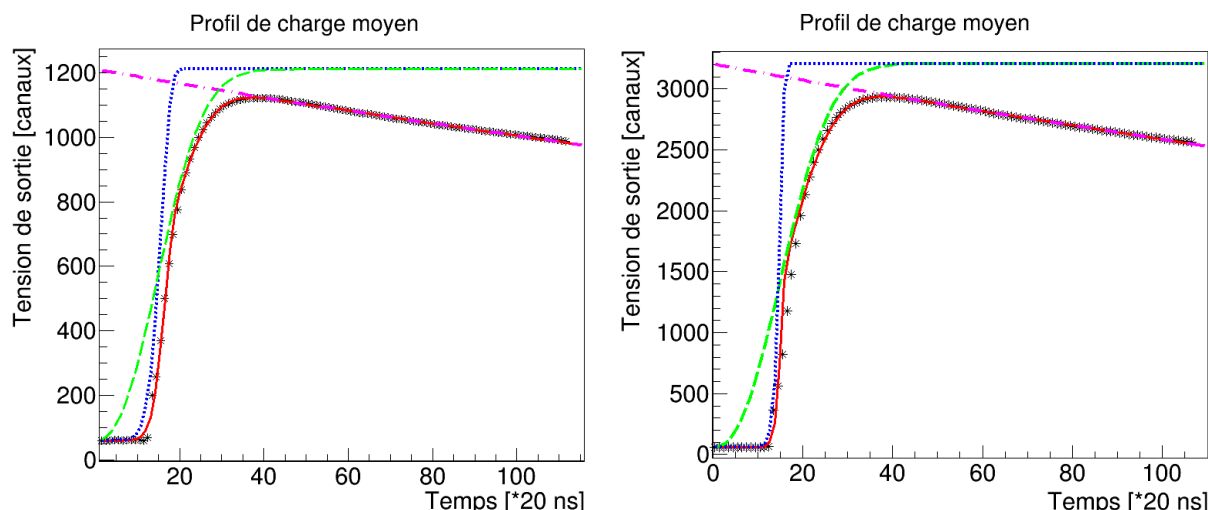


Figure 89. Fonction de réponse de l'électronique pour un signal avec un temps de montée de 20 ns et une amplitude de 100 mV (à gauche) ou 270 mV (à droite). Les étoiles et la ligne rouge représentent respectivement le signal échantillonné et la fonction ajustée. Les différentes courbes pointillées correspondent aux différentes fonctions utilisées.

5.1.2.2 Linéarité en fonction de l'amplitude du signal

Le premier test de linéarité a consisté à étudier l'amplitude des signaux de sortie mesurés en fonction de l'amplitude du signal d'entrée, allant de 10 mV à 360 mV, pour un même temps de montée. Les mesures ont été effectuées avec plusieurs temps de montée allant de 20 ns à 1500 ns.

Du fait de la décroissance de l'électronique, les signaux de faible amplitude (e.g. 10 mV) avec un temps de montée très long (e.g. 1000 ns) ne peuvent être mesurés par l'électronique. Pour chaque point de mesure, une distribution de l'amplitude du signal a été mesurée pour plus de 30000 impulsions. Cette distribution a été ajustée par loi normale dont la moyenne constitue l'estimateur de l'amplitude mesurée. La Figure 90 montre, à gauche, la distribution de l'amplitude pour un signal d'entrée de 100 mV et un temps de montée de 60 ns. A droite, la Figure 90 représente le graphe de l'amplitude mesurée en fonction de l'amplitude du signal d'entrée pour une partie des mesures effectuées, avec un temps de montée du signal de 60 ns, 400 ns, 800 ns, ou 1000 ns.

Pour chaque temps de montée, les mesures ont été ajustées par une droite. Sur la Figure 90, seul l'ajustement pour un temps de montée de 400 ns est montré. Le facteur de régression R^2 associé à cet ajustement est très proche de 1 (i.e. $R^2=0,99998$), cela confirme donc la linéarité de l'électronique en fonction de l'amplitude. L'ordonnée à l'origine (~ 7 canaux) est également très faible car elle correspond à $\sim 0,2\%$ de la gamme de mesure. Notons que pour une même amplitude du signal d'entrée, l'amplitude du signal de sortie dépend du temps de montée du signal.

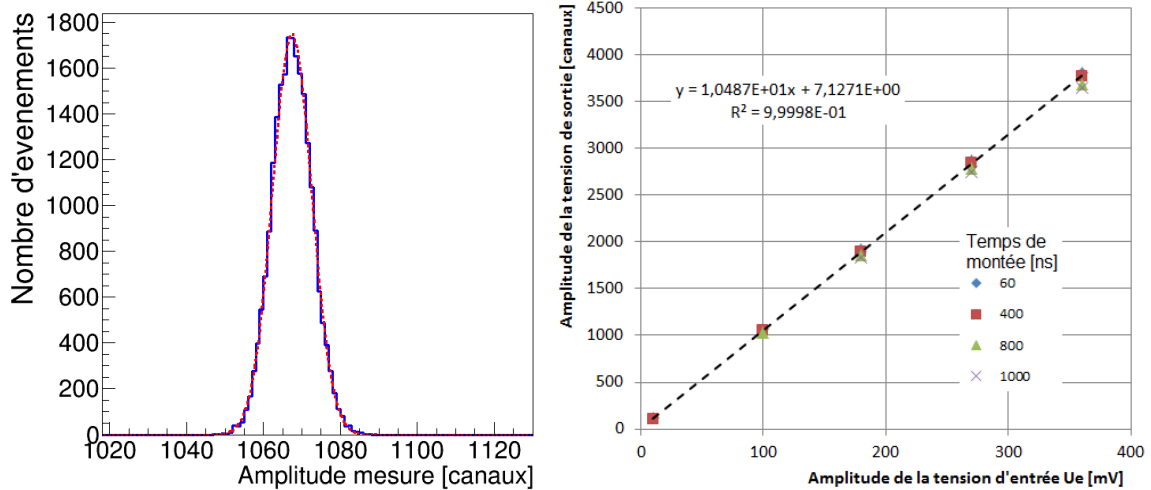


Figure 90. Linéarité du préamplificateur de charges en fonction de l'amplitude du signal en entrée.

5.1.2.3 Linéarité en fonction du temps de montée du signal

Le second test de linéarité a consisté à étudier l'amplitude des signaux de sortie mesurés en fonction du temps de montée du signal de sortie. Le temps de montée du signal correspond au temps écoulé entre le minimum du signal de sortie et son maximum. La distribution du temps de montée a été estimée à partir de plus de 30000 impulsions pour des signaux d'entrée avec différents temps de montée et amplitudes.

Le graphe de gauche sur la Figure 91 montre la distribution du temps de montée du signal de sortie pour un signal d'entrée avec un temps de montée de 60 ns et une amplitude de 100 mV. En abscisse le temps de montée est fonction de l'échantillonnage temporel par l'ADC. Il suffit de multiplier par 20 ns pour avoir l'équivalence en nanosecondes. Cette distribution a été ajustée par une gaussienne dont la moyenne est l'estimateur du temps de montée du signal de sortie.

Il est important de connaître le temps de réponse de l'électronique car ce temps de réponse va augmenter le temps de montée du signal de sortie. Ce temps a été estimé à ~ 650 ns à partir des mesures avec un signal d'entrée ayant un temps de montée de 20 ns (i.e. réponse impulsionnelle de l'électronique).

Notons que la distribution temporelle ne correspond pas exactement à une loi normale contrairement à la distribution en amplitude. La forme de cette distribution vient de la convolution d'une loi normale, associée au temps de montée, avec une loi en U, due au bruit électronique. Du fait du nombre important de mesures, cette distribution a été approximée par une loi normale afin d'estimer sa moyenne.

Afin d'obtenir une caractérisation à partir des mêmes observables que celles obtenues lors de la détection des noyaux de recul, l'amplitude U_s du signal de sortie est mesurée pour différents temps de montée du signal de sortie t_m^s , et pour une amplitude du signal d'entrée constante.

Le graphe de droite sur la Figure 91 représente, en fonction du temps de montée t_m^s , le biais relatif entre l'amplitude mesurée du signal, $U_s(t_m^s)$, et l'amplitude mesurée pour la réponse impulsionnelle $U_s(t_m^e = 20 \text{ ns})$: $(U_s(t_m^s) - U_s(t_m^e = 20 \text{ ns})) / U_s(t_m^e = 20 \text{ ns})$.

Les points correspondent aux mesures effectuées pour différentes amplitudes du signal d'entrée, entre 100 mV et 360 mV. Un polynôme (i.e. ligne pointillée) a été ajusté au biais relatif, obtenu avec un signal d'entrée d'amplitude 270 mV. Ce polynôme permet d'estimer la correction à appliquer à chaque

mesure d'amplitude en fonction du temps de montée du signal de sortie. Les étoiles noires sur le graphe représentent le biais d'une mesure après la correction de la décroissance temporelle de l'électronique.

Sans cette correction, le biais peut atteindre $\sim 8\%$ pour des signaux avec un temps de montée de ~ 2200 ns en sortie (i.e. 1500 ns en entrée). Ce biais doit être inclus dans les incertitudes de mesure si aucune correction n'est appliquée. Dans le cas où la correction est appliquée (étoiles noires), le biais sur l'amplitude est de $\pm 0,4\%$ et la moyenne du biais est nulle. Prendre en compte cette correction pour les mesures de la charge permettrait de limiter l'incertitude de mesure sur l'énergie des ions et réduirait la non-linéarité de l'électronique due à sa décroissance temporelle. Dans le cadre de cette thèse, le choix a été fait de ne pas corriger de ce biais et de considérer une incertitude de 5% sur la mesure de la charge $q_{\text{ionisation}}$, en effet les signaux ont expérimentalement un temps de montée inférieur à $1,7 \mu\text{s}$.

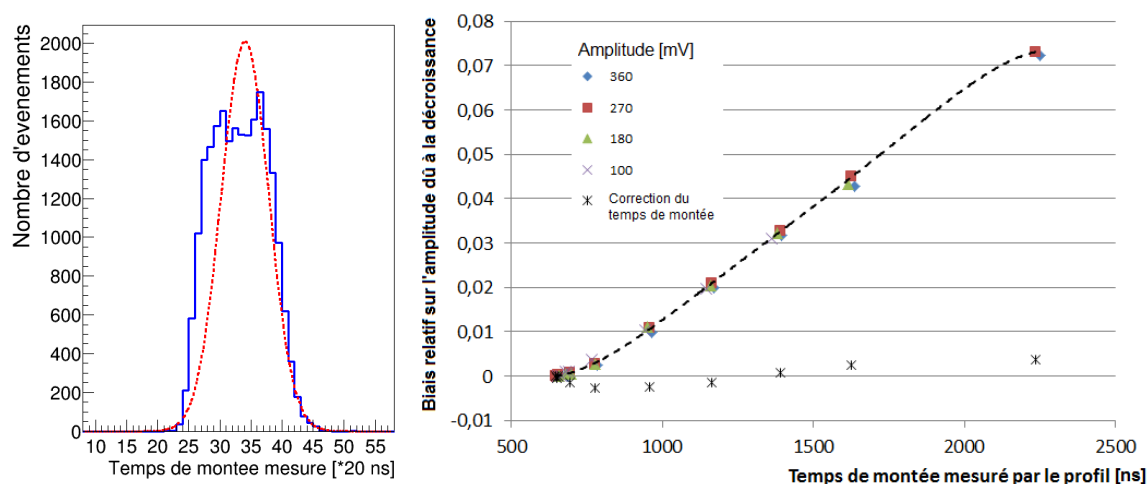


Figure 91. Dépendance de la sortie du préamplificateur de charges en fonction du temps de montée du signal en sortie.

5.1.3 RESOLUTION EN ENERGIE

Grâce à la distribution de la charge obtenue pour plusieurs amplitudes et temps de montée, la résolution de la mesure de charge, due uniquement à l'électronique, a pu être mesurée. Cela permet d'estimer les performances intrinsèques de l'électronique de mesure.

Cette résolution correspond à la largeur à mi-hauteur divisée par la moyenne de la loi normale, ajustée à la distribution. La Figure 92 montre la résolution en fonction de l'amplitude des signaux de sortie, pour une partie des mesures réalisées. Les points représentent les données obtenues pour différents temps de montée et la ligne pointillée correspond à l'ajustement par une fonction puissance : $f(u) = a \cdot u^b$. La résolution mesurée dépend également, en toute rigueur, de la résolution de l'amplitude des signaux d'entrée, mais cette résolution n'a pas été estimée. La résolution de l'électronique est inférieure à 0,5% à partir du canal 1000. La résolution de la mesure expérimentale de la charge est supérieure à 5%. La résolution de l'électronique est donc négligeable. En-dessous du canal 1000, la résolution de l'amplitude des signaux d'entrée devra être estimée pour savoir si cette augmentation est due à l'électronique de mesure ou au générateur d'impulsion.

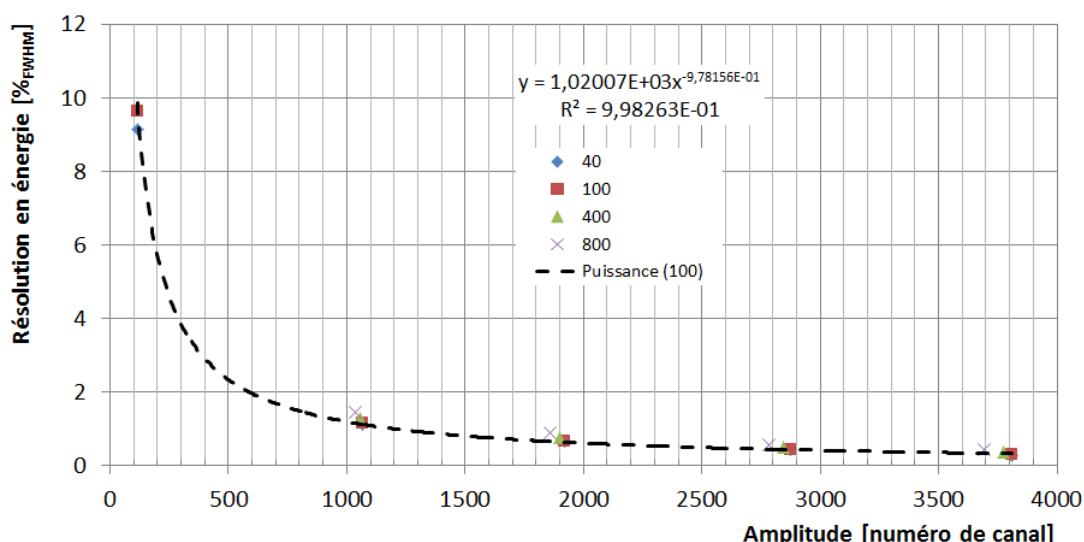


Figure 92. Résolution de la mesure de la charge sur la grille avec l'électronique de la μ TPC en fonction de l'amplitude mesurée du signal et pour différents temps de montée du signal.

5.2 ETALONNAGE DU DETECTEUR

Avant toute mesure avec le détecteur μ TPC, un étalonnage doit être effectué pour établir une correspondance entre l'énergie d'ionisation des particules ionisantes $E_{\text{ionisation}}$ et la charge totale collectée $q_{\text{ionisation}}$. L'étalonnage dépend des conditions expérimentales à savoir le mélange gazeux, la tension de dérive et la tension d'amplification.

La technique qui est employée pour ce détecteur consiste à utiliser deux sources de rayonnements X de faibles énergies à l'intérieur du détecteur μ TPC (cf. paragraphe 5.2.1). La mesure de la charge due à l'ionisation du gaz par les photoélectrons, issus des rayons X, permet d'établir une correspondance entre l'énergie des rayons X et la charge mesurée. Dans le domaine en énergie considéré, l'énergie des photoélectrons perdue par ionisation est proportionnelle à la charge collectée, ce qui permet d'obtenir une relation linéaire entre $q_{\text{ionisation}}$ et $E_{\text{ionisation}}$.

D'autres techniques sont également envisagées pour améliorer l'étalonnage et réduire les incertitudes de mesure (cf. paragraphe 5.2.2).

5.2.1 ETALONNAGE PAR SOURCES X

Un étalonnage est réalisé avec deux sources de rayons X, placées dans le détecteur :

- le ^{55}Fe produisant des rayons X, issus de la couche K, à $5,919 \pm 0,040$ keV ;
- le ^{109}Cd produisant des rayons X, issus de la couche L, à $3,04 \pm 0,21$ keV.

Les énergies correspondent à l'énergie moyenne de l'ensemble des énergies de rayons X, données dans la base de données ENDF B-VII.1 pour chaque radionucléide.

L'étalonnage est réalisé avant et après chaque mesure neutron afin d'estimer toute dérive du gain lors de l'expérience. Deux supports permettent de placer les sources X de façon reproductible dans la chambre de mesure mais également de les retirer sans que l'enceinte soit ouverte. La tension d'amplification est réglée de telle sorte que la gamme de l'ADC (numérisé sur 4096 canaux) correspond aux énergies des noyaux de recul à mesurer.

Les rayons X interagissent par effet photoélectrique avec le gaz dans le détecteur en produisant des photoélectrons dans la zone de détection. Ces photoélectrons vont ioniser le milieu en produisant des paires électron-ion jusqu'à transférer la totalité de leur énergie cinétique. Le champ électrique dans la zone active fait dériver les électrons d'ionisation jusqu'à la zone d'amplification où ils sont détectés.

Dans le cas d'une interaction par effet photoélectrique, l'énergie cinétique des électrons $E_{e-} = E_{\gamma} - E_l$, avec E_{γ} l'énergie des photons et E_l l'énergie de liaison. Dans notre cas, lorsque l'atome ionisé se désexcite, l'émission d'un électron Auger est le phénomène le plus probable du fait de l'énergie des rayons X (cf. paragraphe 2.1.3.2). Cet électron, émis quasiment immédiatement après l'interaction photoélectrique (i.e. $\sim 10^{-14}$ s), va ioniser le gaz et l'énergie E_l sera mesurée en même temps que E_{e-} . Un étalonnage est possible avec les électrons car pour les énergies considérées (i.e. 3 keV et 6 keV), les électrons transfèrent toute leur énergie cinétique E_{e-} par ionisation donc l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}} = E_{e-} + E_l$. Ceci s'est vérifié lors des mesures de la charge déposée par des électrons (cf. paragraphe 5.3.2). Ainsi toute l'énergie du rayon X émis sera mesurée via la mesure de l'énergie transférée par ionisation : $E_{\gamma} = E_{e-} + E_l = E_{\text{ionisation}}$. Compte tenu de la transparence du gaz vis-à-vis des rayons X de haute énergie et du fait que les photoélectrons doivent rester dans le volume actif pour mesurer leur charge, seuls des rayons X d'énergie inférieure à 10 keV peuvent être utilisés pour l'étalonnage.

La caractérisation de l'électronique de mesure (cf. paragraphe 5.1) a montré que la relation entre la charge sur la grille et l'amplitude du signal mesuré en sortie de l'électronique ($q_{\text{ionisation}}$) est linéaire. Ainsi, connaissant l'amplitude du signal engendrée par la collection des électrons d'ionisation ($q_{\text{ionisation}}$) et l'énergie des rayons X du $^{55}_{26}\text{Fe}$ et du $^{109}_{48}\text{Cd}$, il est possible d'établir une droite d'étalonnage sous la forme :

$$E_{\text{ionisation}} = b_1 * q_{\text{ionisation}} + b_0 \quad \text{Equation 5.2}$$

Où,

- $E_{\text{ionisation}}$ est l'énergie d'ionisation des photoélectrons, issus de l'interaction des rayons X par effet photoélectrique dans le mélange gazeux.
- $q_{\text{ionisation}}$ est la charge totale collectée, issue de l'ionisation du gaz par les photoélectrons dans le volume actif du détecteur μ TPC.
- b_1 et b_0 sont les facteurs d'étalonnage qui sont à déterminer.

Expérimentalement une distribution de $q_{\text{ionisation}}$ est obtenue à chaque étalonnage. L'estimation de $q_{\text{ionisation}}$ pour chaque source est effectuée via l'ajustement d'une distribution gaussienne pour chaque pic, associé à une des sources X. La moyenne de la distribution gaussienne correspond à l'estimateur de $q_{\text{ionisation}}$. La Figure 93 montre la distribution de $q_{\text{ionisation}}$ (ligne noire) obtenue expérimentalement avant une mesure de neutrons de 27 keV. Cette distribution montre deux pics séparés correspondant aux sources de rayons X émis à 3,04 keV et 5,92 keV. Le continuum observé provient de la collection incomplète des électrons, qui sortent du volume actif. La queue de la distribution à droite vient de la contribution d'électrons Compton ou des photoélectrons de 22,1 keV, dus à la décroissance du ^{109}Cd par émission de rayons X issus de la couche électronique K. Cette distribution a été ajustée par une distribution (courbe rouge) composée de deux lois normales (pointillés bleus et tirets verts), pour la mesure des deux énergies, et d'une fonction inverse (i.e. $f(x) = a/x$), pour prendre en compte le continuum assimilé à un bruit de fond gamma.

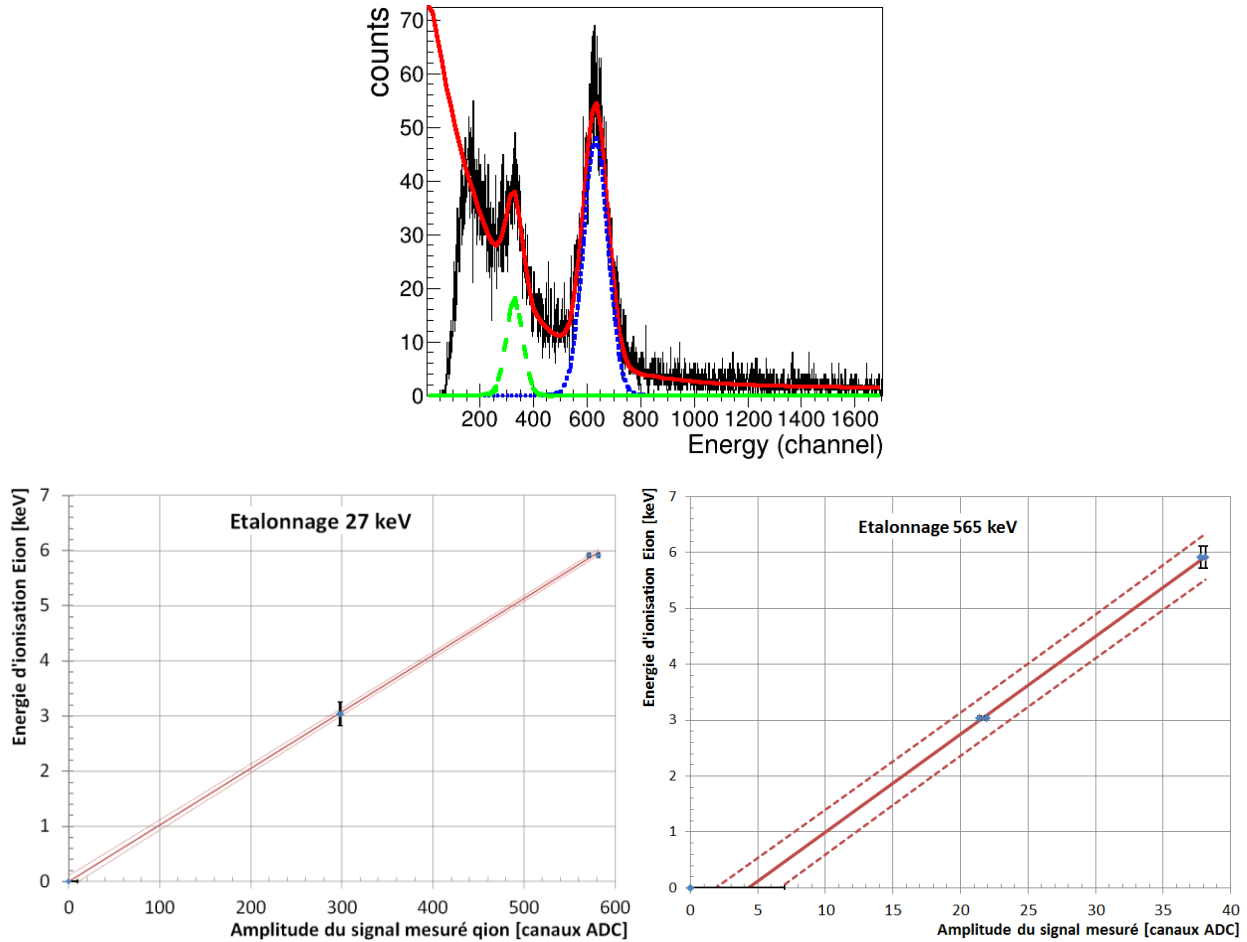


Figure 93. Etalonnage avec les sources de rayons X.

L'incertitude relative correspondant à l'énergie d'émission, $E_{\text{ionisation}}$, du $^{55}_{26}\text{Fe}$ est de 0,68% et l'incertitude pour $E_{\text{ionisation}}$ du $^{109}_{48}\text{Cd}$ est de 6,9% (pour $k = 1$). Cette incertitude est calculée à partir de l'incertitude donnée pour chaque énergie de rayon X, issues de la base de données ENDF B-VII.1. L'incertitude sur la mesure de $q_{\text{ionisation}}$ est obtenue grâce à l'ajustement d'une distribution gaussienne pour chaque pic, associé à chaque source X. L'incertitude est donnée par l'écart-type de la gaussienne, $\sigma_{\text{ionisation}}$, divisée par la racine carrée du nombre d'événements, N_e , associée au pic. Le nombre N_e est estimé à partir de l'intégrale de la distribution gaussienne entre $q_{\text{ionisation}} - 10\sigma_{\text{ionisation}}$ et $q_{\text{ionisation}} + 10\sigma_{\text{ionisation}}$, où $q_{\text{ionisation}}$ est la moyenne de la distribution gaussienne.

Théoriquement la droite d'étalonnage passe par le point zéro, du fait de la définition de $q_{\text{ionisation}}$ (cf. paragraphe 3.3.5). Cependant, en pratique, le bruit électronique conduit, par cette définition, à une ordonnée à l'origine non-nulle correspondant à l'amplitude du bruit. La caractérisation de l'électronique (cf. paragraphe 5.2.1, Figure 90) montre que ce décalage est de 7 canaux. Une étude devrait être menée pour étudier le bruit électronique lors de chaque mesure. Dans ce travail, le seuil associé au bruit électronique étant toujours le même à quelques canaux près, l'hypothèse d'une droite passant par zéro est faite en accordant une incertitude égale à 7 canaux sur le point (0, 0).

L'ensemble des valeurs obtenues lors des étalonnages est ensuite utilisé dans le code MCARE [81]. Ce code a été développé par le collège français de métrologie et permet d'estimer l'équation d'une droite d'étalonnage à partir de plusieurs méthodes. La méthode utilisée est GGMR (i.e. *General Gauss Markov Regression*) qui réalise une régression en prenant en compte les incertitudes de mesure en X (i.e. $q_{\text{ionisation}}$), en Y (i.e. $E_{\text{ionisation}}$) ainsi que les covariances possibles entre les valeurs X, les valeurs Y ou les couples (X, Y).

Les graphes (c) et (d) sur la Figure 93 montrent la droite de régression (courbe rouge) obtenue par la méthode GGMR avec MCARE pour un étalonnage permettant de mesurer une énergie neutron de 27 keV ou de 565 keV respectivement. Les losanges bleus sont les points de mesures associés aux deux

étalonnages avant et après la mesure neutron. Seules les barres d'incertitudes verticales, associées à l'incertitude sur l'énergie, sont visibles pour ces points de mesure.

Les lignes pointillées correspondent à l'incertitude de l'étalonnage pour un facteur d'élargissement $k = 1$. Après le calcul, MCARE fournit la valeur des coefficients b_0 et b_1 ainsi que la matrice des variances-covariances associée à ces coefficients. La matrice des variances-covariances permettra de réaliser un calcul d'incertitude pour $E_{\text{ionisation}}$.

Comme le montre le Tableau 12 pour différents étalonnages, l'utilisation de seulement deux sources de rayons X induit jusqu'à 5% d'incertitudes sur l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$. Les deux points d'étalonnage étant à basse énergie (i.e. 3 keV et 6 keV), l'effet de bras de levier augmente l'incertitude maximum lorsque la gamme de mesure augmente, ainsi l'incertitude augmente avec l'énergie neutron à mesurer.

L'hypothèse de $b_0 = 0$ a peu d'influence sur l'incertitude de $E_{\text{ionisation}}$ pour les hautes énergies de neutrons. En effet, à ces énergies, la charge mesurée, associée aux rayons X, est de plus en plus proche de zéro du fait d'une plus faible amplification. L'incertitude d'au moins 7 canaux ADC sur le point $b_0 = 0$ le rend donc moins pertinent pour l'étalonnage. Plusieurs voies d'amélioration, envisagées pour l'étalonnage, sont discutées dans le paragraphe 5.2.2.

	Avec l'hypothèse $b_0 = 0$		Sans l'hypothèse $b_0 = 0$	
Energie maximum à mesurer	Valeur $E_{\text{ionisation}}$ de canal 4000 au	Incetitude maximum sur $E_{\text{ionisation}}$	Valeur $E_{\text{ionisation}}$ de canal 4000 au	Incetitude maximum sur $E_{\text{ionisation}}$
27keV	41,06 keV	1,5%	41 keV	4,6%
127 keV	151,4 keV	3,4%	150 keV	5,2%
144 keV	150,4 keV	4,0%	147 keV	5,4%
250 keV	382 keV	5,0%	384 keV	5,2%
565 keV	700 keV	5,0%	702 keV	5,1%

Tableau 12. Etalonnages réalisés pour plusieurs énergies de neutrons à mesurer.

5.2.2 AMELIORATION DE L'ETALONNAGE

L'objectif de la caractérisation de l'étape d'étalonnage est de réduire les incertitudes de mesure (i.e. $\ll 5\%$). L'utilisation d'autres sources de rayons X d'énergies supérieures pourrait résoudre ce problème (cf. paragraphes 5.2.2.1 et 5.2.2.2). Toutefois, à partir de 10 keV les rayons X vont plutôt interagir par effet Compton et, compte tenu des caractéristiques des mélanges gazeux, le milieu sera quasiment transparent aux rayons X. Il a donc été envisagé d'utiliser d'autres réactions émettant des particules chargées pour l'étalonnage à haute énergie (cf. paragraphe 5.2.2.3).

5.2.2.1 La source ^{65}Zn

Des sources supplémentaires de rayons X pourraient être utilisées pour améliorer l'étalonnage du détecteur μ TPC. Pour que les rayons X interagissent par effet photoélectrique et pour pouvoir mesurer l'énergie des photoélectrons, leur énergie doit être inférieure à ~ 10 keV.

Une seule autre source X semble convenir, il s'agit de la source de ^{65}Zn qui émet des rayons X de 8,04 keV. Cependant les données associées à cette décroissance ne sont pas disponibles dans la base de données ENDF B-VII.1. Pour calculer l'énergie moyenne des rayons X émis par ce radionucléide, j'ai donc utilisé les données du LBNL (i.e. *Lawrence Berkeley National Laboratory*) mais l'incertitude sur l'énergie des rayons X émis n'est pas disponible.

Le radionucléide ^{65}Zn ne figurant pas dans l'autorisation délivrée par l'Autorité de Sureté Nucléaire au LMDN, la source n'a pu être commandée. Une modification du dossier d'autorisation est en cours, notamment, pour prendre en compte ce nouvel élément. En attendant, j'ai estimé quel serait l'impact de cette source sur les incertitudes de l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$.

Pour cela j'ai calculé la valeur de $q_{\text{ionisation}}$ pour une énergie de 8,04 keV à partir des étalonnages du Tableau 12 avec le point $b_0 = 0$. En ajoutant ce point à l'étalonnage et en prenant les mêmes incertitudes que celles de la source de ^{55}Fe pour l'énergie de la source de ^{65}Zn , les incertitudes de mesure sont fortement réduites et se situent entre 1% et 2%, comme le montre le Tableau 13. L'utilisation du point $b_0=0$ (avec une incertitude de quelques canaux) peut être source de discussion. En utilisant trois sources X, ce point n'est plus nécessaire.

Ainsi l'utilisation d'une seule source X supplémentaire semble suffisante pour réduire les incertitudes dues à l'étalonnage entre 1% et 2%.

	Avec $b_0 = 0$		Sans $b_0 = 0$	
Energie maximum à mesurer	Valeur $E_{\text{ionisation}}$ de au canal 4000	Incertitude sur $E_{\text{ionisation}}$	Valeur $E_{\text{ionisation}}$ de au canal 4000	Incertitude sur $E_{\text{ionisation}}$
27keV	41 keV	1,1%	40,9 keV	1,7%
127 keV	151,2 keV	1,8%	150,9 keV	2,0%
144 keV	150,3 keV	1,9%	149,7 keV	2,0%
250 keV	381,6 keV	2,1%	382 keV	2,1%
565 keV	700 keV	2,0%	700 keV	2,0%

Tableau 13. Incertitudes de mesure de $E_{\text{ionisation}}$ en ajoutant la source de ^{65}Zn .

5.2.2.2 La fluorescence X

Pour obtenir plus de points d'étalonnage avec des énergies inférieures à 10 keV, l'émission de photons par fluorescence peut aussi être utilisée. Le principe est le suivant :

- un tube génère des rayons X avec continuum en énergie (e.g. Appareils miniX ou CoolX) ;
- les rayons X sont dirigés sur une plaque composée de divers matériaux (e.g. Cu, Fe, ...) ;
- ces éléments absorbent les rayons X puis ils se désexcitent en réémettant des rayons X avec une énergie spécifique à chaque élément.

Connaissant la composition de la plaque, la distribution de la charge collectée peut être interprétée et un étalonnage est possible. Cette méthode a été utilisée au LPSC de Grenoble. La Figure 94 montre un des étalonnages réalisés avec cette méthode, dans le cadre de la thèse de Quentin Riffard, doctorant au sein de l'équipe MIMAC du LPSC. Cette méthode n'a pu être mise en place au LMDN du fait de l'interdiction par l'ASN d'utiliser l'appareil CoolX dont nous disposons.

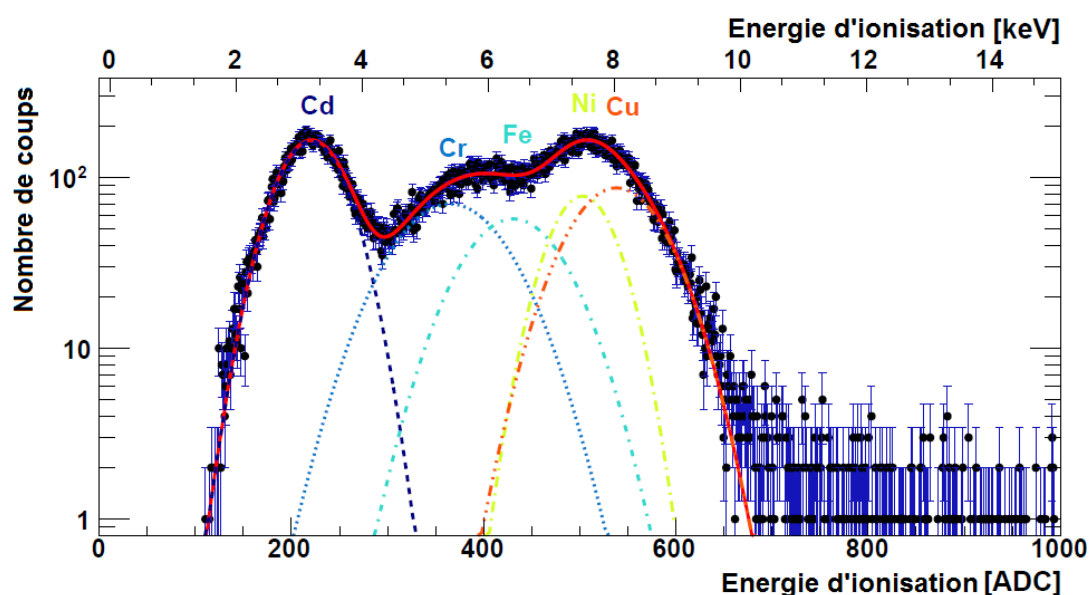
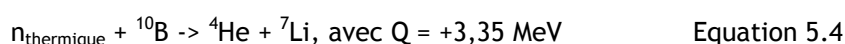
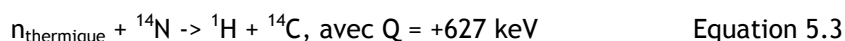


Figure 94. Distribution de $q_{\text{ionisation}}$ issue de la méthode d'étalonnage par fluorescence, utilisée au LPSC.

5.2.2.3 Réaction avec des neutrons thermiques

Pour les hautes énergies neutrons (~ 1 MeV), l'étalonnage par des sources de rayons X de basse énergie n'est plus possible. Compte tenu de l'amplification et de la numérisation sur 4096 canaux de la charge collectée, la mesure d'énergies de 1 MeV environ conduit à l'impossibilité de visualiser les pics à 3 keV et 6 keV, noyés dans le bruit.

Pour la mesure des hautes énergies de neutrons, il est nécessaire d'utiliser d'autres méthodes d'étalonnage. Une solution consisterait à détecter des particules chargées à des énergies de l'ordre de la centaine de keV. Ces particules chargées peuvent être produites à l'aide de réactions de capture :



En détectant les deux particules émises, ce type de réactions permettrait d'obtenir deux points d'étalonnage à haute énergie, à partir de l'azote (i.e. ${}^{14}\text{N}$) qui est un gaz peu coûteux, ou d'un dépôt de bore (i.e. ${}^{10}\text{B}$).

La section efficace d'interaction est de ~ 2 barn pour la réaction avec ${}^{14}\text{N}$ ce qui est suffisant pour être utilisable lors d'un étalonnage et qui est assez faible pour ne pas perturber la mesure avec des neutrons rapides. Une étude pourrait être menée en ajoutant du N_2 aux mélanges gazeux déjà utilisés. Par manque de temps et de disponibilités des sources de neutrons, cette étude n'a pu être réalisée durant ma thèse.

Les premiers tests avec un dépôt de bore sur une pastille, placée dans le détecteur, ont eu lieu en septembre 2015 au LPSC. L'avantage du bore est sa section efficace de ~ 3800 barns pour des neutrons thermiques. Cependant cette pastille ne doit pas perturber les mesures des neutrons rapides. Les premiers résultats semblent prometteurs pour cet étalonnage à haute énergie.

Une étude détaillée doit être effectuée concernant cette procédure d'étalonnage qui reste, à ce jour, une des seules possibles. De plus les ions ne déposent pas toute leur énergie en ionisation, une étude de l'énergie récoltée à partir l'énergie cinétique des ions devra donc être menée si une telle réaction est utilisée (mesure du facteur de *quenching* en ionisation).

5.3 MESURE DU DEPOT DE CHARGES DES ELECTRONS ET DES IONS

L'énergie perdue en ionisation par des ions dans un gaz ne correspond qu'à une partie de leur énergie cinétique initiale, E_c . Ce phénomène de *quenching* en ionisation a déjà été observé dans les détecteurs gazeux de neutrons [11][34] sans être réellement compris. Afin de remonter à l'énergie cinétique des noyaux de recul à partir de la mesure de l'énergie d'ionisation, ce phénomène de *quenching* en ionisation doit être étudié.

Aux énergies considérées (i.e. $E_c < 5$ MeV), la variation de W_i (i.e. l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion) avec l'énergie des ions n'est pas négligeable (cf. paragraphe 2.1.3.4). Plus l'énergie cinétique des ions diminue, plus W_i augmente. Ainsi pour une même perte d'énergie cinétique, une particule de faible énergie va créer moins de paires électron-ion qu'une autre particule de même nature mais ayant une énergie plus élevée. Ainsi l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}$, mesurée à partir des électrons d'ionisation (i.e. $q_{\text{ionisation}}$), n'est pas proportionnelle à l'énergie cinétique des ions.

La variation de W_i n'étant pas linéaire, l'énergie d'ionisation ne pourra pas être reliée linéairement à l'énergie cinétique initiale de la particule. Cette dépendance énergétique amène à la définition d'un facteur de *quenching* en ionisation (i.e. IQF pour *Ionisation Quenching Factor*) défini comme le rapport entre l'énergie cédée par ionisation au gaz, $E_{\text{ionisation}}$, et l'énergie cinétique initiale de la particule E_c :

$$IQF(E_c) = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_c} = \frac{E_{\text{ionisation}}^{e^-}}{E_c} = \frac{W_i^{e^-}(E_c)}{W_i^{\text{ion}}(E_c)} \sim \frac{W_i^{\text{ion}}(E_c \rightarrow +\infty)}{W_i^{\text{ion}}(E_c)} \quad \text{Equation 5.5}$$

Par définition l'IQF est inférieur à 1. Ainsi la connaissance de ce facteur permet de remonter à l'énergie initiale de la particule E_c à partir de la mesure de l'énergie déposée en ionisation $E_{\text{ionisation}}$.

L'énergie déposée en ionisation mesurée est notée $E_{\text{ionisation}}^{e^-}$ car un étalonnage est réalisé à partir des électrons pour passer de la charge mesurée $q_{\text{ionisation}}$ à l'énergie d'ionisation. L'hypothèse de $E_{\text{ionisation}} = E_{\text{ionisation}}^{e^-}$ est valide car le phénomène de *quenching* en ionisation des électrons apparaît pour des énergies cinétiques inférieures à ~500 eV (cf. rapport 85a de l'ICRU [16]), or les énergies considérées dans cette thèse sont supérieures à 1 keV. La linéarité de l'étalonnage en électrons (cf. paragraphe 5.3.2) permet également de valider cette hypothèse $E_{\text{ionisation}} = E_{\text{ionisation}}^{e^-}$.

L'IQF peut théoriquement être relié à W_i d'après sa définition (cf. Equation 5.5). Aux énergies considérées ($E_c > 1$ keV), $W_i^{e^-}$ est constant (cf. paragraphe 2.1.3.4). En supposant que toute l'énergie est perdue par ionisation à haute énergie (i.e. $IQF \rightarrow 1$ pour $E_c \rightarrow +\infty$), cela implique que W_i^{ion} et $W_i^{e^-}$ sont égaux lorsque l'énergie tend vers l'infini, donc l'IQF peut être calculé à partir de W_i^{ion} seulement.

Comme expliqué dans la partie 2.1.3.4, il existe très peu de données sur W_i^{ion} pour les mélanges gazeux considérés. Ainsi il a été décidé de développer un système permettant de réaliser des mesures de l'IQF dans les mélanges gazeux utilisés par le détecteur : il s'agit de la source d'ions COMIMAC.

5.3.1 LA SOURCE D'IONS COMIMAC

La source de particules chargées, appelée COMIMAC, a été développée dans le cadre de la collaboration entre l'IRSN et le LPSC pour la mesure des facteurs de *quenching* en ionisation. Cette source permet de produire, entre autre, des électrons, des protons et des alphas avec une énergie allant de 1 keV à 50 keV. Cette gamme en énergie est celle où la variation des facteurs de *quenching* est la plus importante.

Les particules produites sont envoyées dans une chambre d'ionisation pour mesurer la charge déposée dans le gaz. Il est ainsi possible de mesurer la charge déposée en ionisation en fonction de l'énergie initiale des particules. COMIMAC permet d'obtenir autant de points que nécessaire entre 1 keV et 50 keV pour réaliser l'étalonnage de la mesure en énergie, via la production de faisceaux d'électrons, et la mesure du facteur de *quenching* en ionisation, via la production de faisceaux d'ions. Les résultats obtenus à l'aide de ce système sont présentés dans le paragraphe 5.3.2 pour l'étalonnage et le paragraphe 5.3.3 pour les mesures des facteurs de *quenching* en ionisation.

Dans un premier temps, la source a été développée avec un potentiel d'extraction maximum de 30 kV. Pour produire des électrons ou des ions avec une énergie allant jusqu'à 50 keV, il a été décidé d'augmenter ce potentiel d'extraction à 50 kV. Le passage de 30 kV à 50 kV, réalisé par l'équipe du LPSC, a posé quelques difficultés techniques et a retardé cette partie du projet. Des claquages électriques à l'intérieur de COMIMAC sont apparus à partir de 40 kV. Après quelques investigations, le changement de plusieurs pièces a permis de réaliser une source transportable avec un potentiel d'extraction de 50 kV.

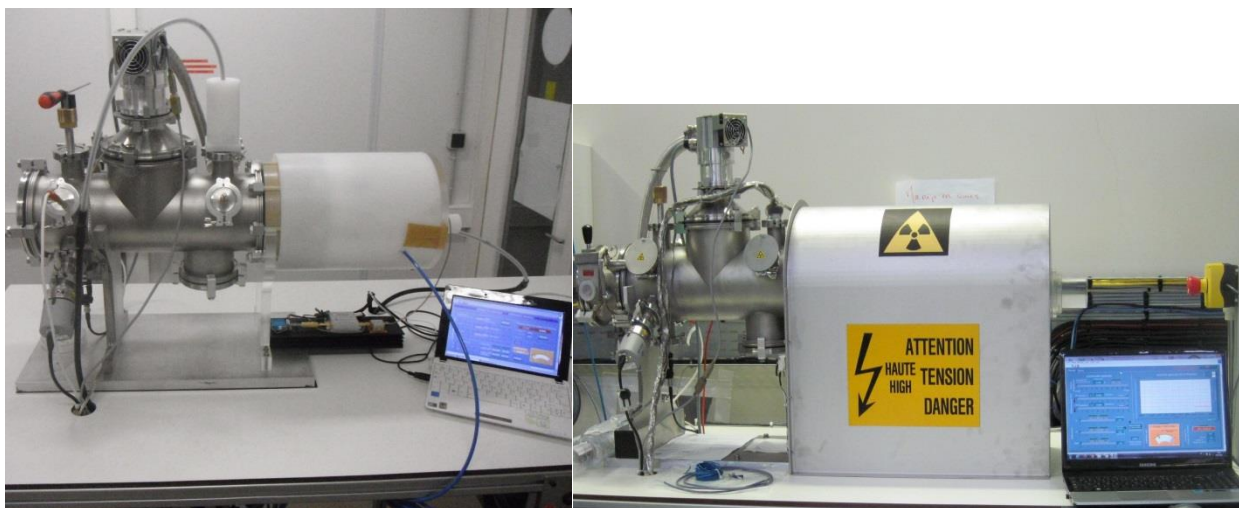


Figure 95. Source d'ions COMIMAC. A gauche, photo de la version 30 kV au LPSC. A droite, photo de la version 50 kV au LMDN, la partie haute tension (partie droite de COMIMAC) a été renforcée par un blindage qui permet également de limiter la dose de rayonnement à cet endroit.

Le système COMIMAC est constitué de deux parties principales :

- la partie accélératrice, aussi appelée ligne de faisceau COMIMAC, où sont créés et accélérés les électrons ou les ions,
- la partie chambre de mesure, utilisée pour mesurer la charge déposée en ionisation dans le mélange gazeux choisi.

La réception de COMIMAC a eu lieu en mai 2013 à Cadarache. Le schéma du dispositif COMIMAC est donné par la Figure 96. Ce dispositif fonctionne en émission continue (simple extraction) et le courant maximum du faisceau est de quelques microampères. Le faisceau (électrons, alpha, protons, ...) produit est focalisé sur une fenêtre percée d'un trou d'environ $1\ \mu\text{m}$. Cette fenêtre sépare l'enceinte accélératrice fonctionnant sous vide de l'enceinte de mesure fonctionnant avec un mélange gazeux de type $\text{C}_4\text{H}_{10} + \text{CHF}_3$ ou $^4\text{He} + 5\% \text{C}_4\text{H}_{10}$ allant de 30 mbar absolu à 1000 mbar absolu. Les mesures de radioprotection donnent un débit d'équivalent de dose au contact inférieur au seuil de l'appareillage utilisé pour cette mesure (i.e. $<0,06\ \mu\text{Sv.h}^{-1}$). La ligne de faisceau fonctionne sous un vide de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} mbar absolu. La source COMIMAC nécessite donc un système de pompes à vide primaire et pompes turbomoléculaires.

La ligne de faisceau, le pilotage de la ligne COMIMAC et le couplage entre la partie accélératrice et la chambre de mesure sont détaillés dans les paragraphes suivants.

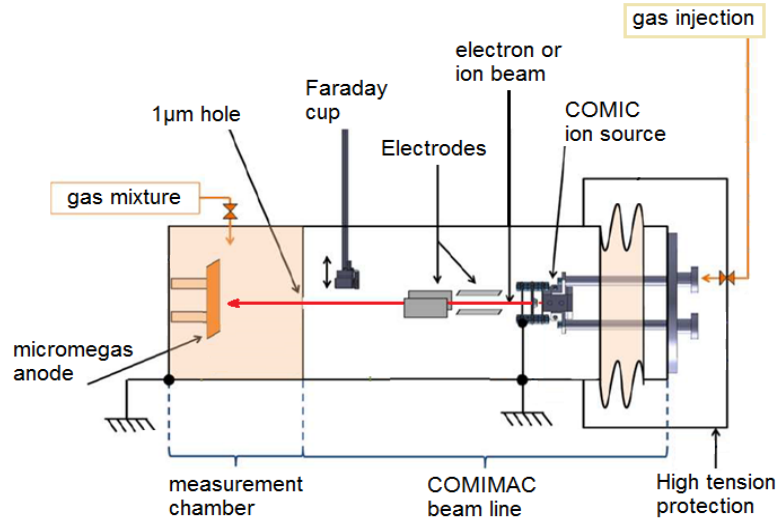


Figure 96. Schéma représentatif du dispositif COMIMAC et de la chambre de mesure.

5.3.1.1 La ligne de faisceau COMIMAC

La ligne de faisceau COMIMAC représente la partie accélératrice, allant de la source à l'interface.

Les particules chargées sont produites à partir d'un gaz injecté dans la source COMIC via une vanne micro-fuite (cf. Figure 96).

Le gaz est soumis à une haute fréquence qui va entraîner son ionisation et produire un plasma. Les propriétés physiques et géométriques de la source permettent la formation d'un plasma à faible puissance (5W maximum) pour une pression d'environ $5 \cdot 10^{-5}$ mbar absolu. La source COMIC a été brevetée par le LPSC de Grenoble.

Le faisceau est extrait par l'électrode d'extraction soumise à une haute tension. Par exemple pour les électrons et les ions mono-chargés une tension de 10 kV permet de délivrer un faisceau à une énergie de 10 keV. La démonstration est faite ci-dessous avec le calcul de la variation de l'énergie potentielle E_p et la conservation de l'énergie :

$$\Delta E_p = \int \vec{F} \cdot d\vec{x} = q \cdot E \cdot \Delta x = q \cdot \frac{\Delta U}{\Delta x} \cdot \Delta x = q \cdot \Delta U \quad \text{Equation 5.6}$$

et par conservation de l'énergie : $\Delta E_c = \Delta E_T - \Delta E_p = -\Delta E_p = -q \cdot \Delta U$

Où :

- ΔE_T , ΔE_c , ΔE_p sont respectivement la variation d'énergie totale (égale à 0), d'énergie cinétique et d'énergie potentielle.
- $\vec{F}$ est le vecteur de la force de Lorentz dans la ligne de faisceau COMIMAC.
- Δx correspond à la distance entre la source et l'anode d'extraction de la source COMIC.
- q est la charge électrique du faisceau d'électrons ou d'ions produit par COMIMAC. Les ions produits sont mono-chargés donc $|q| = 1$ dans tous les cas.
- E est le champ électrique produit entre l'électrode d'extraction et la source COMIC.
- ΔU est la différence de potentiel entre l'électrode d'extraction et la source COMIC. L'électrode d'extraction étant reliée à la masse, il s'agit de la tension appliquée à la source COMIC (i.e. U_{source}).

Les particules chargées sont supposées être au repos (i.e. $E_c^{\text{source}} = 0$ keV) avant extraction donc il est possible de déduire l'énergie cinétique des particules après extraction à partir de l'équation 5.6 :

- pour des faisceaux d'ions ($q = 1$) : $(E_c)_{\text{ion}} = \Delta E_c = -\Delta U = -(0 - U_{\text{source}}) = U_{\text{source}}$

- pour des faisceaux d'électrons ($q = -1$) : $(E_c)_{e^-} = \Delta E_c = \Delta U = (0 - U_{source}) = -U_{source}$

Ainsi une tension positive doit être appliquée pour produire des faisceaux d'ions et inversement pour des faisceaux d'électrons. L'énergie cinétique est aussi directement proportionnelle à la tension appliquée sur la source, appelée tension d'extraction.

Une électrode de focalisation, placée entre l'électrode d'extraction et la source COMIC, permet la focalisation ou la défocalisation du faisceau.

Le faisceau peut aussi être dévié par un système constitué de deux couples d'électrodes : les déflecteurs. Une paire de déflecteurs est horizontale, l'autre verticale. Les déflecteurs sont localisés autour de l'axe source/trou et parallèles à celui-ci. Les deux plaques de chaque déflecteur sont reliées respectivement à une haute tension modulable (de 0 à 5 kV) et à la masse. Une tension peut être appliquée à ce niveau pour diriger le faisceau vers le micro-trou, qui permet le passage du faisceau vers la chambre de mesure sans perte d'énergie.

Une cage de Faraday est située en fin de parcours du faisceau dans la partie accélératrice du dispositif COMIMAC. Elle permet la mesure du courant généré par le faisceau émis (e.g. $\sim 10^{-9}$ Ampères) et ainsi gérer son intensité. La cage de Faraday est manipulée via une tige qui permet de régler sa position en hauteur et qui permet aussi de vérifier que le faisceau est émis dans l'axe du micro-trou.

5.3.1.2 Production de faisceaux d'électrons ou d'ions avec COMIMAC

Le pilotage de COMIMAC, permettant la production de faisceaux d'électrons ou d'ions a été réalisée en utilisant le logiciel LabVIEW. Sur la Figure 97 est représentée l'interface qui a permis de commander le système COMIMAC.



Figure 97. Logiciel de commande LabVIEW du dispositif COMIMAC.

Le logiciel permet de fixer la puissance du générateur de Hautes Fréquences (HF) (jusqu'à 5 W). Une fois que les HF sont générées, le gaz injecté par la vanne micro-fuite (cf. Figure 96) est ionisé, un plasma est créé dans la source d'ions COMIC. Un affichage permet une lecture en temps réel de la pression du gaz injecté et de l'adapter selon les besoins de l'expérience (e.g. régulation de l'intensité du plasma). Sur le logiciel LabVIEW, il est également possible de faire varier les hautes tensions (HT) d'extraction ou de focalisation ainsi que leur polarité (i.e. positive si utilisation de faisceaux d'ions ou négative pour les électrons). Les tensions sur les déflecteurs (verticaux et horizontaux) peuvent aussi être réglées via cette interface pour orienter le faisceau.

Pour les besoins des expériences (cf. paragraphe 5.3.2), nous avons considéré qu'un faisceau utile d'électrons (pouvant traverser le trou) induisait un courant sur la cage de Faraday entre -20 nA et -50 nA. Toutes les caractéristiques des faisceaux ont été répertoriées dans un mode opératoire⁴ de

façon à pouvoir reproduire les mesures effectuées. Le courant sur la cage de Faraday a été mesuré avec des faisceaux d'électrons. L'électrode d'extraction a été soumise à des tensions croissantes de -3 kV à -50 kV pour obtenir des faisceaux d'électrons allant respectivement de 3 keV à 50 keV. Les configurations entraînant des claquages électriques ont aussi été répertoriées, de manière à éviter de nouveaux claquages.

L'extraction de faisceaux de protons a été réalisée en utilisant COMIMAC, piloté par le logiciel LabVIEW. Avant la production des faisceaux d'ions, un changement des modules haute tension associés à COMIMAC est nécessaire afin d'inverser la polarité des hautes tensions. La cage de Faraday a été utilisée pour la mesure du courant généré par les faisceaux de protons (e.g. entre $+20$ nA et $+70$ nA). L'électrode d'extraction a été soumise à des tensions croissantes de 9 kV à 50 kV pour obtenir des faisceaux de protons allant respectivement de 9 keV à 50 keV. Pour des faisceaux de protons les claquages électriques ont commencé à se manifester à partir de 45 keV. En conséquence, la mesure du facteur de *quenching* en ionisation sur le dispositif COMIMAC a été envisagée avec des faisceaux d'énergies allant jusqu'à 45 keV.

5.3.1.3 Couplage de la partie accélératrice à la chambre de mesure

Les particules produites dans la partie accélératrice de COMIMAC sont détectées dans la chambre de mesure (cf. Figure 98). Cette chambre contient des mélanges gazeux identiques à ceux utilisés dans le détecteur μ TPC afin de mesurer les facteurs de *quenching* en ionisation (IQF) associés à ces gaz.

Une interface perforée, située entre COMIMAC et la chambre de mesure, permet d'éviter toute perte d'énergie des particules lors du passage de la partie accélératrice à la partie de mesure. Le trou étant de taille micrométrique, cette interface conserve le gaz dans la partie chambre de mesure tout en maintenant sous vide la partie accélératrice.

La chambre de mesure contient une anode micromegas pleine (i.e. non pixélisée) avec un espace d'amplification de $256 \mu\text{m}$, comme dans la μ TPC. L'interface étant à la masse une tension positive doit être appliquée sur l'anode pour générer un champ électrique de dérive dans la chambre. Une tension positive, plus faible que celle sur l'anode, doit également être appliquée sur la grille pour l'amplification du signal par avalanche entre la grille et l'anode. L'anode est tenue par un support en plastique assurant l'isolation électrique vis-à-vis de la paroi arrière de la chambre de mesure (cf. Figure 98). Située à une distance de $(5,34 \pm 0,1)$ cm du trou micrométrique, l'anode peut ainsi collecter les charges issues de l'ionisation du gaz par les particules chargées, comme dans la μ TPC.

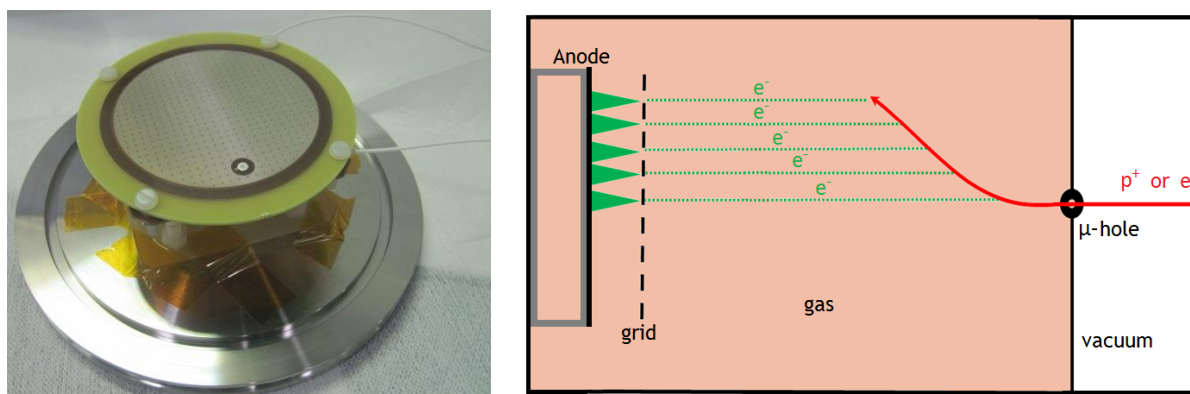


Figure 98. A gauche, anode micromegas avec un espace d'amplification de $256 \mu\text{m}$, montée sur la paroi interne de la chambre de mesure de COMIMAC en 2014. A droite, schéma de la détection des faisceaux produits par COMIMAC.

Afin que les mesures du facteur de *quenching*, dans le dispositif COMIMAC, soient directement transposables aux mesures de la μ TPC, nous avons fait le choix d'une électronique commune pour le dispositif de mesure de *quenching* et pour l'enceinte μ TPC. Ainsi il est possible de s'affranchir de probables distorsions entre deux électroniques différentes. Le préamplificateur de la μ TPC est ainsi connecté à la grille afin d'en mesurer le signal, qui est ensuite envoyé à la carte électronique du détecteur μ TPC. Les conditions expérimentales (i.e. gaz et tensions) dans la chambre de mesure de COMIMAC sont déterminées de façon à reproduire celles utilisées lors des mesures de neutrons avec l'enceinte μ TPC.

Les premiers tests ont été réalisés en juillet 2013 avec une anode de test ayant un espace d'amplification de 50 μ m, qui ne fonctionnait qu'à haute pression. Les mélanges gazeux utilisés étaient des mélanges He + iC_4H_{10} . Le plasma dans la source COMIMAC était réalisé à partir d'hélium et une tension négative était utilisée afin d'accélérer des électrons. Un bruit est apparu autour du canal 250 lors de ces mesures à Cadarache, probablement dû au préamplificateur de charges utilisé. Cela a empêché les mesures en-dessous de 10 keV. Plusieurs distributions de la charge collectée pour différentes énergies électrons ont cependant été mesurées (cf. Figure 99) et ont conduit à plusieurs courbes d'étalonnage dans la chambre de mesure de COMIMAC, qui ont permis de valider le fonctionnement du dispositif. Enfin une anode spécifique fonctionnant de 20 mbar absolu à 500 mbar absolu a été réalisée et réceptionnée en janvier 2014. Elle a permis de réaliser des mesures dans les mêmes conditions expérimentales que lors des mesures neutrons avec la μ TPC. Son montage et des mesures ont été effectués entre 2014 et 2015. Cela a consisté en des étalonnages avec les électrons et des mesures de l'énergie déposée en ionisation par les ions dans plusieurs mélanges gazeux. Pour assurer une meilleure reproductibilité des tensions appliquées sur l'anode et sur la grille, un logiciel LabVIEW de pilotage des modules hautes tensions a été utilisé au lieu d'un réglage manuel. Pour chaque acquisition le nombre d'événements obtenu était environ 30000. Deux mélanges gazeux ont été étudiés : He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar et iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar. Le premier mélange à base d'hélium a permis de comparer les résultats obtenus à Cadarache avec les mesures effectuées au LPSC. Le second mélange a été utilisé lors des mesures neutron avec le détecteur μ TPC, l'IQF doit donc être estimé dans ce mélange.

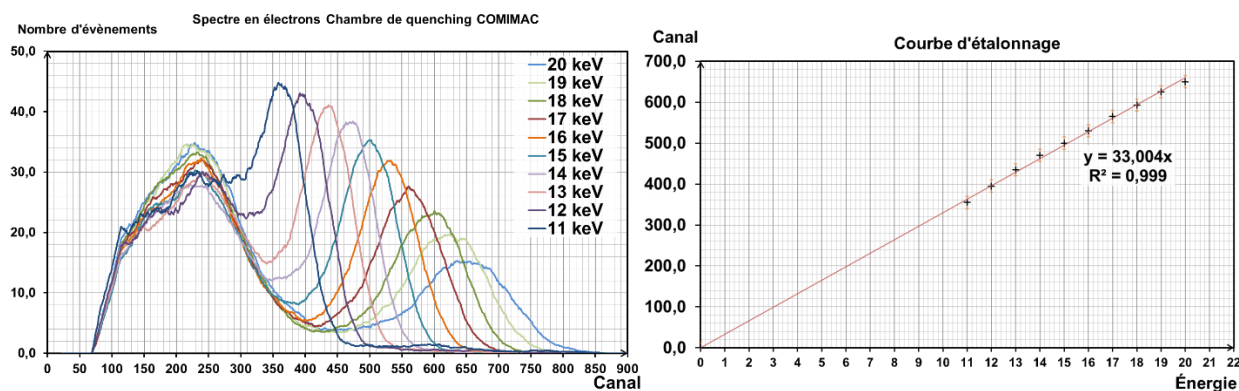


Figure 99. Premiers tests avec COMIMAC à Cadarache. A gauche, distributions de la collection de charges dans la chambre d'ionisation pour neuf énergies d'électrons. A droite, droite d'étalonnage obtenue à partir des distributions de la collection de charges.

5.3.2 MESURE DU DEPOT DE CHARGES DES ELECTRONS

La mesure de la charge déposée par des électrons à différentes énergies permet d'établir l'étalonnage en énergie d'ionisation de la charge ainsi que de vérifier la linéarité de l'étalonnage, et cela pour tout mélange gazeux.

En plus de l'utilisation des faisceaux d'électrons produits par COMIMAC, les deux sources de rayonnement X utilisées pour l'étalonnage de la μ TPC ont également été placées à l'intérieur de la chambre de mesure de COMIMAC. La source de ^{55}Fe a été utilisée comme référence pour s'assurer de la stabilité des mesures au cours du temps.

Le module délivrant la tension d'extraction doit être étalonné afin de vérifier que la tension affichée correspond à la tension délivrée, responsable de l'énergie cinétique des particules. Cette étape n'a pas été effectuée pour les mesures réalisées lors de cette thèse mais il est prévu d'étalonner ce module prochainement au LNE et/ou d'installer un système de mesure de la tension d'extraction. Néanmoins une vérification de l'étalonnage de la tension d'extraction a pu être effectuée avec la source de ^{55}Fe . En produisant des électrons de 5,92 keV (i.e. avec une tension de 5,92 kV), la moyenne associée à la distribution de la charge collectée doit être identique à celle obtenue pour la source de ^{55}Fe . Pour le mélange 50% C_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar absolu, les faisceaux d'électrons de 5,92 keV étaient mesurés à une énergie inférieure de 3% par rapport au pic dû aux photoélectrons de la source de ^{55}Fe . La valeur

de ce biais est acceptable mais un étalonnage des modules haute tension devra être effectué car ce biais est supérieur aux incertitudes données par le constructeur.

Une partie des mesures ont été réalisées dans le cadre d'un stage de M2 à Cadarache en 2014. Des faisceaux d'électrons ont été produits avec le dispositif COMIMAC entre 4 keV et 21 keV et la charge collectée, $q_{\text{ionisation}}$, a été mesurée. D'après la caractérisation de l'électronique de mesure (cf. paragraphe 5.1), la décroissance temporelle de l'électronique induit un biais pour $q_{\text{ionisation}}$ pouvant aller jusqu'à 5% de $q_{\text{ionisation}}$ pour un temps de montée du signal mesuré de 1720 ns. Ainsi seuls les signaux avec un temps de montée inférieur à 1720 ns sont pris en compte lors de l'analyse. Cette limite nous a contraints à analyser uniquement la charge collectée pour des électrons extraits avec une tension inférieure à 14 kV (i.e. $E_{\text{ionisation}} < 14$ keV), dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar.

La Figure 100 montre deux distributions de la charge collectée, $q_{\text{ionisation}}$, obtenue avec la chambre de mesure de COMIMAC. Le graphe de gauche est obtenu pour un faisceau d'électrons de 12 keV (tirets verts) dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar. Le graphe de droite montre la distribution obtenue dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar pour un faisceau d'électrons de 10 keV (tirets verts). Chacune des distributions présente un pic associé aux photoélectrons de $(5,92 \pm 0,04)$ keV, issus des rayons X de la source de ^{55}Fe (pointillés bleus). La distribution de droite montre aussi la distribution associée aux photoélectrons issus des rayons X de la source de ^{109}Cd (pointillés violets). Les photoélectrons de $(3,04 \pm 0,21)$ keV dus au ^{109}Cd ne sont pas visibles dans la distribution de gauche du fait du seuil bas en énergie appliqué lors des mesures. Comme pour l'étalonnage du détecteur, l'ajustement de chaque distribution à partir de plusieurs lois normales permet d'estimer la valeur de $q_{\text{ionisation}}$ (i.e. moyenne du pic) associée à l'énergie du faisceau d'électrons.

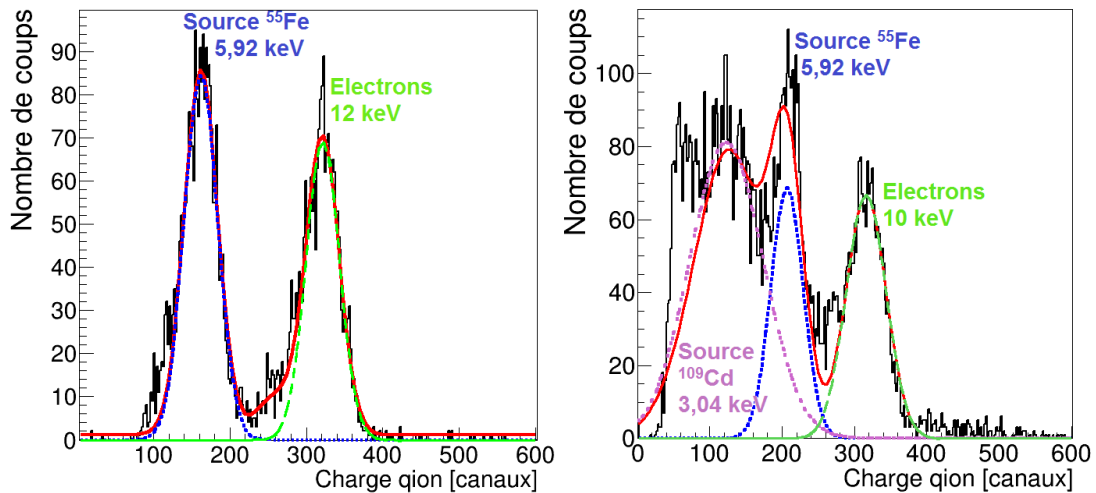


Figure 100. Distributions de la charge collectée obtenues avec la chambre de mesure de COMIMAC avec une tension sur la grille de 400V et une tension sur l'anode de 800V. A gauche la distribution est obtenue avec la source de ^{55}Fe et des électrons de 12 keV produits par COMIMAC dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 , à 50 mbar absolu. A droite la distribution est obtenue avec les sources X de ^{109}Cd , ^{55}Fe et des électrons de 10 keV produits par COMIMAC dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} , à 350 mbar absolu.

L'écart-type de chaque distribution σ , divisé par la racine carrée du nombre d'événements dans la loi normale, correspond à l'incertitude sur la valeur mesurée de $q_{\text{ionisation}}$. Le nombre d'événements est déterminé par l'intégrale de la distribution gaussienne entre $q_{\text{ionisation}} - 10\sigma$ et $q_{\text{ionisation}} + 10\sigma$.

L'incertitude sur l'énergie du faisceau est donnée par l'incertitude sur la tension d'extraction. L'incertitude sur la tension d'extraction est calculée à partir des données du fabricant des modules haute tension, elle vaut 0,005% de la tension de consigne. Pour la source de ^{55}Fe , l'incertitude sur son énergie vaut 0,04 keV (cf. paragraphe 5.2.1).

Comme lors de l'étalonnage du détecteur μ TPC (cf. paragraphe 5.2.1), l'ensemble des valeurs obtenues sont renseignées dans le code MCARE [81]. MCARE réalise une régression linéaire par la méthode GGMR (i.e. *Generalized Gauss Markov Regression*) en prenant en compte les incertitudes sur X (i.e. $q_{\text{ionisation}}$) et Y (i.e. $E_{\text{ionisation}}$). La Figure 101 montre l'ensemble des mesures (losanges bleus) réalisées dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 , à 50 mbar absolu (graphe de gauche) et He + 5% iC_4H_{10} à

350 mbar (graphe de droite). La courbe rouge est la droite d'étalonnage calculée par MCARE et les lignes pointillées correspondent à l'incertitude associée à cette régression linéaire ($k=1$). Le point (0, 0) a été considéré dans l'étalonnage et son incertitude a été fixée à 7 canaux ADC.

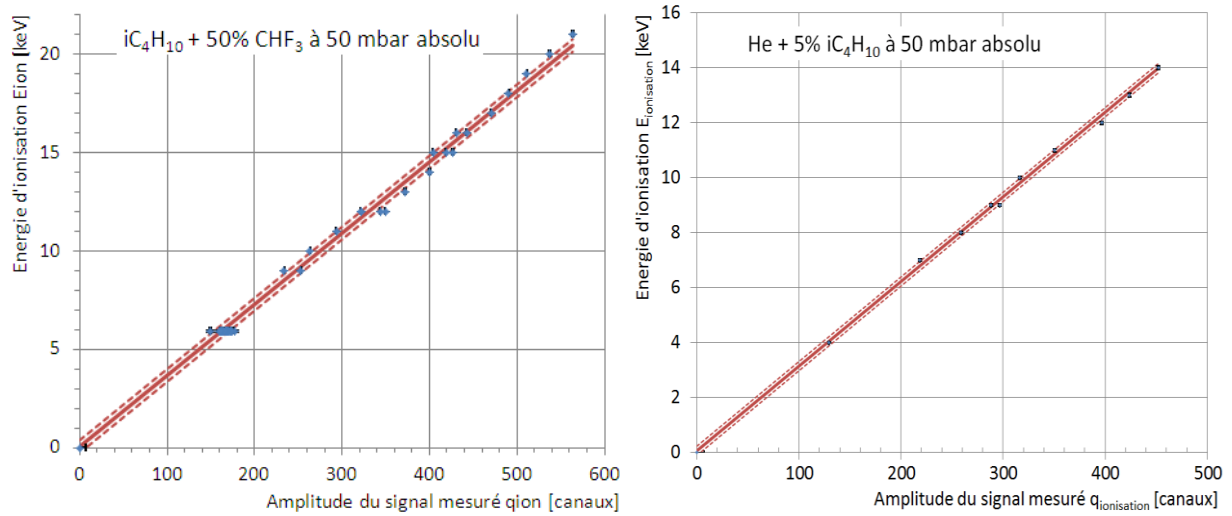


Figure 101. Droite d'étalonnage du mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$, à 50 mbar absolu à une tension sur grille 400V et tension sur anode à 800V. Les courbes pointillées correspondent à l'incertitude sur l'étalonnage pour $k=1$.

Dû au grand nombre de points, l'incertitude sur l'énergie associée à l'étalonnage dans $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar absolu (à gauche), est constante et vaut $\pm 0,33$ keV ($k=1$). Pour le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar, l'incertitude relative due à l'étalonnage passe de 1,1% à 0,6% pour une énergie d'ionisation allant de 15 keV à 31 keV ; en-dessous de 15 keV l'incertitude est constante et vaut $\pm 0,17$ keV.

Dans le mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar absolu, l'ensemble des points à 5,92 keV obtenus avec la source de ^{55}Fe montre qu'il n'y a pas de dérive de l'amplification. En effet, l'écart maximum entre toutes les valeurs de $q_{ionisation}$ est inférieur à 16% ce qui est inférieur à l'écart maximum de ~22%, donné par l'incertitude sur l'étalonnage à cette énergie et pour un niveau de confiance de 95%.

Dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar, les points d'étalonnage associés à la source de ^{55}Fe et ^{109}Cd n'ont pas été pris en compte. Du fait du faible nombre de mesures et du biais sur la tension d'extraction, les mesures associées aux sources X induisent un biais sur l'étalonnage. Ce biais n'est pas visible pour l'étalonnage dans $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar absolu car il y a plus de points de mesure avec des faisceaux d'électrons dont l'énergie peut aller jusqu'à 21 keV.

Les équations de la droite de régression sont données ci-dessous, correspondant respectivement à l'étalonnage du mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar et He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar pour une tension sur la grille de 400 V et une tension sur l'anode de 800 V :

$$E_{ionisation}^{iC_4H_{10}+CHF_3} = 0,036142 * q_{ionisation} + 0,0626 \quad \text{Equation 5.7}$$

$$E_{ionisation}^{He+iC_4H_{10}} = 0,03082 * q_{ionisation} + 0,060 \quad \text{Equation 5.8}$$

L'anode micromegas utilisée dans la chambre de mesure présente les mêmes caractéristiques que celle utilisée dans la μ TPC. Cependant cet étalonnage ne peut être utilisé pour les données obtenues avec le détecteur μ TPC car les deux anodes ne sont pas rigoureusement identiques. Néanmoins, pour chaque étalonnage, la droite de régression passe par tous les points de mesure, en tenant compte de leurs incertitudes. Ainsi cette étape montre la linéarité de l'étalonnage jusqu'à 21 keV, avec l'électronique du détecteur μ TPC.

5.3.3 MESURE DU DEPOT DE CHARGES DES IONS : DETERMINATION DU QUENCHING EN

IONISATION

La correspondance entre la charge collectée $q_{\text{ionisation}}$ et l'énergie d'ionisation des particules $E_{\text{ionisation}}$ étant réalisée, la mesure de la charge déposée par des protons ou des alpha a été réalisée pour déterminer le facteur de *quenching* en ionisation des alpha dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar absolu et des protons dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 , à 50 mbar absolu. L'énergie des faisceaux d'ions utilisés pour les mesures varie de 5 keV à 45 keV.

Pour la mesure des facteurs de *quenching* en ionisation (IQF), les mêmes conditions expérimentales, que lors des mesures avec des faisceaux d'électrons, ont été utilisées. La source de ^{55}Fe a été placée à l'intérieur de l'enceinte de mesure contenant le mélange gazeux He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar absolu ou iC_4H_{10} + 50% CHF_3 , à 50 mbar absolu. Le gain choisi sur le préamplificateur est de 1/3. La source de ^{55}Fe sert encore de point de référence afin de prouver qu'il n'y a pas eu de dérive de l'amplification entre l'utilisation des faisceaux d'électrons et celle des faisceaux d'ions. Comme pour l'étalonnage de COMIMAC, une modification du canal correspondant au ^{55}Fe montrerait que les conditions expérimentales ne sont pas exactement les mêmes. Pour assurer la reproductibilité des mélanges gazeux et des tensions appliquées sur l'anode et sur la grille de l'appareil COMIMAC, l'ensemble du système est piloté par ordinateur.

Suite à une dégradation du système produisant le mélange gazeux iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar absolu, la mesure de l'IQF des protons n'a pu être effectuée qu'à une seule énergie, 15 keV. Les mesures ont repris en mai 2015 suite à la modification du système de régulation du gaz réalisée en mars 2015.

Comme pour les mesures avec les faisceaux d'électrons, le temps de montée du signal mesuré doit être inférieur à 1720 ns pour assurer un biais sur l'énergie inférieur à 5%, dû à la décroissance temporelle de l'électronique. Le parcours des ions étant plus court que celui des électrons de même énergie, cette limite ne nous a pas contraint sur l'énergie des ions.

La Figure 101 montre deux distributions de la charge collectée, $q_{\text{ionisation}}$, obtenue avec la chambre de mesure de COMIMAC pour des faisceaux d'ions.

Le graphe de gauche correspond à la distribution de $q_{\text{ionisation}}$ pour un faisceau de protons de 15 keV dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar (courbe noire). Pour produire un faisceau de protons, de l'air a été injecté dans la source. De ce fait, plusieurs types d'ions sont envoyés dans le détecteur. La distribution de $q_{\text{ionisation}}$ a été ajustée par plusieurs lois normales afin d'obtenir la courbe rouge :

- une de ces distributions gaussiennes, en tirets verts, correspond au dépôt de charge des protons ;
- l'autre pic, aux canaux les plus faibles, est dû aux ions lourds dont le dépôt d'énergie par ionisation est inférieur à celui des protons de même énergie, du fait du *quenching* en ionisation plus important pour les ions lourds. Ces ions lourds sont probablement des noyaux d'azote et d'oxygène.

Le graphe de droite montre la distribution obtenue dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar pour un faisceau d'alpha de 15 keV (courbe noire). Le gaz utilisé pour la source d'alpha est de l'hélium pur mais il contient des pollutions à base d'oxygène et de carbone, qui sont à l'origine de la production de protons ou d'ions lourds. De plus, le dégazage des tuyaux ou des microfuites au niveau de la vanne d'injection du gaz peuvent introduire d'autres molécules comme N_2 ou H_2O . Etant situées aux canaux les plus faibles, ces pollutions ne gênent pas la mesure c'est pourquoi aucun n'effort n'a encore été consacré à leur diminution. La distribution de $q_{\text{ionisation}}$, obtenue pour cette mesure, a également été ajustée par plusieurs lois normales (courbe rouge) :

- La distribution correspondant au dépôt de charge des alphas de 15 keV est celle en tirets verts ;
- à droite de la distribution des alphas (i.e. $q_{\text{ionisation}} > 400$ canaux ADC), un pic est visible et correspond à la distribution du dépôt de charge des protons de 15 keV dans ce mélange gazeux ;
- les pics aux canaux les plus bas (i.e. $q_{\text{ionisation}} < 250$ canaux ADC) sont dus aux ions lourds.

Comme pour l'étalonnage, la moyenne de la distribution gaussienne permet d'estimer la valeur de $q_{\text{ionisation}}$ associée à l'énergie déposée en ionisation par les ions.

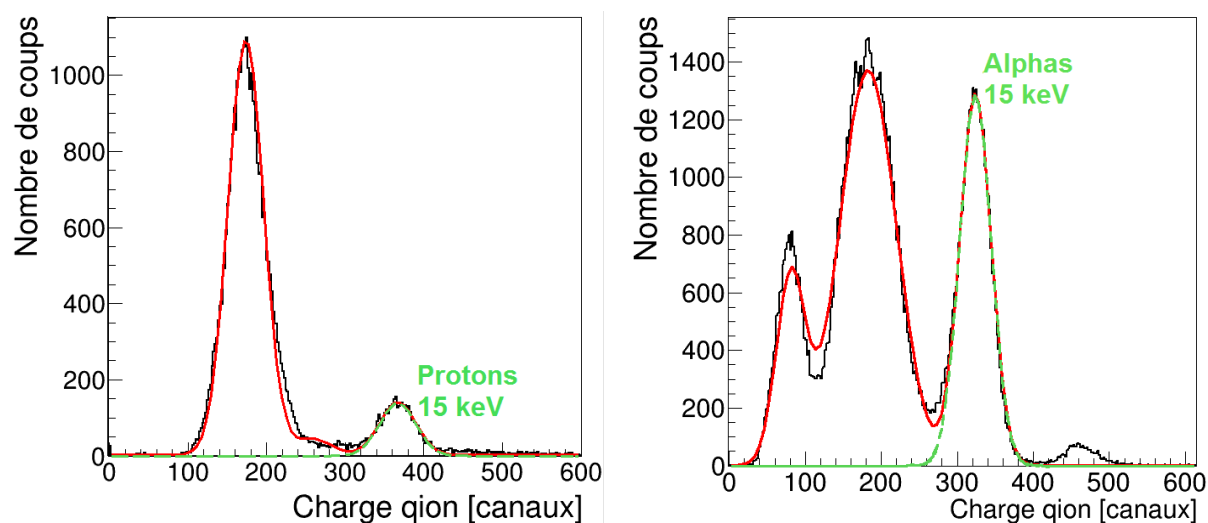


Figure 102. Distributions de la charge collectée obtenues avec la chambre de mesure de COMIMAC dans les mêmes configurations expérimentales que lors de l'étalonnage. A gauche la distribution est obtenue des protons de 15 keV produits par COMIMAC et émis dans le mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$, à 50 mbar absolu. A droite la distribution est obtenue avec des alphas de 15 keV produits par COMIMAC et émis dans le mélange $He + 5\% iC_4H_{10}$, à 350 mbar absolu.

Comme pour l'étalonnage, l'écart-type σ de la gaussienne, divisé par la racine carrée du nombre d'événements dans la distribution gaussienne, correspond à l'incertitude sur la valeur mesurée de $q_{\text{ionisation}}$. L'incertitude sur la tension d'extraction vaut aussi 0,005% de la tension de consigne.

La droite d'étalonnage, obtenue dans le paragraphe 5.3.2, permet de calculer l'énergie d'ionisation $E_{\text{ionisation}}^e$ à partir de la charge mesurée $q_{\text{ionisation}}$. Connaissant l'énergie cinétique des particules, E_c , le facteur de *quenching* en ionisation (IQF) peut être calculé à partir de l'équation 5.5. La Figure 103 montre l'IQF de l'alpha dans un mélange gazeux $He + 5\% iC_4H_{10}$ à 350 mbar absolu. Les points verts correspondent aux mesures, qui ont été effectuées à l'IRSN avec COMIMAC pour des énergies cinétiques allant de 5 keV à 45 keV. Ces valeurs sont comparées aux données obtenues par le LPSC avec leur ligne accélératrice, dédiée à la mesure des facteurs de *quenching* en ionisation (tirets et croix violettes) [82][83]. Le code de simulation SRIM a également été utilisé pour calculer le facteur de *quenching* des alphas dans ce gaz (courbe et triangles rouges).

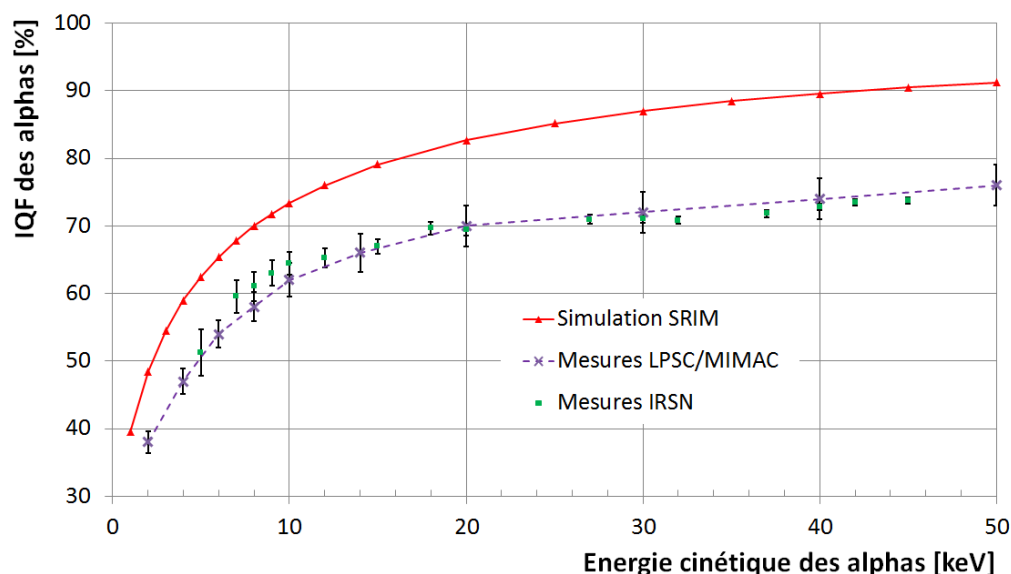


Figure 103. Facteur de quenching en ionisation (IQF) pour des alphas dans un mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar absolu.

Comme le montre la Figure 103, les mesures effectuées à l'IRSN sont en accord avec celles effectuées au LPSC. Deux méthodes de mesure différentes ont été utilisées, avec des opérateurs et des systèmes de détection différents, donc cela permet de valider les valeurs obtenues. Des tests effectués au LPSC avec un autre détecteur ont également montré que les mesures étaient indépendantes de la technologie utilisée pour mesurer la charge $q_{\text{ionisation}}$.

L'IQF calculé avec SRIM est surestimé entre 20% et 25% par rapport à l'IQF obtenu expérimentalement. Cependant SRIM n'est pas prévu pour faire ce genre de calcul. Mais ce code est le seul qui permet d'obtenir un résultat cohérent avec les données expérimentales (à ~20% près).

Les incertitudes sur nos mesures sont de l'ordre de 6%. Elles pourront être réduites à l'avenir, grâce à une caractérisation fine de l'électronique de mesure et des modules générant la tension d'extraction du faisceau. Ces données d'IQF ont permis de valider la réalisation des mesures d'IQF à l'IRSN avec la source d'ion COMIMAC et la chambre de mesure associée.

L'IQF mesuré pour un faisceau de protons de 15 keV, dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar absolu, a également été calculé, il est de $(88,8 \pm 2,2)\%$. Ce point (en vert) a été reporté sur la Figure 104 qui compare différents IQF pour des protons. Notons que cette valeur est similaire à celle obtenue pour des protons de 15 keV dans le mélange He + 5% iC_4H_{10} à 350 mbar absolu. D'après la définition de l'IQF (cf. Equation 5.5), si la variation de W_i ne dépend que de l'énergie de la particule et pas du mélange gazeux, l'IQF associé à une particule devrait être le même pour n'importe quel gaz. Cependant cette hypothèse sur l'indépendance de la variation de W_i reste à être vérifiée par la mesure.

Malgré l'incertitude relative de 5,6% pour notre mesure, l'IQF calculé avec SRIM, dans le même mélange gazeux, est en désaccord avec la mesure expérimentale. SRIM surestime l'IQF des protons de 7,6%, en relatif, par rapport à l'IQF expérimental. Cette mesure montre qu'une caractérisation expérimentale de ce facteur est nécessaire afin d'éviter un biais lors de la reconstruction de l'énergie cinétique des protons, si la simulation SRIM est utilisée pour le calcul de l'IQF.

Afin de valider notre mesure, un calcul d'IQF a été effectué selon l'équation 5.5 à partir des valeurs de W_i (cf. paragraphe 2.1.3.3) obtenues dans la littérature [48][49]. Aucune donnée n'existe pour les mélanges gazeux utilisés, mais des mesures de W_i pour des protons ont été effectuées par le PTB (i.e. Physikalisch-Technische Bundesanstalt) dans des gaz composés principalement de butane (i.e. C_4H_{10}). Comme le montre la Figure 104, l'IQF calculé à partir de W_i (pointillés bleus) est en meilleur accord avec celui mesuré dans le mélange iC_4H_{10} + 50% CHF_3 à 50 mbar qu'avec les simulations SRIM.

La différence avec la mesure pourrait venir du fait que les mélanges gazeux sont différents, dans ce cas cela invaliderait l'hypothèse sur l'indépendance de la variation de W_i avec le gaz.

Une autre différence pourrait venir du calcul de l'IQF avec W_i^{ion} (cf. Equation 5.5). Pour ce calcul, $W_i^{\text{électron}}$ est supposé égal à W_i^{proton} lorsque l'énergie cinétique des particules tend vers l'infini. Une différence sur W_i pour ces deux types de particules induirait un biais sur le calcul de l'IQF avec W_i par rapport à l'IQF mesuré.

Si un mélange à base de butane est utilisé, l'IQF donné par la simulation SRIM est quasiment inchangé. L'IQF calculé par SRIM est également surestimé pour les protons par rapport au calcul avec W_i . Au maximum, la simulation SRIM montre une différence de 11% avec l'IQF calculé à l'aide des valeurs de W_i , soit un écart relatif de 12,7%.

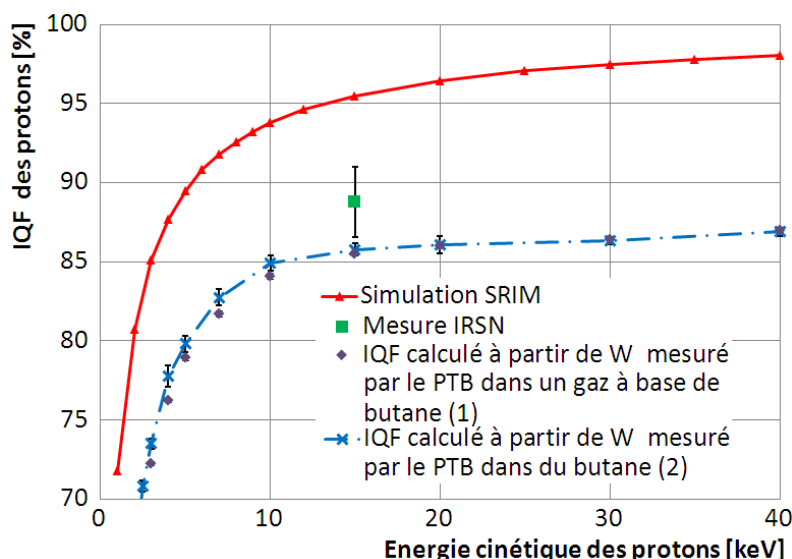


Figure 104. Facteur de quenching en ionisation (IQF) pour des protons. La simulation SRIM et la mesure de l'IRSN sont effectuées dans un mélange $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 50 mbar absolu. Les IQF issus de W_i concernent des gaz composés principalement de butane (i.e. C_4H_{10}).

Des dégradations du gaz ont été constatées après cette mesure (présence de pollutions), cela m'a empêché d'obtenir la valeur des IQF pour d'autres énergies de protons. D'autres mesures sont prévues pour mesurer l'IQF dans les mélanges gazeux utilisés par le détecteur μ TPC. Pour cela des changements du système de régulation du gaz ont été réalisées, notamment pour éviter tout problème de pollution du gaz. Les premiers tests effectués avec des sources X ont montré que les changements effectués ont résolu les problèmes de pollution.

Finalement, ces premières mesures d'IQF permettent de conclure que le dispositif COMIMAC fonctionne et donne des résultats cohérents pour les mesures d'IQF. Ce dispositif pourrait également servir à des applications en radiobiologie en estimant, dans des gaz équivalents tissus, la dépendance en énergie du facteur W_i pour les ions, proportionnel à l'inverse de l'IQF.

5.4 CARACTERISATION DES MELANGES GAZEUX

Lors d'une mesure, la stabilité en pression et en composition du mélange gazeux est essentielle pour s'assurer d'une mesure non-biaisée de l'énergie ou de la fluence des neutrons. Le LMDN a ainsi réalisé un système de régulation de gaz (cf. paragraphe 3.3.2) pour maîtriser la composition du mélange gazeux et effectuer un asservissement de la pression.

La composition des mélanges gazeux utilisés n'a pas pu être mesurée, car aucun laboratoire ne réalise l'analyse des mélanges gazeux utilisés dans le détecteur μ TPC, avec des mesures de taux de pollutions de quelques ppm. J'ai donc travaillé sur la répétabilité et la reproductibilité de la composition du mélange gazeux en étudiant le comportement des débitmètres de gaz et des capteurs de pression.

5.4.1 COMPOSITION DU GAZ

5.4.1.1 Incertitude sur la composition du gaz

Le mélange des gaz est réalisé à l'aide de plusieurs lignes de gaz équipées de débitmètres. Comme il s'agit d'une régulation en débit, la loi de répartition du débit sera une loi en U.

La quantité maximale de pollution est donnée pour chaque bouteille de gaz (i.e. quelques ppm), un filtre permet ensuite de réduire ces pollutions d'un facteur 10 environ. Cependant la quantité de pollutions étant très faible devant la quantité de gaz convertisseur, cette quantité a été négligée. Une loi uniforme pourrait être utilisée pour représenter la quantité de pollution dans le gaz.

Les débitmètres ont une incertitude fournie par le constructeur, présentée dans le tableau ci-dessous (Tableau 14). Aucune information n'est donnée concernant la mesure avec ces débitmètres, donc une loi uniforme est appliquée pour estimer l'incertitude type à partir de l'incertitude fournie par la société BRONKHORST, qui a fabriqué ces débitmètres. L'incertitude type, définie à partir de l'écart type, correspond à : $a / \sqrt{3}$ où a est la largeur de l'intervalle.

		Incertitude relative	Incertitude type relative
Débitmètres	N ₂ , H ₂ , CH ₄ , C ₄ H ₁₀ , He, Xe	$\pm 0,5 \%$ _{mesure} $\pm 0,1 \%$ _{gamme}	$\pm 0,29 \%$ _{mesure} $\pm 0,06 \%$ _{gamme}
	CHF ₃	$\pm 1 \%$ _{gamme}	$0,58 \%$ _{gamme}
Répétabilité		$0,2 \%$ _{mesure}	$\pm 0,12 \%$ _{mesure}
Stabilité de la régulation		$0,1 \%$ _{gamme}	$\pm 0,06 \%$ _{gamme}
Sensibilité à la pression		1% _{mesure} / MPa	$\pm 0,6 \%$ _{mesure} / MPa
Sensibilité à la température	N ₂ , H ₂ , CH ₄ , iC ₄ H ₁₀ , He et Xe	Zéro : $0,05 \%$ _{gamme} / K Mesure : $0,05 \%$ _{mesure} / K	Zéro : $\pm 0,03 \%$ _{gamme} / K Mesure : $\pm 0,03 \%$ _{mesure} / K
	CHF ₃	$0,1 \%$ _{gamme} / K	$\pm 0,06 \%$ _{gamme} / K
Temps de chauffe : 30 min (ou 2 min avec une Incertitude type de $\pm 1,15 \%$ _{gamme})			

Tableau 14 : Incertitudes et caractéristiques liées au type de débitmètres utilisés par le système de régulation.

Les incertitudes, présentées dans le tableau ci-dessus, sont uniquement basées sur le type de débitmètres utilisés. Il faut aussi prendre en compte les incertitudes engendrées par l'étalonnage de ces débitmètres.

L'étalonnage est effectué par la société BRONKHORST à l'aide d'un débit d'air de référence dont l'incertitude type est donnée à $\pm 0,3 \%$ _{mesure}. Une fois les débitmètres étalonnés, un facteur de conversion est appliqué pour convertir ce débit d'air en un débit correspondant au gaz souhaité. Ces coefficients, dépendant du gaz, sont disponibles grâce au logiciel FLUIDAT© de la société BRONKHORST et des conditions d'étalonnage, obtenues à partir des certificats d'étalonnage de chaque débitmètre. Ces coefficients impliquent d'autres facteurs d'incertitudes qu'il faut prendre en compte et qui sont estimés au maximum à 2% par rapport au facteur de conversion.

Les certificats d'étalonnage pour N₂ et CHF₃ permettent d'obtenir la déviation maximale observée à l'étalonnage et ainsi d'éliminer l'incertitude due au facteur de conversion.

Les conditions de ces étalonnages sont différentes des conditions dans lesquelles sont utilisés les débitmètres. Il faut donc prendre en compte l'influence de la pression et de la température sur la mesure des débitmètres, ce qui induira des incertitudes supplémentaires.

Le bilan des incertitudes dues à l'étalonnage des débitmètres est présenté dans le Tableau 15 ci-dessous. Aucune information supplémentaire n'étant donnée concernant ces incertitudes, une loi uniforme a donc été appliquée, comme dans le tableau précédent, pour calculer l'incertitude type.

		Gamme	Facteur de conversion (CF)	Incertitude de conversion	Incertitude relative	Incertitude type relative
Débit de référence		/	/	/	/	± 0,3 % _{mesure}
Gaz utilisés	N ₂	0 - 1 L _n /min	0,999	< 2 % _{mesure} / CF	< 2,00 % _{mesure}	± 1,15 % _{mesure}
			Déviation observée à l'étalonnage :		± 0,55 % _{mesure}	± 0,32 % _{mesure}
	CH ₄	0 - 30 NmL/min	1,28	< 2 % _{mesure} * CF	< 2,56 % _{mesure}	± 1,48 % _{mesure}
	iC ₄ H ₁₀	0 - 20 NmL/min	3,83		< 7,66 % _{mesure}	± 4,42 % _{mesure}
	H ₂	0 - 40 NmL/min	0,98	< 2 % _{mesure} / CF	< 2,04 % _{mesure}	± 1,18 % _{mesure}
	He	0 - 50 NmL/min	0,70		< 2,86 % _{mesure}	± 1,65 % _{mesure}
	Xe	0 - 22 NmL/min	0,75		< 2,67 % _{mesure}	± 1,54 % _{mesure}
	CHF ₃	0 - 20 NmL/min	Déviation observée à l'étalonnage :		± 0,4 % _{gamme}	± 0,23 % _{gamme}

Tableau 15 : Incertitudes liées à l'étalonnage des débitmètres.

Un des mélanges gazeux utilisé dans le détecteur μ TPC correspond à un mélange d'iC₄H₁₀ + 40% CHF₃ à 50 mbar et 293,15 K. Le mélange gazeux dans le détecteur doit être entièrement renouvelé toutes les 4 heures environ. Le volume du détecteur actuel étant de $14,3 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$, le débit minimum de gaz (en NmL/min) se calcule ainsi :

$$D = 14,3 \cdot 1000 * \frac{273,15}{293,15} * \frac{50}{1013,15} * \frac{1}{4 * 60} \approx 2,7 \text{ NmL/min.} \quad \text{Equation 6.1}$$

Le débit total de gaz a donc été fixé à 5 NmL/min soit 3 NmL/min d'iC₄H₁₀ et 2 NmL/min de CHF₃. Les incertitudes dues aux débitmètres et à leur étalonnage sont présentées dans le Tableau 16.

L'incertitude de plus de 4% sur le débit d'iC₄H₁₀ risque d'augmenter fortement l'incertitude sur la mesure de fluence car l'iC₄H₁₀ joue le rôle du convertisseur n-p. Cette incertitude est due à l'étalonnage et ne peut pas être réduite en changeant le débit. Pour limiter cette incertitude il faudrait obtenir une incertitude plus faible sur le facteur de conversion ou étalonner directement ce débitmètre avec l'iC₄H₁₀.

L'incertitude sur la mesure du débit de CHF₃ importe moins mais elle aura quand même un effet sur la quantité de noyaux d'hydrogène présents dans le mélange gazeux. Elle peut être réduite en augmentant le débit, car l'incertitude sur ce débitmètre vient principalement de sa gamme de mesure.

Une autre méthode permettant de réduire les incertitudes sur la composition du gaz consiste à fonctionner en statique ou en circuit fermé. Avec ce type de fonctionnement le remplissage de gaz peut se faire à l'aide de la mesure de la pression. La mesure en pression permet de diminuer les incertitudes à au moins 0,5% sur la composition d' iC_4H_{10} ou de CHF_3 , soit un ordre de grandeur inférieur à la mesure avec les débitmètres. Cependant avec cette méthode le gaz n'est pas renouvelé et les pollutions augmentent avec le temps, ce qui peut perturber la mesure.

La circulation du gaz en circuit fermé peut limiter ces pollutions si un filtre est utilisé, mais il faut alors vérifier que la composition du gaz n'est pas modifiée au cours du temps par ce filtre. Or actuellement aucun laboratoire n'est capable d'analyser les mélanges gazeux utilisés avec le détecteur μ TPC.

Gaz	Incertitude type due au débitmètre	Incertitude type due à l'étalonnage	Incertitude type totale du débit	Incertitude type du débit total
iC_4H_{10}	$\pm 0,71 \%$	$\pm 4,43 \%$	$\pm 4,49 \%$	$\pm 5,28 \%$
CHF_3	$\pm 5,84 \%$	$\pm 2,32 \%$	$\pm 6,28 \%$	

Tableau 16 : Bilan des incertitudes pour les lignes de C_4H_{10} et CHF_3 , pour un débit de 3 NmL/min d' iC_4H_{10} et 2 NmL/min de CHF_3 .

5.4.1.2 Répétabilité et reproductibilité du débit des gaz

Lors des expériences menées, le débit de chaque ligne de gaz a été mesuré dans différentes conditions afin de vérifier la stabilité de la régulation des débitmètres. Une partie de ces données, figurant dans le rapport intermédiaire remis au LNE en 2014 (réf. PRP-HOM/SDE/2014 - 08), sont présentées dans le graphique (a) (Figure 105). Le graphique (b) (Figure 105) montre l'écart-type du débitmètre dédié au CHF_3 en fonction du temps de mesure, lors des différentes expériences.

Les tolérances fournies par la société BRONKHORST sont de $\pm 0,02 \%_{\text{gamme}}$ pour la stabilité de régulation, soit $\pm 1,2$ NmL/min. Cette limite a été respectée lors de toutes les expériences exceptée pour l'expérience 5, dont l'écart-type vaut 1,4 NmL/min. Le dépassement de l'écart-type n'est pas dû au temps de chauffe car les débitmètres étaient utilisés depuis plus de 30 minutes lors de cette expérience. D'après le graphe (b), l'écart-type semble diminuer lorsque le temps de mesure s'allonge. Donc le dépassement de la limite donnée par la société BRONKHORST semble dû à un temps de mesure trop court qui ne laisse pas le temps à la régulation de s'effectuer correctement.

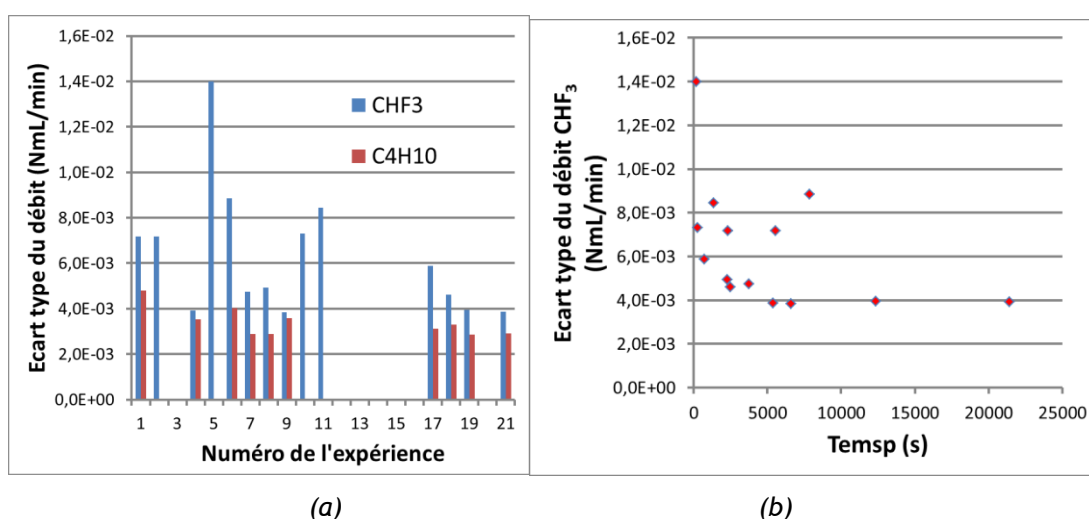


Figure 105 : Ecart-type du débit mesuré lors de différentes expériences de répétabilité (a). Ecart-type du débit de CHF_3 en fonction de la durée des différentes expériences (b).

Les débitmètres ont été réétalonnés en 2015 afin d'augmenter leur gamme de fonctionnement de 0-20 NmL.min⁻¹ à 0-200 NmL.min⁻¹. L'acquisition de données lors des futures expériences est prévue afin d'enrichir cette étude sur la répétabilité et la reproductibilité du mélange gazeux, réalisée grâce à ces débitmètres réétalonnés.

Une étude est également menée afin de remplacer le CHF₃ par un gaz ne contenant pas de fluor, mais qui pourrait tout aussi bien ralentir les électrons, ceci pour des raisons environnementales.

Au final, la répétabilité et la reproductibilité de la composition des mélange gazeux semblent garanties par les débitmètres, qui assure un écart-type relatif de $\sim 10^{-4}$ en ce qui concerne le débit de chaque gaz.

Le taux de pollutions des gaz reste à être estimé pour valider la répétabilité et cette reproductibilité du mélange gazeux. Cependant une augmentation du taux de pollutions du gaz induit une diminution de la charge collectée. Si un tel décalage se produit, la mesure lors de l'étalonnage avec les rayons X, dont l'énergie est connue, permet de le détecter et ainsi de conclure sur la validité des mesures.

5.4.2 PRESSION DU MELANGE GAZEUX

L'incertitude sur la mesure de la fluence est directement reliée à l'incertitude sur la pression. La pression intervient en effet dans le calcul du nombre de noyaux cibles N_c (cf. Equation 3.7). L'incertitude sur la mesure de pression doit donc être maîtrisée. La répétabilité et la reproductibilité des mesures de pression sont aussi à prendre en compte dans l'estimation de cette incertitude. La régulation en pression a donc été testée avec l'enceinte gazeuse dédiée, SYTELI (cf. paragraphe 3.3.2), placée à proximité du système de régulation ou dans la zone d'irradiation.

5.4.2.1 Incertitude sur la pression

Le capteur de pression utilisé initialement possède une étendue de mesure entre 0 mbar absolu et 1300 mbar absolu avec une incertitude de mesure de $\pm 0,2\%$ de l'échelle de mesure. N'ayant aucune autre information sur cette incertitude de mesure, une loi uniforme a été appliquée pour calculer l'incertitude type de $\pm 0,12\%$ ($\pm 1,56$ mbar) due au capteur.

L'acquisition du signal provenant du capteur de pression est effectuée sur 11 bits donc la précision due à l'acquisition correspond à l'étendue de mesure divisée par 2^{11} . Une loi uniforme est également utilisée pour calculer l'incertitude type due à cette acquisition (i.e. dans notre cas : $1300/(1,732 \cdot 2^{11}) = 0,4$ mbar).

Ainsi l'incertitude sur la mesure en pression, due au matériel, correspond à $\pm 1,6$ mbar (cf. Tableau 17). Lorsque la stabilité du capteur de pression est prise en compte, l'incertitude totale sur la mesure de pression augmente à $\pm 2,2$ mbar. L'incertitude due à l'influence de la température et de la tension d'alimentation n'est pas explicitée avec suffisamment de détails dans la documentation technique du capteur, c'est pourquoi elle n'a pas été prise en compte.

La régulation du mélange gazeux est asservie par la mesure de la pression. Une loi en U est donc utilisée pour représenter la fonction de répartition de l'incertitude sur la pression, dont l'incertitude type vaut $\pm 2,2$ mbar.

Echelle de mesure réglée (EMR)	Echelle maximum (EMAX)	Eléments pour la mesure de pression	Incertitude type relative en % de l'EMR	Incertitude type en mbar absolu	Incertitude matériel totale sur la pression
0 - 1300 mbar absolu	0 - 5 mbar absolu	Capteur de pression (FKA 03)	$\pm 0,2/1,732$ $= \pm 0,12$	$\pm 1,56$	$\pm 1,6$ mbar absolu
	/	Carte d'acquisition	$\pm 0,03$	$\pm 0,4$	

Tableau 17 : Calcul de l'incertitude sur la pression dans la gamme 0-1300 mbar absolu.

	Stabilité (incertitude relative)	Influence de la température (incertitude relative)		Influence de la tension d'alimentation (incertitude relative)
Capteur de pression (FKA)	$\pm 0,2$ % de l'EMR	Zéro : $\pm (0,125 + 0,1*(EMAX/EMR))$ % EMR / 28°C	Mesure : $\pm (0,15 + 0,1*(EMAX/EMR))$ % EMR / 28°C	$\pm 0,025$ % EMR / 10V

Tableau 18 : Caractéristiques du capteur de pression Fuji Electric de type FKA.

5.4.2.2 Amélioration de la précision des mesures de pression

Pour réduire l'incertitude sur la mesure de pression, il a été décidé de réduire la gamme du capteur de pression pour des mesures à 50 mbar absolu.

Un nouveau capteur de pression a été étalonné pour une gamme allant de 0 mbar absolu à 100 mbar absolu. Ce capteur de type FKA est le plus précis existant dans la gamme de mesure demandée. La diminution de la gamme a également permis de limiter l'incertitude de l'échantillonnage de la mesure de pression par l'automate.

Les incertitudes ont donc été recalculées dans le Tableau 19 ci-dessous. La réduction de la gamme de 92,3 % a permis de réduire d'autant l'incertitude type sur la mesure de pression, qui ne représente plus que 0,34 % de la pression, pour une pression de 50 mbar absolu.

Echelle de mesure réglée (EMR)	Echelle maximum (URL)	Eléments pour la mesure de pression	Incertitude type relative en % de l'EMR	Incertitude type en mbar absolu	Incertitude totale sur la pression
0 - 100 mbar absolu	0 - 160 mbar absolu	Capteur de pression (FKA 01)	$\pm 0,12$	$\pm 0,12$	$\pm 0,17$ mbar
		Stabilité	$\pm 0,12$	$\pm 0,12$	
	/	Echantillonnage de la mesure	$\pm 0,03$	$\pm 0,03$	

Tableau 19 : Calcul de l'incertitude pour la mesure de pression dans la gamme 0-100 mbar absolu.

L'utilisation de ce nouveau capteur de pression n'a pas perturbé la régulation en pression donc les paramètres du régulateur PID (i.e. l'automate de régulation) n'ont pas été modifiés. La Figure 106 montre une des mesures de pression effectuée, avec les barres d'incertitudes associées, en fonction du temps pour une régulation effectuée à 50 mbar absolu avec ce capteur.

Le régulateur étant asservi par le capteur de pression, l'évaluation de la répétabilité de la mesure de pression ne peut être effectuée. L'estimation de la répétabilité ne peut pas non plus être effectuée en arrêtant la régulation, car le dégazage des parois et le taux de fuite du système perturbent la mesure en faisant augmenter la pression.

Cependant la stabilité de la pression a quand même été évaluée en utilisant l'écart type moyen de la mesure de pression, lors d'une régulation en pression. Cet écart-type vaut 0,07 % de la consigne, pour une régulation à 50 mbar. Cette valeur étant plus de trois fois inférieure à l'incertitude sur la mesure de pression, la stabilité de la pression semble garantie.

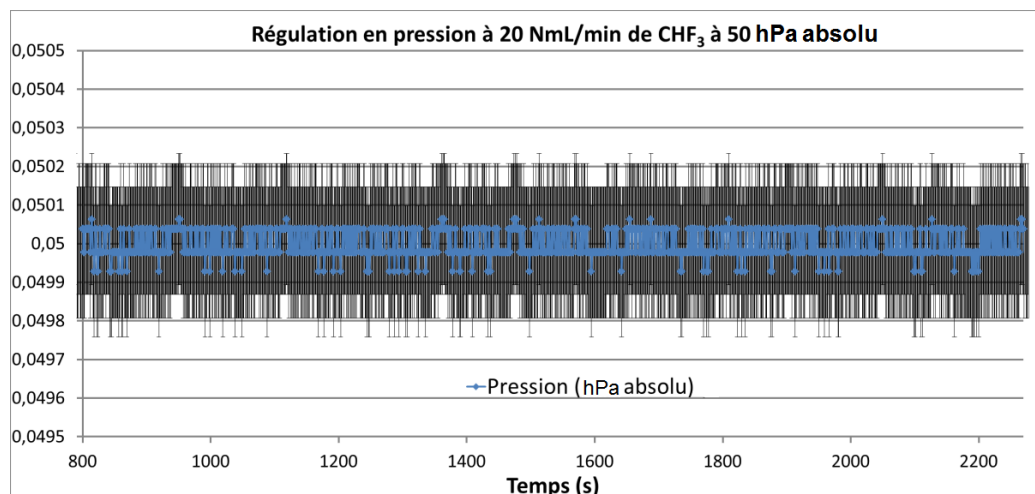


Figure 106 : Régulation de la pression à 50 mbar absolu avec un débit de $20 \text{ NmL} \cdot \text{min}^{-1}$ de CHF_3 . Le capteur de pression est réglé sur la gamme 0 mbar absolu à 100 mbar absolu.

5.4.3 TEMPERATURE DU MELANGE GAZEUX

Une régulation de la température est effectuée dans le hall expérimental de l'installation AMANDE avec $T = 20^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$. Cette régulation contraint la température du mélange gazeux qui peut être représentée par une loi en U avec une incertitude type de 2°C .

Cependant, la nouvelle enceinte a été équipée d'une sonde PT100 afin de mesurer la température et son incertitude associée. Des problèmes de fonctionnement avec cette sonde n'ont pas encore permis de réaliser des mesures. En considérant que la variation de température du hall a très peu d'influence sur la température du gaz, la loi de répartition de T, mesurée par la sonde PT100, sera probablement une gaussienne centrée autour de $T = 20^\circ\text{C}$.

6. INCERTITUDES DE MESURES

6.1 LA DEMARCHE INCERTITUDE

L'objectif de cette démarche incertitude est de réaliser un calcul rigoureux de l'incertitude associée aux grandeurs d'intérêt. Elle se résume en quatre étapes :

- la définition du mesurande (grandeur et quantité d'intérêt),
- la définition du modèle et des variables d'influence permettant d'évaluer le mesurande,
- la propagation des incertitudes,
- l'expression finale du résultat.

La mise en place de cette démarche a donné lieu à plusieurs réunions avec Eric CHOJNACKI (IRSN/LIMAR) et Nicolas FISCHER (LNE). Les mesurandes ont déjà été définis au paragraphe 2.1.1. et les modèles directe et inverse ont été décrits dans le chapitre 4.

Pour l'énergie moyenne ou la fluence intégrale, le calcul d'incertitude peut se faire via la méthode classique, donnée dans le GUM (i.e. Guide pour l'expression de l'incertitude de Mesure) [84], de propagation de l'incertitude respectivement à partir des équations 3.3 et 3.7.

En toute rigueur, la grandeur d'intérêt est la distribution en énergie de la fluence. L'estimation des incertitudes pour cette distribution n'est pas trivial et nécessiterait un calcul monte carlo suivant la méthode donnée dans le supplément 1 du GUM. Pour réaliser ce calcul d'incertitude, il faut connaître la distribution des variables d'influence. Ensuite, des tirages aléatoires de ces variables sont effectués afin de reconstruire l'énergie neutron via le modèle inverse. La distribution de l'énergie neutron reconstruite après chaque tirage aléatoire permet d'estimer une incertitude. On se limitera dans ce travail à la méthode classique d'estimation de l'incertitude sur l'énergie et la fluence donnée dans le GUM.

Toutes les variables d'influence, intervenant dans le modèle, sont ainsi décrites avec leur distribution et la propagation des incertitudes est réalisée.

6.2 INCERTITUDES SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ENERGIE DES NEUTRONS

6.2.1 LES VARIABLES D'INFLUENCE

Après la description au chapitre 4 de la reconstruction de l'angle de diffusion θ_{nr} , et au chapitre 5 de la reconstruction de l'énergie des noyaux de recul, l'équation 3.6 (cf. paragraphe 3.3.1) permettant de reconstruire l'énergie des neutrons s'écrit ainsi pour des protons de recul :

$$E_N = E_r * \frac{1}{\cos^2(\theta_{nr})}$$

$$E_N = \frac{b_1 * q_{ion} + b_0}{Q} * \frac{(R_x^2 + R_y^2 + R_z^2) * ((X_r - X_s)^2 + (Y_r - Y_s)^2 + (Z_r - Z_s)^2)}{(R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s))}$$

Equation 6.2

Pour rappel,

(X_s, Y_s, Z_s) est la position de la source de neutrons,

(X_r, Y_r, Z_r) est la position d'interaction entre le neutron et le noyau de recul,

(R_x, R_y, R_z) est le vecteur directeur représentant la direction d'émission des noyaux de recul,

q_{ion} est la charge d'ionisation collectée sur la grille de l'anode micromegas,

(b_1, b_0) sont les coefficients d'étalonnage,
 Q est le facteur de *quenching* en ionisation.

6.2.1.1 Estimation de l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{nr})$

La reconstruction de $\cos^2(\theta_{nr})$ est effectuée à partir de l'estimation de l'incidence des neutrons et de la direction d'émission des noyaux de recul.

Pour la reconstruction de la direction incidente des neutrons, il faut connaître (X_s, Y_s, Z_s) et (X_r, Y_r, Z_r) :

1. Les coordonnées X_s et Y_s de la source de neutrons sont repérées par rapport au centre de la face avant du détecteur. Des repères, gravés sur le détecteur, permettent de centrer le système à l'aide de lasers. La position Z_s de la source de neutrons est estimée à partir de la distance entre la face avant et la source, mesurée à l'aide d'un laser étalonné au LNE, et de la distance entre l'anode et la face avant, indiquée dans les plans TQC de l'enceinte de mesure. Les lasers disponibles sur l'installation AMANDE, utilisée pour nos mesures (cf. chapitre 7), permettent d'obtenir une précision pour cet alignement de l'ordre de ± 2 mm (cf. Tableau 20).
2. La reconstruction de la position de la trace (X_r, Y_r, Z_r) a été caractérisée dans le chapitre 4 grâce à la simulation de la réponse du détecteur. La résolution spatiale dépend de la longueur des traces. Les incertitudes sur (X_r, Y_r, Z_r) ont donc été majorées à 200 μm à partir de la résolution spatiale obtenue par simulation (cf. Tableau 20).
 (X_r, Y_r, Z_r) est estimé à partir du nuage de pixels en coordonnées spatiales. L'estimation de $(u_{X_r}, u_{Y_r}, u_{Z_r})$ ne prend pas en compte l'incertitude sur Δd , intervenant dans la conversion du nuage de pixels en coordonnées spatiales, car elle a été considérée comme négligeable.

Pour la reconstruction de la direction d'émission des noyaux de recul (R_x, R_y, R_z) , l'algorithme de minimisation fournit une incertitude $(u_{R_x}, u_{R_y}, u_{R_z})$. Cette incertitude provient de l'ajustement par une droite du nuage de pixels, en coordonnées spatiales.

$(u_{R_x}, u_{R_y}, u_{R_z})$ prend également en compte les incertitudes sur les coordonnées spatiales du nuage, obtenu initialement en numéro de pixel (n_{xi}, n_{yj}) et numéro d'échantillon temporel $n_{\Delta t}$. Elles viennent de l'incertitude sur les variables Δd , Δt et V_d utilisées pour de la conversion en coordonnées spatiales du nuage de pixels (cf. paragraphe 4.2) :

- L'espacement entre les pixels Δd a été caractérisé en se basant sur des photos au microscope de l'anode micromegas (cf. Figure 61), l'incertitude a été fixée à 10 μm .
- N'ayant réalisé aucune caractérisation de la période d'échantillonnage Δt , l'incertitude sur cette grandeur a été fixée arbitrairement à 0,1 ns.
- La vitesse de dérive V_d est simulée à l'aide du code MAGBOLTZ. Ce code fournit également l'incertitude statistique sur le calcul de la vitesse de dérive. Dans toutes les configurations utilisées, la vitesse de dérive présente une incertitude u_{V_d} inférieure à 1%. Elle a donc été fixée à 1% pour toutes les mesures.

Pour ce calcul, u_{V_d} tient compte également de l'incertitude sur les tensions (donnée d'entrée du code), qui influent sur la vitesse de dérive des électrons. L'incertitude sur les tensions est fournie par le fabricant des modules haute tension : $\pm (0,05\% V_{\text{out}} + 0,02\% V_{\text{out max}} + 1 \text{ digit})$. Dans le cas des modules utilisés pour la tension de dérive, la tension maximum des modules est de 6 kV et l'affichage (digit) est en Volt. Dans le cas d'une tension à la cathode de 3500 V et d'une tension à l'anode de 400 V, on aura une tension de dérive de $3100 \pm 4,6$ V. Dans un mélange $i\text{C}_4\text{H}_{10} + 40\% \text{CHF}_3$ à 50 mbar, cette incertitude induit une incertitude de $0,4 \text{ V.cm}^{-1}$ sur le champ électrique de dérive et conduit à une incertitude relative maximum de 0,35% sur la vitesse de dérive. En prenant en compte l'incertitude statistique donnée par MAGBOLTZ pour le calcul de la vitesse de dérive (i.e. 0,27%), l'incertitude finale est de 0,44% pour la vitesse de dérive.

Les variables Δd , Δt et V_d ne sont pas considérées comme des variables d'influence car elles n'apparaissent pas dans le calcul de E_n (cf. Equation 6.2). Elles ne figurent donc pas dans le Tableau 20.

6.2.1.2 Estimation de l'incertitude sur E_r

La caractérisation expérimentale du détecteur (chapitre 5) a permis de déterminer les incertitudes sur $q_{\text{ionisation}}$, b_1 , b_0 , et Q , liés à la mesure de l'énergie des noyaux de recul :

- L'incertitude sur la mesure de $q_{\text{ionisation}}$ est due à l'électronique ($< 5\%$).
- L'incertitude sur b_1 et b_0 dépend du nombre points de mesure lors de l'étalonnage ($\sim 5\%$).
- L'incertitude sur Q provient soit de la simulation (i.e. entre 8% et 25%) soit de la mesure en énergie (i.e. $\sim 5\%$).

Les incertitudes liées à ces facteurs conduisent à une incertitude sur l'énergie des noyaux de recul de plus de 5%, ce qui est bien supérieur à d'autres systèmes de détection et donc pas acceptable pour un instrument primaire. Des solutions ont déjà été proposées dans le chapitre 5 pour réduire ces incertitudes de mesure à quelques pourcents :

- l'utilisation d'une nouvelle source X,
- une correction de la décroissance de l'électronique de mesure,
- la mesure des facteurs de *quenching* en ionisation.

6.2.1.3 Récapitulatif des variables d'influence

La caractérisation par simulation (cf. chapitre 4) et la caractérisation expérimentale (cf. chapitre 5) du détecteur ont permis de lister dans le Tableau 20 les différentes variables d'influence nécessaire à la propagation de l'incertitude sur l'énergie des neutrons.

Pour améliorer le calcul d'incertitude, une méthode monte carlo est envisagée dans la suite du projet. Ainsi d'autres variables devront être prises en compte car :

- (R_x, R_y, R_z) dépend de Δd , Δt et V_d ,
- (X_r, Y_r, Z_r) dépend de Δd ,
- V_d dépend du mélange gazeux et des tensions,
- le facteur de *quenching* Q dépend a priori du gaz.

Une partie des variables du modèle est visible sur la Figure 78, représentant le couplage entre le modèle direct et inverse. Ainsi la description de ces variables en termes de loi de distribution permet le tirage aléatoire d'une valeur afin de réaliser le calcul d'incertitude sur l'énergie des neutrons par méthode Monte Carlo.

Si l'influence du mélange gazeux s'avère négligeable pour la vitesse de dérive et pour le facteur de *quenching*, V_d et Q pourront intervenir directement comme variables d'influence au lieu d'être considérés comme des variables intermédiaires.

Variables	Description	Distributions	Incertitude type	Référence
(R_x, R_y, R_z)	Vecteur directeur des noyaux de recul	Loi normale	$(u_{R_x}, u_{R_y}, u_{R_z})$, donnés par l'algorithme	Paragraphe 4.2.2.2
(X_s, Y_s, Z_s)	Position de la source de neutrons par rapport à l'anode	Loi normale	$u_{X_s} = 0,2 \text{ cm}$ $u_{Y_s} = 0,2 \text{ cm}$ $u_{Z_s} = 0,2 \text{ cm}$	Paragraphe 4.2.2.3
(X_r, Y_r, Z_r)	Position de la trace par rapport à l'anode	Loi normale	$u_{X_r} < 200 \text{ } \mu\text{m}$ $u_{Y_r} < 200 \text{ } \mu\text{m}$ $u_{Z_r} = 8,85 \text{ cm}$	Paragraphe 4.4.3.2
q_{ion}	Charge totale collectée	Uniforme	$< 5\%$ pour $t_m < 1720 \text{ ns}$	Paragraphe 5.1
b_0, b_1	Constantes d'étalonnage pour la charge collectée	Loi normale	$u_{b_0} < 0,5 \text{ canaux}$ $u_{b_1} < 1\% \text{ de } b_1$	Paragraphe 5.2
Q	Facteur de quenching en ionisation	Loi normale	$u_{\text{IQF}}^{\text{mesure}} \sim 5\%$ $u_{\text{IQF}}^{\text{SRIM}} = 12,7\%$	Paragraphe 5.3

Tableau 20. Liste des variables d'influence pour la mesure de l'énergie des neutrons.

6.2.2 LA PROPAGATION DES INCERTITUDES

Pour calculer les incertitudes sur l'énergie des neutrons, E_n , l'équation 6.1 a été dérivée par rapport à chacune de ses variables X_i et la formule de propagation de l'incertitude (cf. Equation 6.2) a été utilisée :

$$u_{E_n}^2 = \sum_i \left(\frac{\partial E_n}{\partial X_i} \right)^2 u_{X_i}^2 \quad \text{Equation 6.3}$$

$$\left(\frac{u_{E_n}}{E_n} \right)^2 = \left(\frac{u_{E_p}}{E_p} \right)^2 + 4 \left(\frac{u_{\cos(\theta)}}{\cos(\theta)} \right)^2 \quad \text{Equation 6.4}$$

Equation 6.5

$$\begin{aligned}
\left(\frac{u_{En}}{E_n}\right)^2 = & \left(\frac{1}{b_1 q_{ion} + b_0}\right)^2 [q_{ion}^2 u_{b_1}^2 + b_1^2 u_{q_{ion}}^2 + u_{b_0}^2 + 2q_{ion} cov(b_0, b_1)] + \left(\frac{u_Q}{Q}\right)^2 \\
& + 4 \left[\left(\frac{X_r - X_s}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{R_x}{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2} \right)^2 u_{R_x}^2 \right. \\
& + \left(\frac{Y_r - Y_s}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \\
& \left. - \frac{R_y}{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2} \right)^2 u_{R_y}^2 \\
& + \left(\frac{Z_r - Z_s}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \\
& \left. - \frac{R_z}{R_x^2 + R_y^2 + R_z^2} \right)^2 u_{R_z}^2 \\
& + \left(\frac{R_x}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \\
& \left. - \frac{X_r - X_s}{(X_r - X_s)^2 + (Y_r - Y_s)^2 + (Z_r - Z_s)^2} \right)^2 * (u_{X_r}^2 + u_{X_s}^2) \\
& + \left(\frac{R_y}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \\
& \left. - \frac{Y_r - Y_s}{(X_r - X_s)^2 + (Y_r - Y_s)^2 + (Z_r - Z_s)^2} \right)^2 * (u_{Y_r}^2 + u_{Y_s}^2) \\
& + \left(\frac{R_z}{R_x(X_r - X_s) + R_y(Y_r - Y_s) + R_z(Z_r - Z_s)} \right. \\
& \left. - \frac{Z_r - Z_s}{(X_r - X_s)^2 + (Y_r - Y_s)^2 + (Z_r - Z_s)^2} \right)^2 * (u_{Z_r}^2 + u_{Z_s}^2) \Big]
\end{aligned}$$

Pour ce calcul, les variables sont supposées indépendantes les unes des autres sauf pour b_0 et b_1 dont la covariance été prise en compte. Une manière d'améliorer ce calcul serait de prendre en compte la dépendance entre Q et $E_{ionisation}$, ou entre R_x , R_y et R_z . Les autres variables sont indépendantes.

6.2.3 EXPRESSION DU RESULTAT

Seule la position de la source de neutrons reste inchangée. Ainsi cette équation permet d'estimer l'incertitude sur l'énergie des neutrons associée à chaque évènement. L'ensemble des évènements nous donne une distribution de l'incertitude pour la reconstruction de l'énergie des neutrons.

Pour la reconstruction de l'angle de diffusion, la Figure 107 présente la distribution de l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{nr})$ (pointillés bleus) obtenue à partir de l'équation 6.5 et grâce au couplage entre les modèles direct et inverse. Les graphes (a) et (b) présente respectivement l'incertitude obtenue par simulation avec des neutrons de 27 keV et 144 keV. Les évènements sélectionnés pour ces graphes ont un angle de diffusion θ_{np} reconstruit inférieur à 23° comme défini dans les chapitres 4 et 7.

Dans les deux cas, le résultat est mis en doute du fait de l'obtention d'une très faible incertitude. Pour vérifier la cohérence des résultats, la distribution de l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{nr})$ a été comparée à l'écart relatif entre $\cos^2(\theta_{nr}^{simu})$, reconstruit par le modèle inverse, et $\cos^2(\theta_{nr}^{MCNP})$, la valeur exacte

donnée par la simulation MCNP. L'écart relatif caractérise aussi la résolution angulaire du détecteur. S'agissant de protons de recul, θ_{nr} sera noté θ_{np} .

L'écart relatif est représenté par la courbe rouge sur la Figure 107. L'écart-type de la distribution de l'écart est de 4,96% ou 3,5% à respectivement 27 keV ou 144 keV alors que celui de la distribution de l'incertitude est de 0,073% ou 0,0039% à respectivement 27 keV ou 144 keV. Cela tend à confirmer que l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{nr})$ est sous-estimée avec la méthode actuelle. La sous-estimation peut venir de (u_{Rx} , u_{Ry} , u_{Rz}) qui n'est pas complètement maîtrisé du fait de l'utilisation d'un algorithme de minimisation, implémenté dans le logiciel ROOT [70].

Une incertitude de 5%, basée sur la résolution angulaire (l'écart relatif), a donc été considérée pour $\cos^2(\theta_{nr})$.

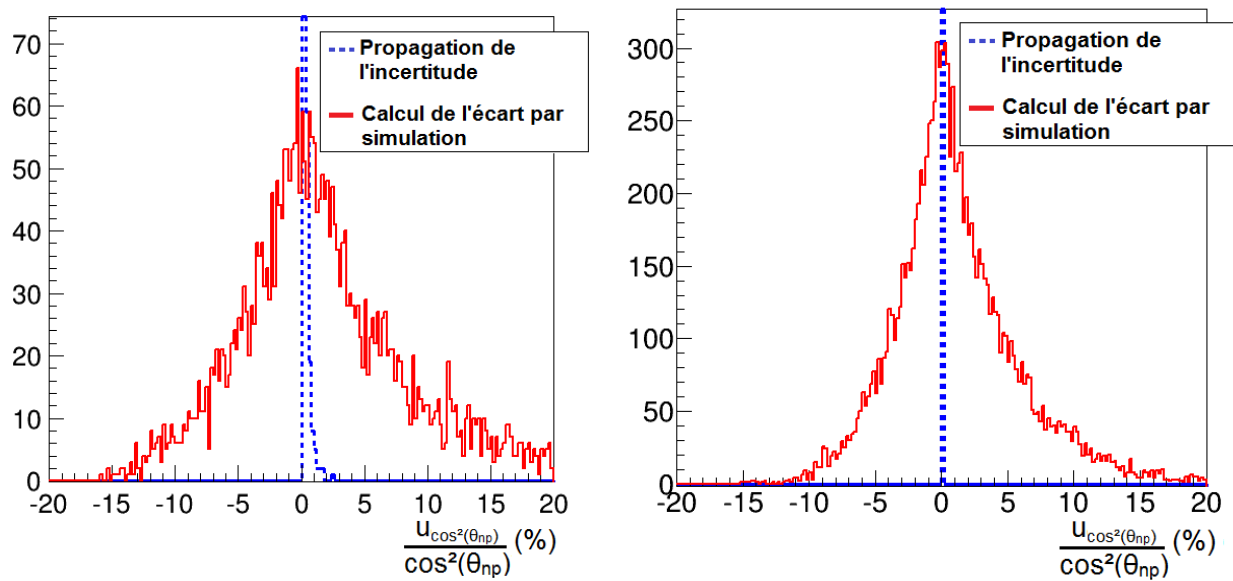


Figure 107. Distribution de l'incertitude sur $\cos^2(\theta_{np})$, obtenue par simulation via l'ajustement du nuage de pixels ou via l'écart entre l'angle θ_{np}^{simu} et θ_{np}^{MCNP} , à 27 keV (à gauche) ou 144 keV (à droite).

L'incertitude sur l'énergie des noyaux de recul dépend de celles sur l'énergie d'ionisation $E_{ionisation}$ et sur le facteur de *quenching* Q .

Le facteur de *quenching* n'ayant pas encore été mesuré à toutes les énergies pour des protons, une incertitude de 12,7% a été utilisée pour Q du fait du biais observé entre la simulation SRIM, l'IQF calculé à partir de W et la mesure de l'IQF à 15 keV.

L'incertitude sur l'énergie d'ionisation $u_{E_{ion}}$ dépend de l'étalonnage (u_{b0} et u_{b1}) et de la décroissance de l'électronique (u_{qion}). En considérant une incertitude constante de 5% pour u_{qion} , la Figure 108 représente l'incertitude $u_{E_{ion}}$ en fonction de l'énergie d'ionisation pour un étalonnage permettant de mesurer des ions jusqu'à $E_{ion} = 150$ keV. Cette incertitude est quasiment constante à 6,4% pour $E_{ionisation}$ supérieur à 30 keV.

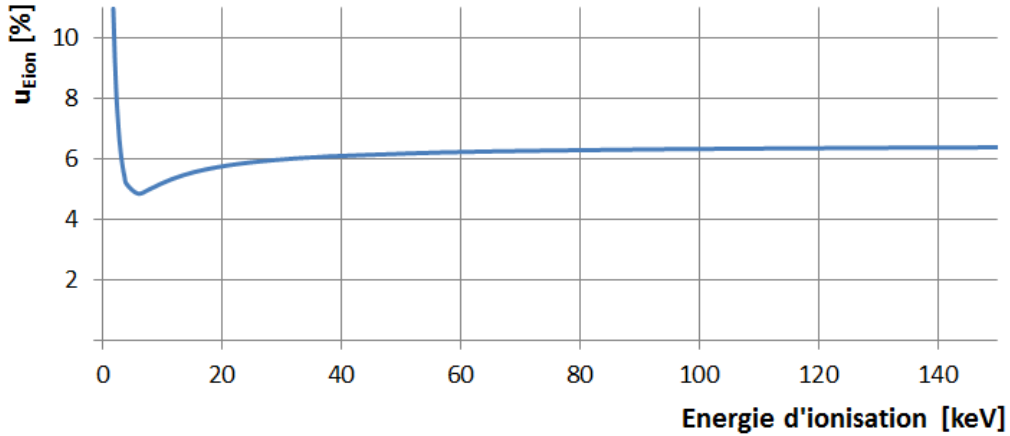


Figure 108. Incertitude sur l'énergie d'ionisation pour un étalonnage permettant de mesurer des ions jusqu'à 150 keV et avec $u_{qion}/q_{ion}=5\%$.

En considérant une incertitude de 7% sur $E_{ionisation}$, 13% sur Q et 5% sur $\cos^2(\theta_{nr})$, l'incertitude sur l'énergie des neutrons u_{En} est de 16%. Cette incertitude est surestimée du fait de la surestimation de u_{qion} , u_Q et $u_{\cos^2(\theta_{nr})}$.

Pour diminuer u_{En} plusieurs solutions sont envisagées :

- L'incertitude sur u_Q contribue pour 70% de l'incertitude sur l'énergie des neutrons, les mesures de facteurs de quenching réduiront u_Q/Q à quelques pourcents et permettront donc de réduire considérablement l'incertitude sur l'énergie des neutrons.
- Une réduction de la décroissance de l'électronique ou une correction de cette décroissance permettra de réduire l'incertitude sur q_{ion} à quelques pourcents.
- La mise en place d'une méthode monte carlo pour le calcul d'incertitude permettra de distinguer la résolution angulaire de l'incertitude $u_{\cos^2(\theta_{nr})}$. Cette distinction devrait réduire $u_{\cos^2(\theta_{nr})}$ car la résolution est un majorant de cette incertitude.

6.3 INCERTITUDES SUR LA RECONSTRUCTION DE LA FLUENCE INTEGRALE

6.3.1 LES VARIABLES D'INFLUENCE

Pour le calcul de la fluence, le nombre de noyaux cibles par unité de volume, N_c , est calculé à partir des masses volumique et molaire de chaque gaz. Pour un mélange gazeux à base de iC_4H_{10} et CHF_3 , l'expression 3.10 (cf. paragraphe 3.3.1) de la fluence devient :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{N_R * T * P_S}{k * \sigma^{elas} * L_X * L_Y * L_Z * T_S * P * N_a * \left(10 \frac{x_{C_4H_{10}} * \rho_{C_4H_{10}}}{M_{C_4H_{10}}} + \frac{x_{CHF_3} * \rho_{CHF_3}}{M_{CHF_3}} \right)} \quad \text{Equation 6.6}$$

Où,

P_S et T_S sont la pression et la température standard (i.e. 1013,5 mbar absolu et 273,15 K respectivement),

P et T sont la pression et la température du mélange (en [mbar absolu] et en [K] respectivement),

N_a est le nombre d'Avogadro (i.e. $6,02 \cdot 10^{24} \text{ mol}^{-1}$),

x_i , ρ_i et M_i sont respectivement la composition, la masse volumique [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$], et la masse molaire [$\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$] du gaz i .

6.3.1.1 La composition du gaz

La proportion de chaque gaz $x_{C_4H_{10}}$ et x_{CHF_3} est donnée par le débit de chaque gaz :

$$x_{C_4H_{10}} = \frac{D_{C_4H_{10}}}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \text{ et } x_{CHF_3} = \frac{D_{CHF_3}}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \quad \text{Equation 6.7}$$

Ainsi l'incertitude sur $x_{C_4H_{10}}$ et x_{CHF_3} est calculée à partir de l'incertitude sur le débit de chaque gaz par :

$$\left(\frac{u_{x_{C_4H_{10}}}}{x_{C_4H_{10}}} \right)^2 = \left(\frac{1}{D_{C_4H_{10}}} - \frac{1}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \right)^2 u_{D_{C_4H_{10}}}^2 + \left(\frac{u_{D_{CHF_3}}}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \right)^2 \quad \text{Equation 6.8}$$

$$\left(\frac{u_{x_{CHF_3}}}{x_{CHF_3}} \right)^2 = \left(\frac{1}{D_{CHF_3}} - \frac{1}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \right)^2 u_{D_{CHF_3}}^2 + \left(\frac{u_{D_{C_4H_{10}}}}{D_{C_4H_{10}} + D_{CHF_3}} \right)^2 \quad \text{Equation 6.9}$$

L'incertitude sur les débits est donnée dans le paragraphe 5.4.1. Pour un mélange gazeux composé de $C_4H_{10} + 40\% CHF_3$ à 50 mbar et 293,15 K, avec un débit de 3 NmL/min pour le C_4H_{10} et de 2 NmL/min pour le CHF_3 , l'incertitude type relative sur $x_{C_4H_{10}}$ et x_{CHF_3} vaut 3,1% et 4,6% respectivement.

6.3.1.2 La taille du volume actif et la section efficace

Les longueurs L_x , L_y , L_z de la zone active et la section efficace de diffusion élastique interviennent dans le calcul de fluence. Les incertitudes sur ces variables doivent donc être évaluées.

La cage de champ du détecteur permet la dérive des électrons grâce à un champ électrique uniforme, produit par deux hautes tensions et un pont diviseur de tension (cf. paragraphe 3.3.3). Cette cage de champ a été fabriquée au LPSC de Grenoble ; la longueur de la zone de dérive L_z est donc connue avec son incertitude. Une loi normale sera utilisée pour représenter la loi de répartition de cette grandeur ayant une moyenne de 17,7 cm et une incertitude-type de 0,1 cm.

Les longueurs L_x et L_y sont calculées à partir du nombre de pistes X et Y sur l'anode (i.e. 256 pistes) et de l'espacement entre les pistes Δd (i.e. 424 μm). L'incertitude sur L_x et L_y est donc calculée à partir de l'incertitude sur Δd (i.e. $\pm 10 \mu m$).

La section efficace de diffusion élastique entre les neutrons et les protons σ_{np} est obtenue grâce à une formule analytique qui donne σ_{np} avec une incertitude maximum de 2% (cf. paragraphe 2.1.3.1).

6.3.1.3 Le facteur correctif k

Des coupures sont effectuées pour discriminer les événements d'intérêt (i.e. les protons de recul) des autres événements (i.e. noyaux lourds de recul et électrons). La mesure de la fluence nécessite donc de corriger le nombre d'événements d'intérêt mesuré par un facteur évaluant le nombre d'événements supprimés.

Comme le détecteur μTPC est destiné à être un étalon primaire pour les mesures de fluence, ce facteur correctif ne peut pas être estimé par des mesures avec des neutrons. Ainsi, la simulation de la réponse du détecteur, couplée au modèle inverse, doit être utilisée pour estimer le facteur correctif.

L'étude sur ce facteur concerne un mélange $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar car les mesures de fluence ont été effectuées pour ce gaz à 27 keV et à 144 keV.

Pour estimer l'incertitude sur chacune des coupures, je me suis basé sur les incertitudes des grandeurs d'influences données dans le Tableau 20 et le Tableau 22. L'incertitude sur le nombre d'événements supprimés par chaque coupure est obtenue en faisant varier la valeur de la coupure de plus ou moins un écart-type, correspondant à l'incertitude-type de la variable.

Par exemple pour estimer l'incertitude due à la coupure $\theta_{np}^{simu} < 23^\circ$, deux autres coupures sur l'angle θ_{np}^{simu} sont définies à partir de l'écart-type (i.e. 7° pour θ_{np}^{simu} à 27 keV avec $\theta_{np}^{simu} < 23^\circ$) :

$\theta_{np}^{simu} < 16^\circ$ ou $\theta_{np}^{simu} < 30^\circ$. L'écart maximum sur le facteur correctif, obtenue avec $\theta_{np}^{simu} < 23^\circ$ et une des deux autres coupures, est pris comme l'incertitude sur le facteur correctif pour la coupure $\theta_{np}^{simu} < 23^\circ$.

A 144 keV, la résolution angulaire est de $4,4^\circ$ pour $\theta_{np}^{simu} < 23^\circ$. Ainsi deux autre coupures sont définies : $\theta_{np}^{simu} < 18,6^\circ$ ou $\theta_{np}^{simu} < 27,4^\circ$. La résolution angulaire étant meilleure à 144 keV, l'incertitude sera donc plus faible à cette énergie.

En procédant de la même manière pour l'ensemble des coupures, l'ensemble des incertitudes sur les facteurs correctifs a été estimé et est donné dans le Tableau 21. L'influence de ces coupures sur le nombre de neutrons diffusés détectés a également été prise en compte pour l'incertitude sur le facteur correctif k_{diff} .

L'incertitude vient principalement de k_{cosEp} , qui représente la coupure sur l'énergie des noyaux de recul et l'angle de diffusion. Actuellement l'incertitude sur ces grandeurs est surestimée. En les réduisant, l'incertitude sur k devrait donc diminuer également.

	Incertitude sur $k_{position}$ [%]	Incertitude sur $k_{largeur}$ [%]	Incertitude sur k_{trou} [%]	Incertitude sur k_{cosEp} [%]	Incertitude sur k_{diff} [%]	Incertitude sur k [%]
27 keV	2,0	4,8	0,7	58,8	4,8	59,3
144 keV	1,9	0,97	1,8	39,4	0,88	39,5

Tableau 21. Incertitudes sur les facteurs correctifs, obtenues avec le modèle directe pour la mesure de la fluence des neutrons.

6.3.1.4 Récapitulatif des variables d'influence

L'ensemble des variables sont décrites en termes de loi de distribution dans le Tableau 22.

Variables	Description	Distributions	Incertitude type	Référence
P	Pression du mélange gazeux	Loi en U	$u_p = 0,17$ mbar absolu	Paragraphe 5.4.2
T	Température du mélange gazeux	Loi en U	$u_T = \pm 2^\circ \text{C}$	Paragraphe 5.4.3
D ₁ et D ₂	Débit des gaz 1 et 2	Loi en U	CHF ₃ : $\pm 0,126$ NmL/min C ₄ H ₁₀ : $\pm 4,49$ % _{mesure}	Paragraphe 5.4.1
ρ_1 et ρ_2	Masse volumique des gaz 1 et 2	Uniforme	Aucune information sur u_ρ	/
M ₁ et M ₂	Masse molaire des gaz 1 et 2	Uniforme	Aucune information sur u_M	/
σ_{np}	Section efficace de diffusion élastique des neutrons sur les protons	Loi normale	$u_{\sigma_{np}} \sim 2\%$	Paragraphe 2.1.3.1
L _x et L _y	Taille X et Y de l'anode	Loi normale	$u_{Lx} = u_{Ly} = 0,016$ cm	Paragraphe 6.3.1.2
L _z	Longueur de la zone de dérive	Uniforme	$u_{Lz} = 0,5$ cm	Paragraphe 6.3.1.2
k	Facteur correctif	Loi normale	u_k à déterminer lors de l'analyse	Paragraphe 6.3.1.3
r	Distance à la source de neutrons	Loi normale	$u_r \sim 2$ mm	Paragraphe

Tableau 22. Liste des variables d'influence pour la mesure de la fluence.

6.3.2 LA PROPAGATION DES INCERTITUDES

L'incertitude sur la fluence neutronique, Φ_0 , a été calculé en dérivant l'équation 6.5 par rapport à chacune de ses variables X_i et la formule de propagation de l'incertitude a été utilisée :

$$u_{\Phi_0}^2 = \sum_i \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial X_i} \right)^2 u_{X_i}^2 \quad \text{Equation 6.10}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{u_{\Phi_0}}{\Phi_0} \right)^2 = & \left(\frac{u_T}{T} \right)^2 + \left(\frac{u_P}{P} \right)^2 + \left(\frac{u_{\sigma^{\text{élas}}}}{\sigma^{\text{élas}}} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_X}}{L_X} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_Y}}{L_Y} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_Z}}{L_Z} \right)^2 + \left(\frac{u_k}{k} \right)^2 \\ & + \frac{1}{\left(10 \frac{x_{C4H10} * \rho_{C4H10}}{M_{C4H10}} + \frac{x_{CHF3} * \rho_{CHF3}}{M_{CHF3}} \right)^2} \left[10 \frac{\rho_{C4H10} * u_{x_{C4H10}}}{M_{C4H10}} \right. \\ & \left. + \frac{\rho_{CHF3} * u_{x_{CHF3}}}{M_{CHF3}} \right]^2 \end{aligned} \quad \text{Equation 6.11}$$

Cependant la fluence neutronique dépend également de la distance à la source de neutrons, r . Pour prendre en compte cette incertitude, j'ai considéré la relation entre la fluence Φ_N^m en r et la fluence de référence, Φ_0 , à une distance r_0 de la source de neutrons :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{\Phi_0 * r^2}{r_0^2} \quad \text{Equation 6.12}$$

En considérant que la distance r_0 ne possède pas d'incertitude, l'incertitude totale sur la fluence neutronique Φ_N^m , mesurée à la distance r , est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \left(\frac{u_{\Phi_0}}{\Phi_0} \right)^2 = & \left(\frac{u_T}{T} \right)^2 + \left(\frac{u_P}{P} \right)^2 + \left(\frac{u_{\sigma^{\text{élas}}}}{\sigma^{\text{élas}}} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_X}}{L_X} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_Y}}{L_Y} \right)^2 + \left(\frac{u_{L_Z}}{L_Z} \right)^2 + \left(\frac{u_k}{k} \right)^2 \\ & + \frac{1}{\left(10 \frac{x_{C4H10} * \rho_{C4H10}}{M_{C4H10}} + \frac{x_{CHF3} * \rho_{CHF3}}{M_{CHF3}} \right)^2} \left[10 \frac{\rho_{C4H10} * u_{x_{C4H10}}}{M_{C4H10}} \right. \\ & \left. + \frac{\rho_{CHF3} * u_{x_{CHF3}}}{M_{CHF3}} \right]^2 + \left(\frac{2 * u_r}{r} \right)^2 \end{aligned} \quad \text{Equation 6.13}$$

Contrairement à la mesure de l'énergie des neutrons, une seule réalisation de Φ_N^m est obtenue pour chaque mesure. Ainsi l'incertitude obtenue par cette méthode ne donne pas accès à une distribution de l'incertitude mais donne une valeur de l'incertitude sur Φ_N^m . Pour obtenir une distribution de l'incertitude, la méthode monte carlo décrit dans le GUM-S1 devra être utilisée. Il faut réaliser un tirage aléatoire dans la distribution associée à chaque variable d'influence. Cette méthode sera implémentée dans la suite du projet sur la base de ce travail.

6.3.3 EXPRESSION DU RESULTAT

Après la propagation des incertitudes, l'incertitude théorique obtenue pour la fluence est de 59,4% à 27 keV et 39,7% à 144 keV.

L'incertitude est due à 99,6% ou 99,1% au facteur correctif k à respectivement 27 keV ou 144 keV. Sans prendre en compte l'incertitude sur k , la fluence serait mesurée avec une incertitude de 3,2% ce qui est inférieure aux 5% d'incertitude attendus.

A l'exception de l'incertitude sur le facteur k , la répartition des incertitudes a été représentée dans la Figure 109 à 27 keV (à gauche) et 144 keV (à droite). Les incertitudes sur la composition du gaz ne sont quasiment pas visibles. Les incertitudes les plus fortes concernent la section efficace d'interaction et la longueur de la zone de dérive. Une meilleure caractérisation de la cage de champ devrait permettre de réduire l'incertitude sur L_z au même niveau que L_x ou L_y , mais cela nécessite le démontage du détecteur. L'incertitude sur la section efficace ne pourra pas être modifiée.

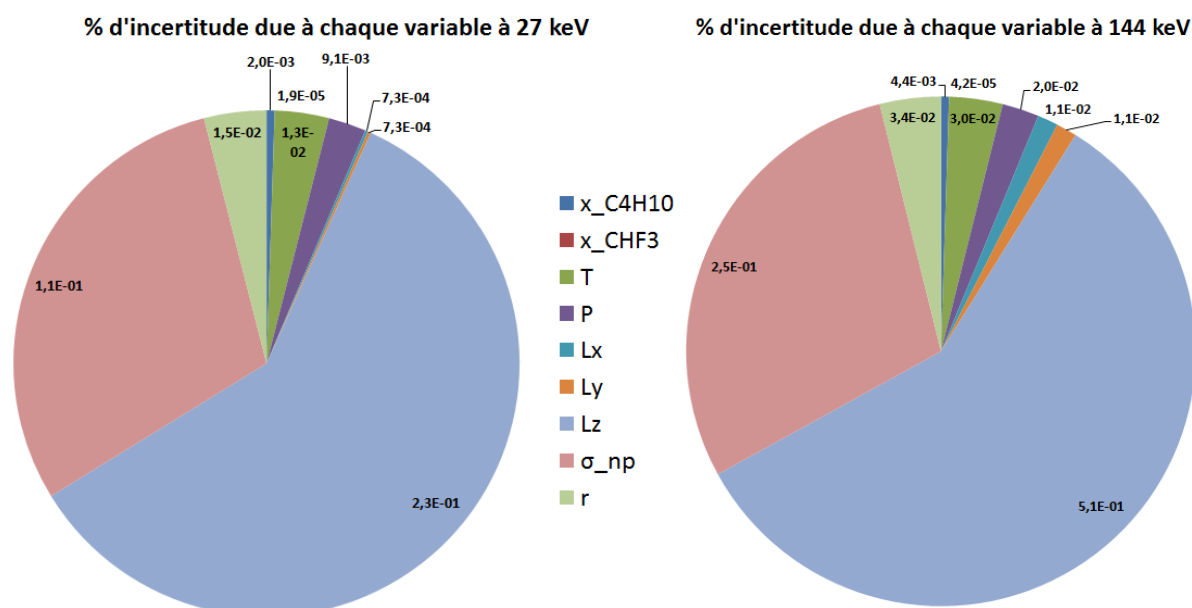


Figure 109. Répartition de l'incertitude due à chaque variable, sauf pour le facteur correctif k , à 27 keV (à gauche) et 144 keV (à droite). Les valeurs sont données en pourcentage de l'incertitude totale.

6.4 LIMITES ET PERSPECTIVES DE LA METHODE UTILISEE

L'incertitude sur l'énergie des neutrons est de l'ordre de 15% actuellement.

Cette incertitude est dominée principalement par l'incertitude sur l'énergie des ions. Une caractérisation plus précise doit être effectuée pour améliorer cette incertitude :

- en ajoutant un point d'étalonnage,
- en limitant la décroissance de l'électronique,
- en mesurant les facteurs de quenching en ionisation.

Ainsi l'incertitude sur la mesure de l'énergie des ions devraient être diminuée en dessous de 5%.

La méthode utilisée pour calculer l'incertitude sur la reconstruction de l'angle, via l'algorithme d'ajustement, tend à sous-estimer l'incertitude. Ainsi la caractérisation par simulation de la réponse du détecteur a été utilisée pour estimer cette incertitude (i.e. <5%).

Pour le calcul d'incertitude sur l'énergie des neutrons (cf. Equation 6.4), seule la corrélation entre les deux facteurs d'étalonnage a été prise en compte. Pour réaliser un calcul plus précis et ainsi limiter les incertitudes de mesure, la prise en compte des corrélations entre chaque paramètre devra être effectuée. Les variables d'influence ayant été identifiées ainsi que leur loi de probabilité, un calcul d'incertitude par méthode monte carlo pourra également être mis en place.

L'incertitude sur la fluence est actuellement supérieure à l'objectif des 5% attendus pour ce détecteur. Cette surestimation est uniquement due à l'incertitude sur le facteur correctif, estimé par simulation, notamment due à la coupure sur l'angle de diffusion. Cependant les résultats obtenus pour la mesure de fluence montrent que les incertitudes sont surestimées par rapport aux écarts obtenus avec les mesures de référence (cf. paragraphe 7.1.4).

Du fait de la résolution angulaire obtenue avec la reconstruction de l'angle des traces, l'incertitude due à la coupure sur l'angle de diffusion représente 98% de l'incertitude totale sur le facteur correctif. Une manière de limiter cette incertitude serait d'augmenter la limite sur l'angle de coupure. Par exemple, en prenant un angle de diffusion $\theta_{np} < 45^\circ$ au lieu de 23° , l'incertitude sur la fluence passe de 59,4% à 35,7% à 27 keV et de 39,7% à 15% à 144 keV. Cependant en augmentant la limite sur l'angle de diffusion, l'incertitude sur l'énergie des neutrons augmente.

Une autre façon de diminuer l'incertitude sur le facteur correctif serait de prendre en compte les corrélations entre les coupures.

Ce calcul de fluence est basé sur une reconstruction de la fluence pour des neutrons monoénergétiques. Dans le cas d'un champ étendu, il faut prendre en compte la distribution de l'énergie de neutrons pour réaliser ce calcul de fluence. Pour cela la section efficace d'interaction doit être intégrée pour toutes les énergies de neutrons. Dans ce cas, une incertitude supplémentaire, prenant en compte l'incertitude sur la distribution reconstruite de l'énergie des neutrons, devra être prise en compte.

7. MESURE EXPERIMENTALE DE CHAMPS NEUTRONIQUES

Six campagnes de mesures ont été réalisées, ce qui représente 11 semaines de mesures avec le détecteur. Ces mesures m'ont permis d'étudier expérimentalement plusieurs configurations (i.e. gaz et tensions) ainsi que d'évaluer la reconstruction des données pour des champs neutroniques monoénergétiques ou des champs étendus.

Des mesures auprès de champs neutroniques monoénergétiques ont tout d'abord été effectuée (cf. paragraphe 7.1) afin de valider notre maîtrise de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons. Des premières mesures à haute énergie, avec des champs neutroniques étendus, ont ensuite été effectuées (cf. paragraphe 7.2) afin de montrer les capacités du détecteur μ TPC dans ce domaine en énergie et de commencer à adapter le code d'analyse pour ce type de champs.

Avant chaque campagne de mesures un temps est nécessaire à la préparation du détecteur. Lors de la campagne de mesures, les sources de rayons X, nécessaires à l'étalonnage, sont placées dans le détecteur, qui est ensuite mis sous vide grâce à une pompe turbomoléculaire. Au bout de quelques jours, la pression dans le détecteur est de l'ordre de 10^{-6} - 10^{-5} mbar absolu, ce qui est considéré comme étant un vide secondaire acceptable. Le détecteur est ensuite rempli du mélange gazeux choisi pour la mesure. Un réglage du seuil de déclenchement des pistes de pixels sur l'anode est ensuite effectué grâce au logiciel d'acquisition. Ce logiciel place automatiquement chaque seuil au-dessus du bruit électronique. Les tensions sont alors mises en route et le seuil de déclenchement sur la grille est réglé manuellement afin d'éliminer le bruit électronique pour la mesure de l'énergie des noyaux de recul. Le détecteur est alors prêt à être utilisé. Un étalonnage avec les rayons X est effectué avant et après chaque irradiation avec des neutrons afin de vérifier l'absence de dérive.

7.1 CARACTERISATION DE CHAMPS NEUTRONIQUES MONO-ENERGETIQUES

7.1.1 L'INSTALLATION AMANDE

Les mesures auprès de champs neutroniques quasi-monoénergétiques ont été réalisées sur l'installation AMANDE (i.e. Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe) de l'IRSN [7][86]. Cette installation est un accélérateur de particules, de type tandetron 2 MV, permettant de produire des protons ou des deutons avec une énergie cinétique allant de 100 keV à 4 MeV, en mode continu ou pulsé. Des ions négatifs sont d'abord extrait de la source, puis ils sont accélérés par une différence de potentiel allant jusqu'à 2 MV. Un « épluchage » des ions est effectué et les cations sont de nouveau accélérés par une différence de potentiel allant jusqu'à 2 MV. Les caractéristiques du faisceau d'ions sont données dans le Tableau 23 ci-dessous.

	Mode continu	Mode pulsé (à 2MHz)
Gamme en courant	0,1 - 50 μ A	0,1 - 8 μ 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

Tableau 23. Caractéristiques des faisceaux d'ions produits par AMANDE.

Les neutrons sont produits par interaction entre le faisceau d'ion et une cible mince, composée par exemple de lithium ou de scandium, placée au bout de la ligne accélératrice. L'énergie des neutrons dépend de l'énergie des particules incidentes, du matériau cible et de l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau d'ions (cf. paragraphe 2.1.1.4). La gamme en énergie des neutrons de l'installation AMANDE est 2 keV - 20 MeV. La résolution en énergie des neutrons dépend principalement de l'épaisseur de la cible. Connaissant cette épaisseur, l'énergie théorique des neutrons peut être calculée grâce à la cinématique de la réaction. Le hall expérimental fait 20 m x 20 m x 16 m, et le bout de ligne de l'accélérateur est placé sur un caillibotis en métal à 6 m du sol. Les murs sont en métal au lieu d'être en béton afin de diviser par un facteur deux ou trois la diffusion des neutrons dans les murs, qui viennent ensuite perturber la mesure des neutrons directs dans les détecteurs. La température et l'hygrométrie sont régulées selon la norme ISO 8529-1. Une sphère de 6 m de rayon centrée sur la cible de l'accélérateur représente la zone expérimentale. Il n'y a pas de caillibotis dans cette zone afin de limiter la diffusion des neutrons. Les détecteurs sont donc placés à un angle et une distance donnés grâce à des bras mobiles entièrement automatisés. La Figure 110 montre le plan du premier étage de l'installation avec la salle accélérateur et le hall expérimental ainsi qu'une photo du hall expérimental.

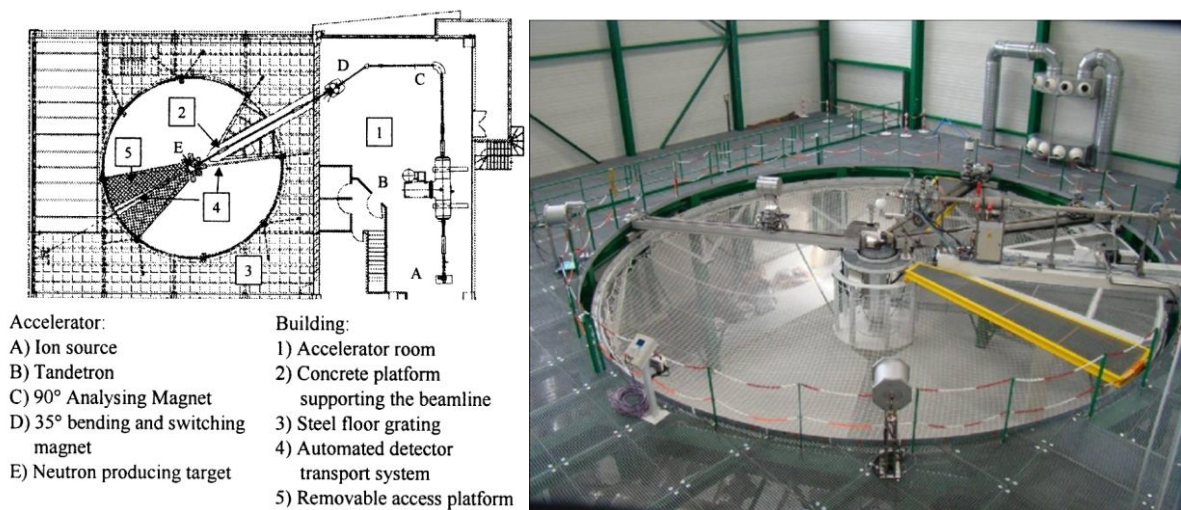


Figure 110. A gauche, plan de l'installation AMANDE. A droite, photo du hall expérimental.

Afin de produire des champs neutroniques de basse énergie (i.e. quelques keV), la réaction $^{45}\text{Sc} (p, n)$ est utilisée. La section efficace de cette réaction est de quelques mbarn seulement mais elle présente des résonances en fonction de l'énergie des protons incidents, comme le montre la Figure 111. En ajustant l'énergie du faisceau de protons, ces résonances permettent de produire des champs neutroniques monoénergétiques avec une incertitude sur l'énergie des neutrons de seulement 10 eV et 50 eV à 8,12 keV et 27,24 keV respectivement [54]. La largeur à mi-hauteur du pic est aussi très faible (i.e. plus faible que la centaine d'électronvolts) car elle est définie par la résonance de la section efficace. Cependant cette réaction génère également beaucoup de photons, la fluence des photons est en effet plus de 20 fois supérieure à celle des neutrons.

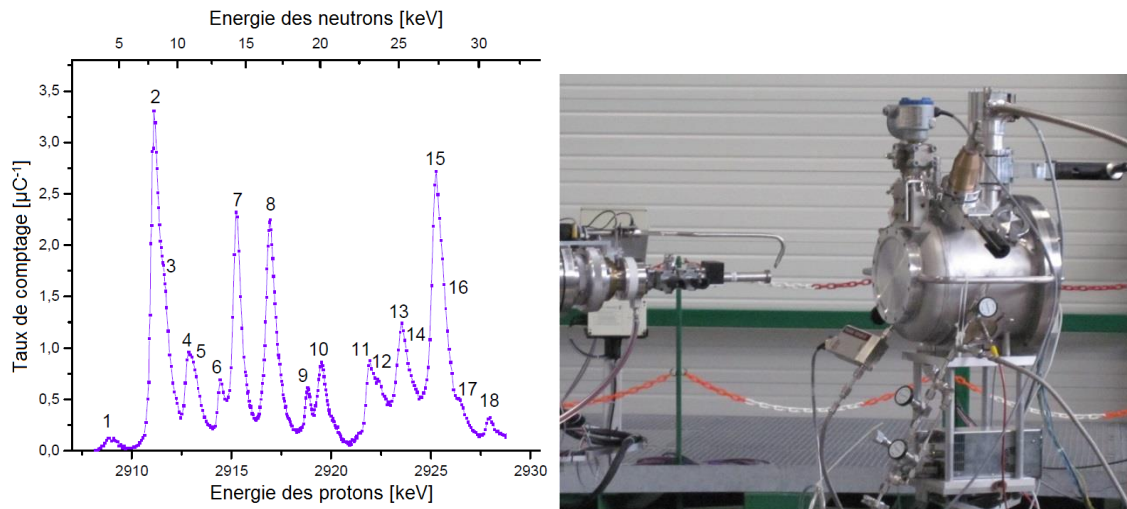


Figure 111. A gauche, résonances de la section efficace de réaction $^{45}\text{Sc}(p, n)$ [54]. A droite le détecteur μTPC est placé sur un bras mobile devant la cible de l'installation AMANDE.

Les spectromètres utilisés actuellement pour fournir des références en énergie et en fluence sont des étalons secondaires. De plus la limite basse de détection est celle du détecteur de type SP2 (cf. paragraphe 2.2.1.2), de ~ 50 keV, alors que des neutrons peuvent être produits jusqu'à 2 keV sur l'installation AMANDE. Ainsi il est clairement nécessaire de développer des instruments permettant de mesurer selon une procédure de mesure primaire la distribution en énergie de la fluence neutronique.

Pour la mesure de fluence, le détecteur de référence est un long compteur (cf. paragraphe 2.2.1.3). C'est un étalon de transfert qui a été étalonné à partir de la source ^{252}Cf de l'installation CEZANE, référence primaire française en termes de fluence.

La mesure de deux détecteurs de type De Pangher sert de monitoring du flux de neutrons. Ces détecteurs sont placés à 20° et 100° par rapport à l'axe du faisceau d'ions. Le nombre de coups enregistré à intervalle régulier par les moniteurs permet de vérifier la stabilité du flux de neutrons. Ces détecteurs servent aussi à raccorder la mesure de référence avec le long compteur aux mesures avec d'autres détecteurs.

7.1.2 LES CRITERES DE SELECTION

Pour extraire les événements correspondant aux protons de recul, les coupures définies dans le paragraphe 4.4.2 ont été appliquées à toutes les données expérimentales :

- $X_{\min} > 15$ et $X_{\max} < 240$,
- $Y_{\min} > 15$ et $Y_{\max} < 240$,
- $\Delta X \geq 2 * 424 \mu\text{m}$ et $\Delta Y \geq 2 * 424 \mu\text{m}$,
- $\Delta X_{\text{trou}} < 5$ et $\Delta Y_{\text{trou}} < 5$,
- $\theta_{\text{np}} > 77^\circ$.

La Figure 112 montre l'allure d'une projection de la trace d'un ion, obtenu lors des mesures avec des neutrons de 27 keV, comparée à la projection de la trace d'un électron obtenu lors d'un étalonnage. Ces images démontrent la différence de réponse du détecteur lors de la détection d'un ion ou d'un électron. Le dépôt d'énergie supérieur au seuil des pistes de l'anode est continu dans le cas d'un ion, alors qu'il est discontinu dans le cas d'un électron. Les coupures sur la position et les trous dans la trace permettent d'éliminer les effets de bord et une partie des événements dus aux photoélectrons (cf. paragraphe 4.4.2). Une première coupure sur l'angle de diffusion θ_{np} est effectuée afin d'éliminer une partie des neutrons diffusés et des événements protons engendrant une forte incertitude sur l'énergie des neutrons.

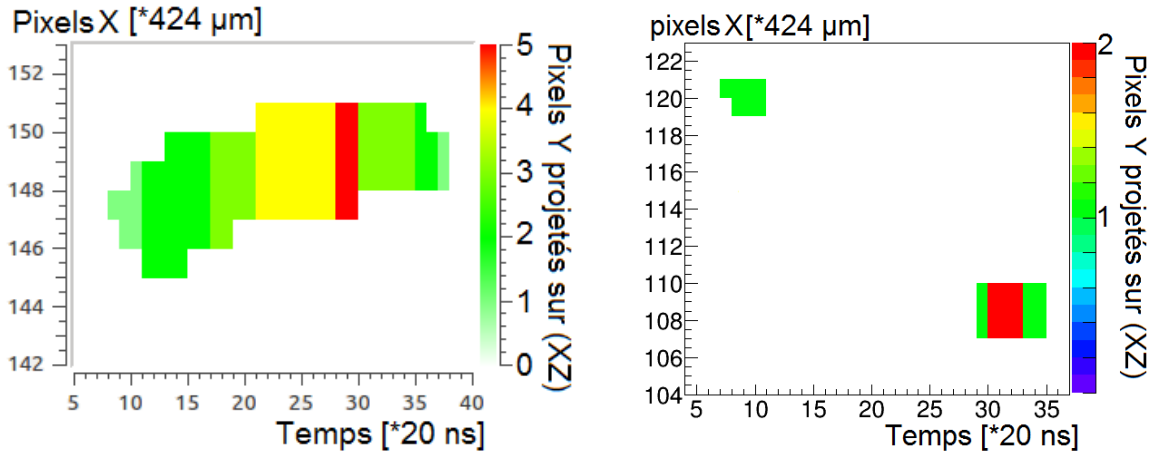


Figure 112. Projection d'une trace d'un ion (à gauche), obtenu lors d'une mesure de neutrons à 27 keV, et d'un électron (à droite), obtenu lors d'un étalonnage avec les source de rayons X.

La longueur de la trace est estimée de deux manière différentes, définies dans le paragraphe 4.4.2.4 :

- soit la longueur est obtenue grâce à l'ajustement du nuage de pixels par une droite : la longueur curviligne L_c est la distance maximale entre tous les pixels projetés sur la droite ;
- soit la longueur est obtenue grâce au profil de collection de charge, obtenu sur la grille. Le temps de montée du signal permet d'estimer la longueur de la trace, L_{ADC} , en connaissant la vitesse de dérive des électrons d'ionisation. Le temps de montée est convertie en une longueur afin de pouvoir la comparer à L_c .

La Figure 113 montre les longueurs, L_c et L_{ADC} , obtenues expérimentalement en fonction de l'énergie cinétique des particules pour une énergie des neutrons de 27 keV (cf. graphes (a) et (c)) ou 144 keV (cf. graphes (b) et (d)).

Sur ces graphes, le trait rouge correspond à la longueur projetée des protons, calculées par SRIM dans le mélange gazeux $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar ; les points de couleur représentent les données expérimentales. Sur les graphes (a) et (b) de L_{ADC} , deux branches sont distinctes : la première augmente rapidement avec l'énergie, il s'agit des événements électron ; la seconde située entre les traits rouge et noir correspond aux ions. Comme attendu, cette variable ne permet pas de discriminer les ions lourds des protons.

L_{ADC} correspond au temps de collection de la charge convolué par la réponse de l'électronique. A basse énergie, le temps associé à la collection de la charge est faible par rapport au temps de réponse de l'électronique. C'est pourquoi L_{ADC} est supérieure à la longueur projetée calculée par SRIM. A haute énergie le temps de collection des charges se rapproche du temps de décroissance de l'électronique, ce qui a pour effet d'augmenter artificiellement la longueur de la trace L_{ADC} .

Afin de supprimer un maximum d'évènements électron, une coupure sur L_{ADC} a été définie à partir de la longueur théorique calculée par SRIM et d'un décalage de cette longueur. Les évènements d'intérêt sont ainsi encadrés (traits rouge et noir), ce qui permet d'éliminer les électrons situés en dehors de cette zone.

La longueur curviligne L_c est tracée sur les graphes (c) et (d) après la coupure sur L_{ADC} . Des électrons sont encore visibles à basse énergie, notamment pour la mesure à 27 keV (cf. graphe (c)). Sur ces graphes la branche protons devrait se situer au-dessus de la courbe théorique de la longueur des traces (courbe rouge), calculée par SRIM. Or la longueur mesurée des traces a tendance à passer en-dessous de la valeur théorique lorsque l'énergie diminue. Ceci est dû à un phénomène de seuil car, à basse énergie, les charges ne sont probablement plus suffisantes pour déclencher les bandes de pixels, dont le seuil est fixé au-dessus du bruit électronique. Aucune coupure n'a donc été effectuée sur cette grandeur car une étude expérimentale sur l'effet de seuil doit être menée pour pouvoir estimer l'allure d'une coupure sur L_c .

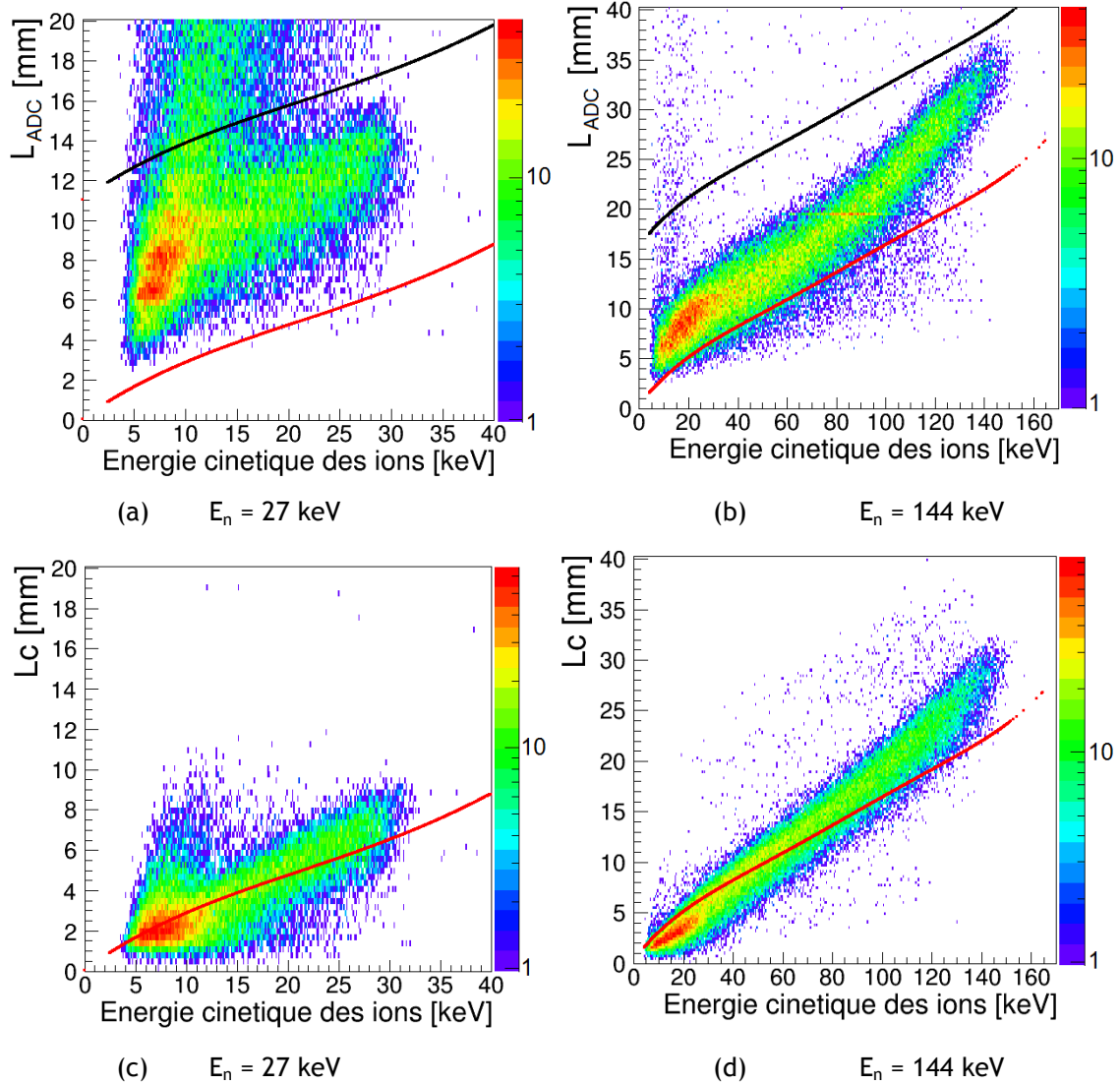


Figure 113. Longueurs des traces L_{ADC} et L_c , mesurées expérimentalement, en fonction de l'énergie cinétique des ions, dans le mélange gazeux $C_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar.

La longueur des traces étant inefficace pour discriminer les ions lourds des protons, une coupure sur l'énergie est nécessaire. Parmi tous les ions lourds pouvant être mesurés dans le détecteur, les noyaux de carbones sont ceux qui ont le plus d'énergie (i.e. $\sim 29\%$ de l'énergie maximum des neutrons) et si un facteur de *quenching* en ionisation de $\sim 80\%$ (calculé par SRIM) est pris en compte, alors les événements avec des énergies d'ionisation inférieures à 6 keV pour des neutrons de 27 keV et à 30 keV pour des neutrons de 144 keV doivent être supprimés.

Comme le montre la Figure 113, il reste des électrons à basse énergie après la coupure sur la longueur L_{ADC} . Dans le cas de la mesure à 27 keV, des électrons sont toujours présents dans l'analyse même si la coupure sur l'énergie est effectuée.

Pour supprimer les photoélectrons à basse énergie, le profil de collection de charge a été utilisé car il permet d'obtenir des détails sur le parcours de la particule. En effet, les électrons ayant une masse plus faible que celle des protons, leur trajectoire sera plus perturbée que celle d'un ion de même énergie, comme le montre la Figure 114. Le graphe (a) correspond au profil associé à un électron (croix noires), le graphe (b) représente le profil associé à un proton de même énergie (étoiles vertes). Le profil est ajusté par la fonction analytique définie suite à l'étude sur la fonction de transfert de l'électronique (cf. paragraphe 5.1.2).

Un profil théorique a été défini à partir d'une fonction analytique. Ce profil théorique est ajusté à chaque profil pour des énergies cinétique inférieure à 30 keV (courbe bleue et courbe rouge).

La somme quadratique de l'écart entre le profil théorique et le profil expérimental, normalisée par le nombre d'échantillons, (i.e. le $K\chi^2$) est tracée en fonction de l'énergie d'ionisation divisée par le temps de montée du signal (points de couleur des graphes (c) et (d)). Ces graphes montrent deux branches distinctes. Les événements avec un $K\chi^2$ élevé représente un signal de collection de charge perturbé correspondant à des photoélectrons. Une coupure sur le $K\chi^2$ permettra de supprimer ces événements.

Une analyse d'image est effectuée par morphologie mathématique [87] afin de définir un contour autour de la zone contenant le plus d'événements dans la branche correspondant aux ions (courbe rouge sur le graphe (c)).

Une droite est ensuite ajustée au graphe afin de passer par le minimum de la vallée entre les deux branches et de s'appuyer sur le contour. Une autre droite rejoint le contour horizontalement. Seule la partie du contour située entre les deux droites est conservée pour définir la ligne de séparation entre les événements proton et électron (courbe rouge du graphe (d)). Pour faciliter l'analyse, une équation analytique de cette ligne de coupure est définie par un polynôme et est ensuite ajusté à cette ligne de coupure (courbe bleue du graphe (d)). Cette coupure analytique permet de discriminer au mieux les protons des électrons.

Une caractérisation supplémentaire de cette coupure pourra être effectuée à l'aide de la mesure des profils de collection de charge des ions ou des électrons, produits par COMIMAC, dont l'énergie est connue. Une analyse multivariée pourra également être mise en place afin d'optimiser l'ensemble de ces coupures.

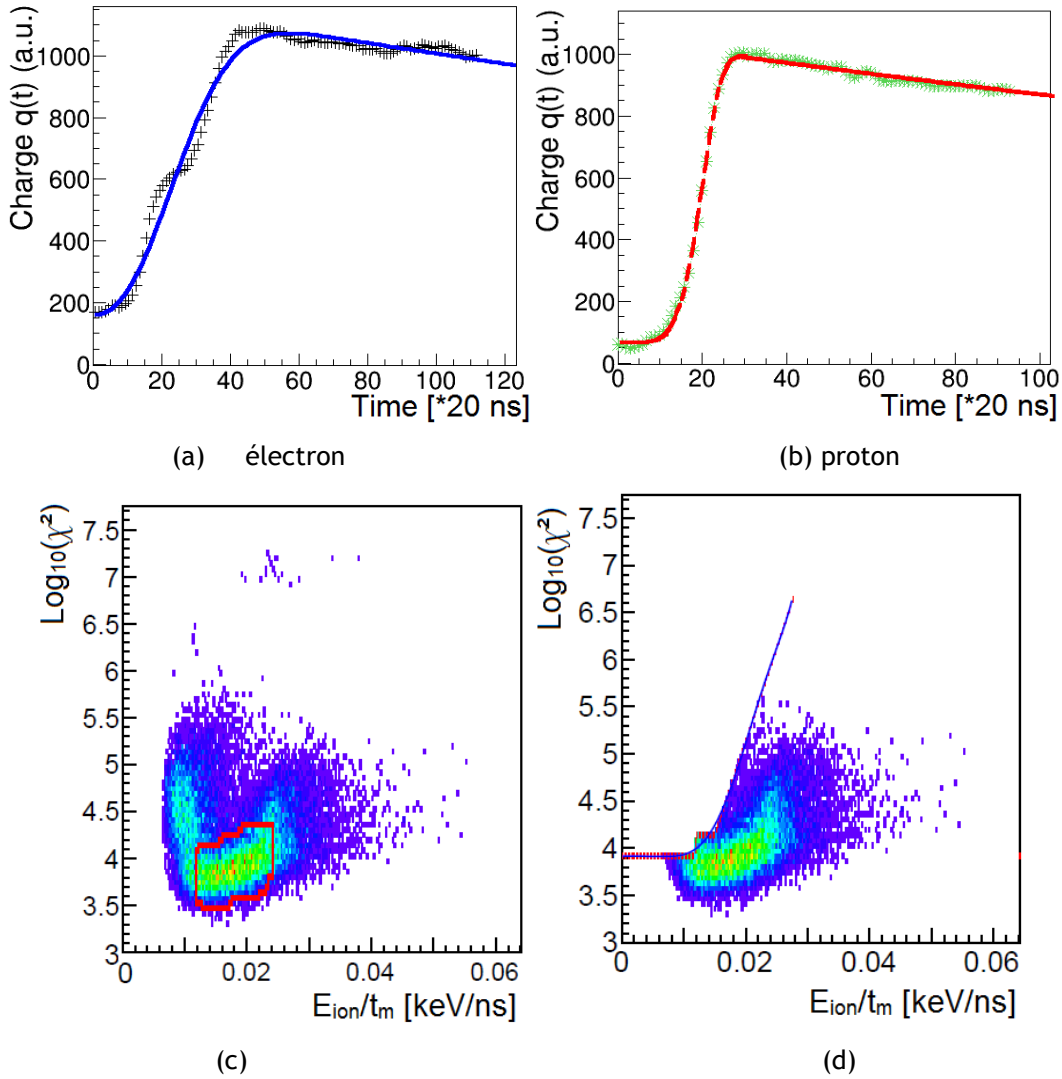


Figure 114. χ^2 en fonction de l'énergie d'ionisation divisée par le temps de montée du signal pour la mesure des neutrons de 27 keV, dans le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar.

7.1.3 RECONSTRUCTION DE L'ENERGIE

L'énergie des neutrons s'exprime en fonction des données expérimentales selon l'équation 3.3 :

$$E_N = \frac{(m_n + m_r)^2}{4m_n m_r} * \frac{b_1 * q_{ion} + b_0}{Q} * \frac{1}{\cos^2(\theta_{nr})} \quad \text{Equation 7.1}$$

Pour les mesures à basse énergie ($E_n < 144\text{keV}$), un mélange gazeux hydrogéné a été utilisé. Les noyaux de recul d'intérêt sont donc de protons de recul. Pour les mesures à plus haute énergie, les mélanges gazeux principalement utilisés sont à base d'hélium. Les noyaux de recul sont donc des alpha de recul.

Les étalonnages effectués avant et après chaque mesure neutron permettent de déterminer les coefficients d'étalonnage b_0 et b_1 .

q_{ion} et θ_{np} sont mesurés pour chaque évènement.

Le facteur de quenching Q est estimé à partir des mesures pour les alphas de recul. En l'absence de mesures pour les protons, Q est évalué à partir du facteur W dans le butane (cf. paragraphe 5.3). Une incertitude de 12,7% est associée à cette valeur.

7.1.3.1 Mesure avec des neutrons de 144 keV

L'énergie de 144 keV est une énergie recommandée par la norme ISO 8529-1 couramment utilisée sur AMANDE. Cette énergie est suffisamment haute pour être facilement mesurée par le détecteur μ TPC et permet déjà de travailler sur la reconstruction des basses énergies. Ainsi la plupart des campagnes de mesures ont débuté par des tests à 144 keV afin de vérifier le bon fonctionnement du détecteur. Cela a également permis de montrer la reproductibilité et la répétabilité des mesures effectuées tout au long de la thèse. Ce point est important car entre 2012 et 2014, le détecteur a évolué : l'enceinte a été remplacée, l'électronique a été améliorée (plus rapide), et le système de régulation du gaz a également été changé.

La Figure 115 présente la reconstruction de l'énergie des neutrons pour les mesures effectuées en 2014. Lors de cette mesure la nouvelle enceinte était utilisée pour la première fois et le détecteur a fonctionné en circulation fermée, le gaz étant filtré à chaque passage. Plusieurs mesures ont été effectuées dans un mélange $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar et un étalonnage a été réalisé avant et après l'ensemble des mesures. Le deuxième étalonnage a révélé une pollution du gaz. Cette mesure n'a donc pas pu être prise en compte pour l'étalonnage.

Le graphe (a) montre la distribution de l'énergie d'ionisation simulée par le modèle direct (tirets bleus) et mesurée (courbe rouge) après la discrimination décrite dans le paragraphe 7.1.2. La distribution simulée a été normalisée par la valeur de fluence de référence pour cette mesure, obtenue avec le long compteur de l'IRSN. En dessous de 30 keV, le pic est dû à la détection des ions lourds. La différence en énergie entre la simulation et la mesure vient principalement du facteur de *quenching* en ionisation. En dessous de 15 keV, un effet de seuil expérimental explique la différence entre la simulation et l'expérience. Au dessus de 30 keV, les distributions expérimentale et simulée sont en accords ce qui tend à valider la réponse du détecteur μ TPC, calculée par le modèle direct. Ces distributions sont quasiment plates ce qui est en accord avec la théorie. Une différence de pente est visible entre la simulation et la mesure, elle peut venir principalement de trois phénomènes :

- Les signaux mesurés expérimentalement correspondant aux hautes énergies (i.e. $E_{\text{ionisation}} \sim 100$ keV) sont trop longs par rapport au temps de décroissance de l'électronique (i.e. $t_{\text{montée}} > 1,5 \mu s$ et $\tau_d = 10 \mu s$). Or la décroissance de l'électronique diminue l'amplitude (i.e. l'énergie) mesurée. Les mesures à haute énergie sont donc sous-estimées.
- La diffusion des neutrons par l'environnement peut être sous estimée par la simulation. La différence de pente peut venir de cette sous-estimation.
- La simulation ne fournit que l'énergie cinétique des ions, leur énergie d'ionisation est donc évaluée à partir d'un facteur de *quenching* en ionisation, calculé à partir de W. Si l'IQF calculé est différent de l'IQF expérimentale, un décalage sur l'énergie d'ionisation peut apparaître entre les données simulées et expérimentales.

Le graphe (b) représente le cosinus carré de l'angle de diffusion reconstruit θ_{np} en fonction de l'énergie cinétique des protons après la discrimination. Les coupures $E_p > 30$ keV et $\theta_{np} < 23^\circ$ (cf. paragraphe 4.4.2) sont représentées respectivement par les ligne rouges verticale et horizontale. Ces coupures permettent de supprimer les ions lourds et de sélectionner les événements avec les plus faibles incertitudes pour la reconstruction de l'énergie neutron.

Comme prévu par l'équation $E_n = E_p / \cos^2(\theta_{np})$, les événements sont principalement répartis autour d'une droite de coefficient 1/144 pour une énergie neutron de 144 keV. A basse énergie la résolution de la reconstruction angulaire augmente comme prévu par le modèle direct (cf. chapitre 4).

Dans le coin supérieur gauche, les événements sont issus soit d'ions lourds soit de mauvaises reconstruction de l'angle de diffusion. Ces événements sont supprimés de l'analyse par les coupures sur E_p et θ_{np} . Ces coupures montrent qu'un nombre important de protons de recul est éliminé de l'analyse, ce qui engendre des incertitudes importantes sur la mesure de fluence (cf. paragraphe 6.3 et 7.1.4).

Le bruit de fond vient principalement des neutrons diffusés, les protons issus de neutrons diffusés ont une énergie inférieure à celle des protons issus de neutrons directs.

La reconstruction expérimentale de l'énergie des neutrons est montrée sur le graphe (c). La courbe rouge et la courbe en tirets bleue représentent la distribution de l'énergie des neutrons respectivement avec et sans la coupure sur θ_{np} . Le pic de la courbe rouge a été ajusté par une loi

normale et donne une énergie moyenne de 139,2 keV avec un écart-type de 12,4 keV. L'incertitude sur cette mesure est de 15,9% d'après l'incertitude sur l'énergie des protons et sur la reconstruction de l'angle (cf. paragraphe 6.2).

La mesure de la charge n'a pas été corrigée de la décroissance du signal, due à l'électronique. Or comme le montre la Figure 113 et en considérant une vitesse de dérive de $13,8 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$, le temps de montée du signal peut atteindre 2,4 μs pour les plus hautes énergies. Ce temps de montée devient comparable au temps de décroissance de l'électronique qui est de 10 μs . Ainsi en tenant compte de la décroissance, la mesure de la charge a été corrigée et l'énergie neutron obtenue est représentée par la courbe pointillée verte. L'énergie moyenne ainsi obtenue est de 144,9 keV avec un écart-type de 13,6 keV. Cependant la forte incertitude associée à la reconstruction de l'énergie neutron ne permet pas de conclure sur la nécessité d'une telle correction. C'est pourquoi cette correction n'a pas été effectuée pour l'ensemble des mesures.

En dehors du pic associé à l'énergie des neutrons, une queue à basse énergie est visible dans la distribution. Cette queue est assimilable au bruit de fond visible sur le graphe (b), dû aux neutrons diffusés.

Sur le graphe (d), la reconstruction expérimentale de l'énergie neutron (courbe rouge), avec la coupure sur θ_{np} , est comparée à la reconstruction issues du modèle direct (tirets noirs) et à la distribution théorique de l'énergie de neutrons (pointillés bleus), obtenue via MCNPX. Les simulations ont été normalisées par la mesure de référence en fluence. Les trois pics sont comparables du point de vue de leur position ou de leur résolution. Ceci tend à valider le modèle direct qui permet de simuler la réponse du détecteur μTPC . En ajustant le pic par une loi normale, l'énergie moyenne issue du modèle direct est 142,1 keV avec un écart-type de 12,4 keV.

Une différence entre les distributions est visible au niveau de la queue à basse énergie. La queue de distribution obtenue expérimentalement est plus importante que celle prédite par le modèle direct. Une sous-estimation, par la simulation, des neutrons diffusés pourrait expliquer cette différence. Pour améliorer le modèle direct, la simulation MCNPX de la μTPC pourrait être effectuée avec la géométrie complète de l'installation AMANDE, disponible à l'IRSN. Afin de confirmer l'origine de cette queue de distribution, une mesure pourrait aussi être effectuée sur l'installation AMANDE, avec un cône d'ombre permettant d'arrêter tous les neutrons directs (cf. Figure 55). La soustraction de la distribution obtenue avec le cône de celle obtenue sans cône d'ombre permettra alors de confirmer que la queue de distribution vient des neutrons diffusés.

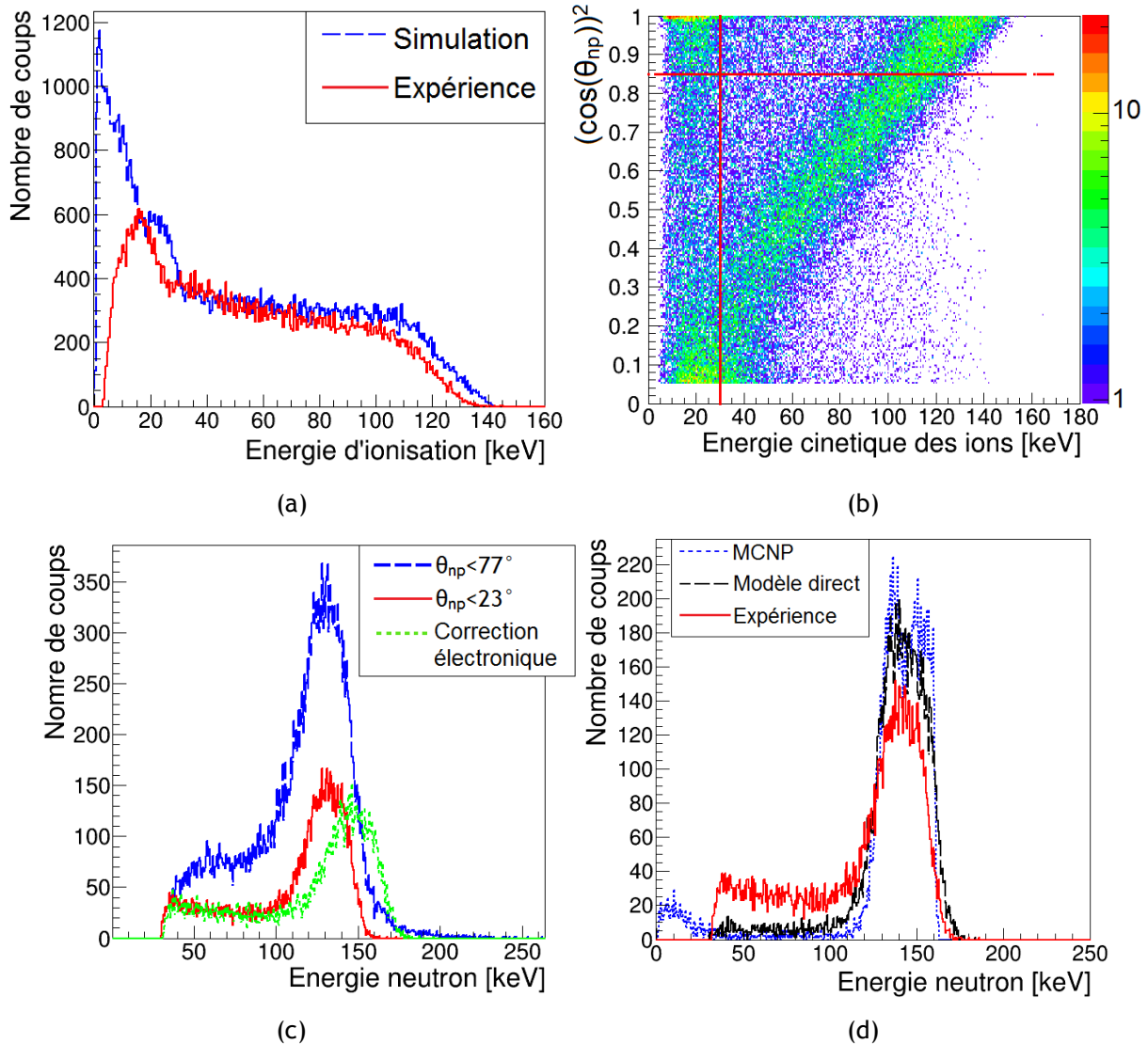


Figure 115. Reconstruction des données obtenues en 2014 pour des neutrons de 144 keV.

La Figure 116 résume l'ensemble des mesures analysées lors de la détection de neutrons de 144 keV. La même méthode que celle décrite précédemment a été utilisée pour chaque analyse. Le trait rouge représente soit l'énergie moyenne soit la résolution théorique de la distribution. L'ensemble des distributions obtenues ont été ajustées par une loi normale pour estimer la moyenne du pic neutron et sa résolution. Le triangle jaune correspond à l'énergie moyenne et la résolution obtenues avec la distribution énergétique donnée par MCNPX. Le carré vert correspond à l'énergie moyenne ou la résolution obtenues avec la distribution issue du modèle direct. Les croix oranges et les losanges bleus représentent l'énergie moyenne ou la résolution obtenues pour les mesures de 2012 et 2014 respectivement. En 2012, le premier prototype de l'enceinte avait été utilisé ainsi qu'un mélange $iC_4H_{10} + 40\%CHF_3$ à 50 mbar puis un mélange $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 50 mbar. En 2014, la nouvelle enceinte a été utilisée avec le mélange gazeux $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 30 mbar.

D'après le graphe (a), l'énergie moyenne du pic neutron est bien reconstruite et l'ensemble des mesures entre 2012 et 2014 montrent une bonne reproductibilité. Les différentes mesures de 2014, effectuées le même jour, montrent une bonne répétabilité. Sachant que l'étalonnage est identique pour toutes les mesures de 2014, l'augmentation de quelques pourcents de l'énergie des neutrons des mesures de 2014 montre une évolution du mélange gazeux lors des différentes mesures. Cela peut s'expliquer par le fait que le gaz, circulant en circuit fermé, était purifié à chaque passage par le filtre. La mesure n°10 a été effectuée avec le détecteur tourné de 43° par rapport à l'axe du faisceau d'ions de l'installation AMANDE, cela peut expliquer la différence en énergie. Au vu de ces résultats, il est probable que l'incertitude sur l'énergie des neutrons (i.e. $15,9\%_{En}$ en 2014) soit surestimée car l'écart à la référence est toujours inférieur à 5%. Cette surestimation vient probablement du facteur

de *quenching* en ionisation qui n'a pas encore été mesuré, mais dont la valeur est issue d'un calcul à partir du facteur W mesuré par le PTB dans du butane.

Le graphe (b) montre que la résolution du pic neutron vient principalement de la source de neutrons (trait rouge). La résolution de la reconstruction de l'énergie neutron est donc inférieure à $21\%_{FWHM}$. La mesure n°10, où le détecteur est tourné de 43° , montre que la résolution augmente lorsque les neutrons n'arrive pas quasi-perpendiculairement à l'anode. Le modèle direct reproduit la même résolution que celle obtenue expérimentalement, ce qui valide ce modèle.

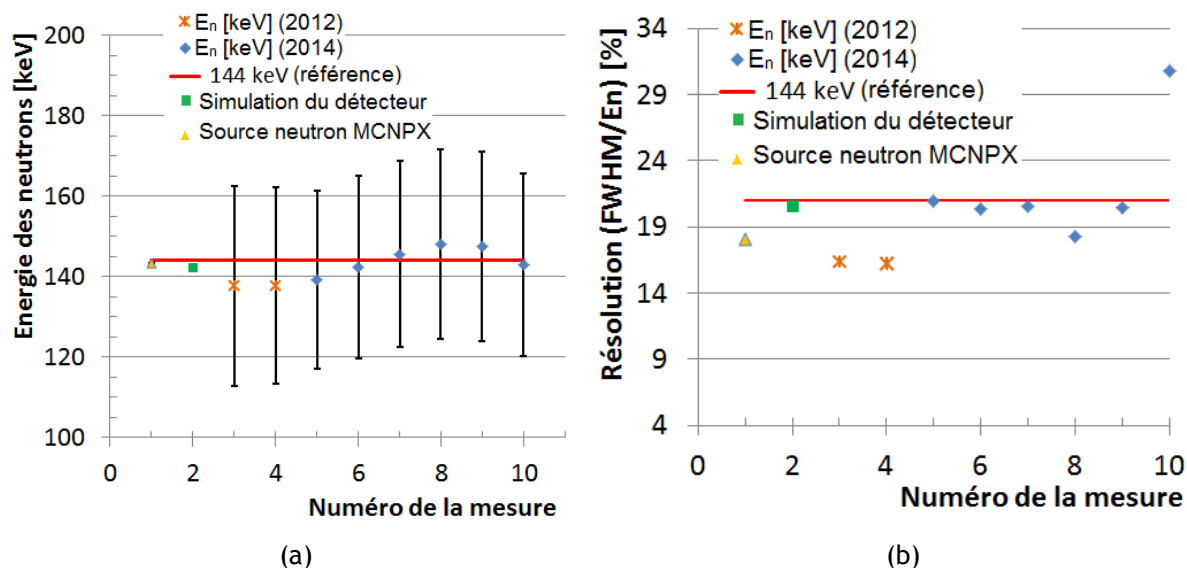


Figure 116. Reconstruction de l'énergie des neutrons à 144 keV pour différentes configurations expérimentales.

7.1.3.2 Mesure avec des neutrons de 127 keV

Avant de modifier le premier prototype de l'enceinte en aluminium, des irradiations ont été effectuées avec des neutrons de 127 keV. Ce choix d'énergie avait pour objectif d'éviter la résonance de la section efficace de l'aluminium à 144 keV, et ainsi de limiter le nombre de neutrons diffusés par l'enceinte. Les mélanges gazeux utilisés étaient $iC_4H_{10} + 50\%CHF_3$ à 50 mbar en 2012 et $iC_4H_{10} + 40\%CHF_3$ à 50 mbar en 2013.

Les mesures effectuées en 2012 ont fait l'objet d'une publication [88] qui donnait une énergie de $E_n = 122 \pm 12$ keV, où l'incertitude sur l'IQF n'était pas prise en compte par manque d'information. L'analyse a été améliorée depuis cette parution, notamment via la prise en compte d'un IQF plus réaliste, l'énergie reconstruite a donc été modifiée par rapport à cette publication à $126,8 \pm 22,8$ keV. En effectuant la même analyse que pour des neutrons de 144 keV (cf. paragraphe 7.1.3.1), les énergies neutron et les résolutions obtenues sont résumées dans le Tableau 24.

La cible utilisée pour produire les neutrons étant quatre fois plus mince, la résolution du champ neutronique incident est inférieure à celle obtenue à 144 keV. Cela a permis d'estimer la résolution associée à la reconstruction de l'énergie par le détecteur μTPC , qui est de l'ordre de 11% pour des neutrons de 127 keV, ce qui est bien inférieur aux 21% obtenus dans le paragraphe 7.1.3.1. L'incertitude semble encore surestimée au moins d'un facteur deux d'après l'écart entre l'énergie moyenne reconstruite et l'énergie de référence. En effet l'écart entre l'énergie neutron reconstruite et l'énergie de référence est maximum en 2013 et vaut 6,9%, soit 8,8 keV.

	Epaisseur de la cible d'AMANDE [$\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$]	Mélange gazeux dans la μTPC	E_n [keV]	Résolution FWHM/ E_n [%]	Incertitude u_{E_n} [keV]
Théorie	34,8		127	5,1	
23/11/2012	?	$i\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$ à 50 mbar	126,8	15,8	22,8
27/03/2013	34,8	$i\text{C}_4\text{H}_{10} + 40\%\text{CHF}_3$ à 50 mbar	135,8	11,1	22,8

Tableau 24. Reconstruction de l'énergie pour des neutrons de 127 keV.

L'allure de la distribution obtenue pour ces deux reconstructions de l'énergie neutron est donnée sur la Figure 117. La courbe rouge et les tirets bleus correspondent respectivement à la mesure de 2012 et 2013. Les deux distributions ont été normalisées par leur intégrale pour pouvoir être comparées. La queue de la distribution à basse énergie est plus faible que celle observée pour la reconstruction de l'énergie des neutrons de 144 keV. Pour la reconstruction avec des neutrons de 127 keV, la queue se situe à environ 10% du maximum de la distribution alors qu'elle se situe à plus de 20% du maximum pour la reconstruction avec des neutrons de 144 keV, quel que soit l'enceinte de mesure utilisée. Si la queue de distribution venait d'un problème de reconstruction de l'énergie, elle aurait tendance à augmenter lorsque l'énergie des neutrons diminue, car la reconstruction est plus difficile à basse énergie du fait de la faible longueur de trace. Or la queue de la distribution diminue en passant de 144 keV à 127 keV. Si cette queue de distribution vient des neutrons diffusés cela pourrait expliquer ce changement, notamment si les neutrons diffusent sur de l'aluminium.

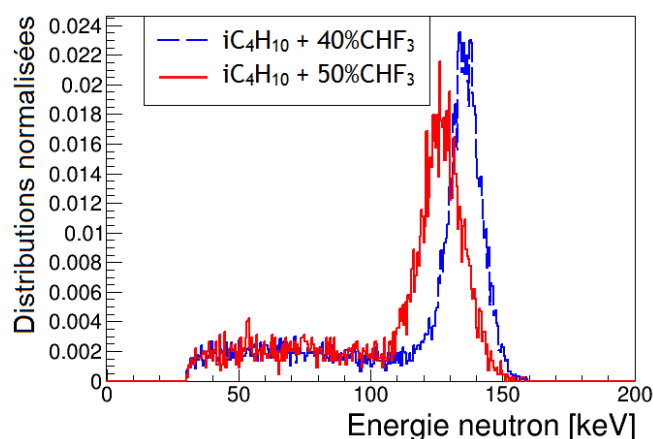


Figure 117. Reconstruction de l'énergie des neutrons de 127 keV, mesurée en 2012 (courbe rouge) et 2013 (tirets bleus).

7.1.3.3 Mesure avec des neutrons de 27 keV

Les mesures de neutrons de 27 keV ont été effectuées lors de la campagne de 2014, dans un mélange gazeux $\text{C}_4\text{H}_{10} + 50\%\text{CHF}_3$ à 30 mbar. La Figure 118 illustre la reconstruction expérimentale de l'énergie des neutrons de 27 keV.

Le graphe (a) représente la distribution de l'énergie cinétique des ions, en considérant tous les événements comme des protons (pour le IQF), avant (tirets bleus) et après (courbe rouge) la discrimination électron/recul. Seuls les événements dont l'énergie est supérieure à 8 keV sont conservés pour l'analyse. Le taux d'événements supprimés, correspondant à des photoélectrons, est de 97,9%. En accord avec la théorie, la distribution obtenue est plate à l'exception d'un pic en-deça de 10 keV. Ce pic vient probablement de la discrimination électron/recul qui n'est pas suffisante.

Dans le graphe (b), $\cos^2(\theta_{np})$ est tracé en fonction de l'énergie cinétique. Comme pour les mesures à 144 keV, les événements sont principalement répartis autour d'une droite dont le coefficient est $1/27$, car les neutrons ont une énergie de 27 keV. Aux faibles énergies, l'angle est difficile à estimer car, par exemple à 10 keV, la longueur des traces est de l'ordre de 3 mm alors que la déviation latérale (i.e. *straggling*) est de $\sim 0,8$ mm et que l'écart-type moyen, associé à la diffusion des électrons, est de ~ 1 mm. Dans ces conditions expérimentales, les ions de 10 keV vont générer sur l'anode des nuages de pixels en forme de « boule » qu'il sera impossible d'analyser. Ainsi, pour diminuer le seuil de détection, les configurations expérimentales peuvent encore être optimisées en diminuant la pression et en remplaçant l' iC_4H_{10} par du H_2 .

La distribution expérimentale de l'énergie des neutrons est montrée sur le graphe (c) avant et après la sélection des événements pour $\theta_{np} < 23^\circ$ (respectivement tirets bleus et courbe rouge). Le pic de la distribution a été ajusté par une loi normale pour $E_n > 24$ keV, la valeur moyenne obtenue est 28,21 keV avec un écart-type de 2,53 keV, soit une résolution (FWHM/ E_n) de 21%. Pour rappel, cette distribution est obtenue avec un IQF calculé à partir de W.

Dans le graphe (d), la distribution de l'énergie a été comparée à la distribution obtenue par simulation avec le modèle direct (tirets noirs) et celle obtenue expérimentalement avec l'IQF de SRIM (pointillés rouges). La simulation a été normalisée par la mesure de fluence de référence (long compteur). Comme attendu, l'IQF calculé par SRIM, supérieur à l'IQF mesuré à 15 keV (cf. paragraphe 5.3.3), sous-estime l'énergie neutron reconstruite, tandis que l'IQF calculé avec W, inférieur à la mesure à 15 keV, surestime l'énergie des neutrons.

En ajustant une loi normale à l'énergie reconstruite à l'aide du modèle direct, la moyenne donne $E_n^{simu} = 26,9$ keV avec un écart-type de 2,0 keV, soit une résolution de 7,4%. La résolution ainsi obtenue est similaire à celle obtenue expérimentalement, ce qui permet de valider l'utilisation du modèle direct pour une énergie neutron de 27 keV. Les distributions expérimentales obtenues sont en accord si les incertitudes de mesures sont prise en compte. En prenant une incertitude type relative de 5% pour $\cos^2(\theta_{np})$, l'incertitude type relative sur l'énergie neutron u_{E_n} est de 15,7%. Si les incertitudes sur l'IQF mesuré sont considérées au lieu de celles sur l'IQF simulé alors u_{E_n} diminue à 10,5%. En améliorant l'étalonnage, les incertitudes pourrait encore être diminuées d'un facteur deux au minimum.

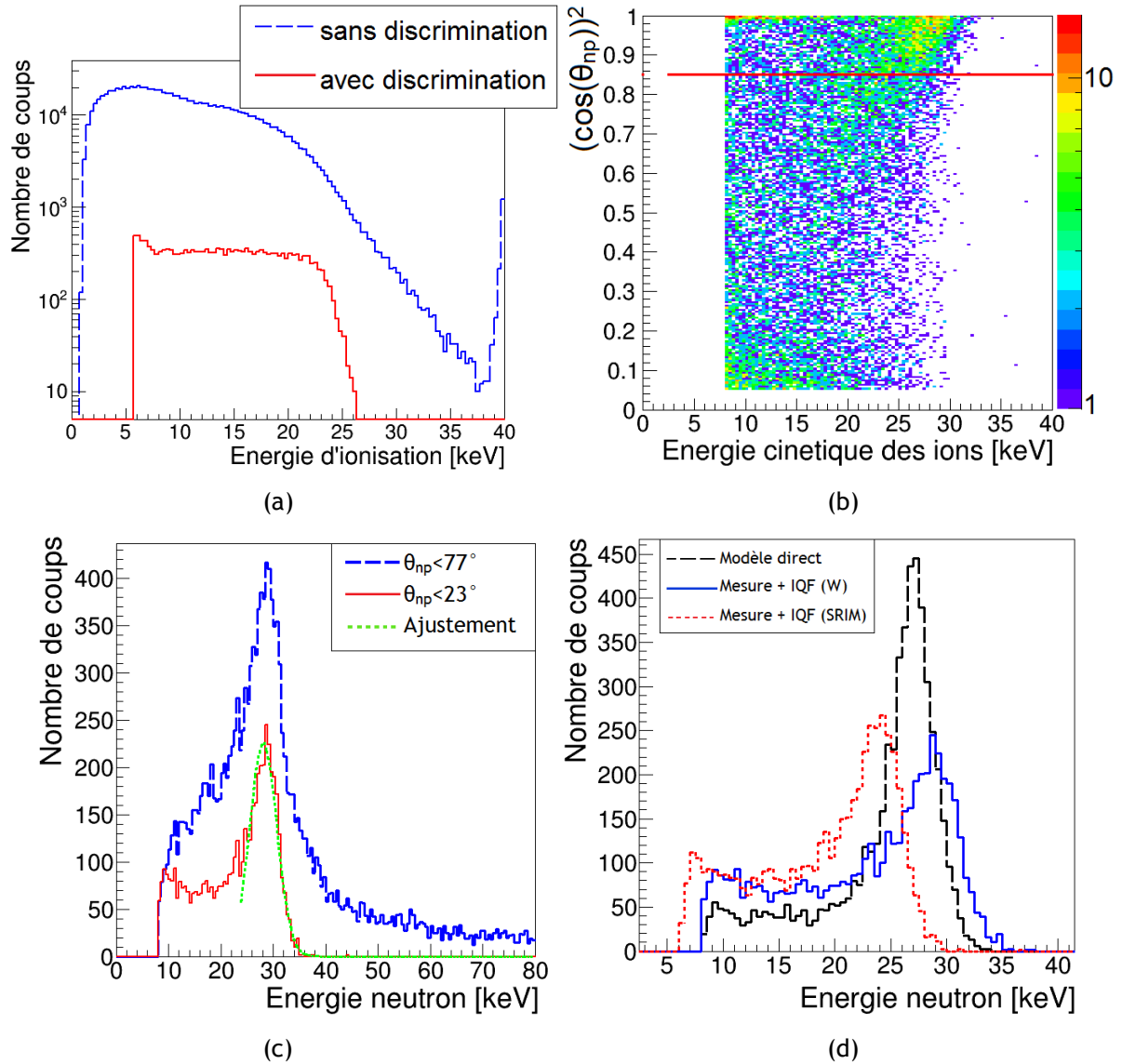


Figure 118. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 27 keV.

7.1.3.4 Mesure avec des neutrons de 250 keV

Lors de la campagne de 2013, le mélange $iC_4H_{10}+CHF_3$ ne pouvait être utilisé suite à la pollution des filtres du système de régulation. Le iC_4H_{10} pur a donc été utilisé pour effectuer les mesures à 250 keV. La pression a été fixée à 50 mbar absolu afin d'avoir un parcours des protons de recul assez long (e.g. ~2 cm pour une énergie cinétique de 250 keV). Cependant, l'absence de CHF_3 augmente la vitesse de dérive des électrons à $45 \mu m.ns^{-1}$, au lieu d'être située autour de $10 \mu m.ns^{-1}$. Les traces échantillonnées sur l'anode seront quatre fois plus courtes et la résolution angulaire sera diminuée d'autant.

La Figure 119 illustre la reconstruction des données issues de la détection de neutrons de 250 keV. Le graphe (a) montre la reconstruction de $\cos^2(\theta_{np})$ en fonction de l'énergie cinétique des protons. Les traits rouges correspondent aux coupures sur l'angle et l'énergie (i.e. $E_p > 70$ keV et $\theta_{np} < 23^\circ$) appliquées pour reconstruire la distribution de l'énergie des neutrons. En dessous de ~120 keV, la résolution angulaire est effectivement mauvaise car les événements ne sont plus distribués autour de la droite de pente 1/250 (i.e. $E_n = 250$ keV). En ajoutant du CHF_3 pour ralentir les électrons d'ionisation, la résolution pourra être améliorée.

Sur le graphe (b), la distribution de l'énergie des neutrons (courbe bleue) a été reconstruite et le pic a été ajusté par une loi normale (tirets rouges) pour estimer l'énergie des neutrons. L'énergie obtenue

est 256 keV avec une résolution (i.e. FWHM/E_n) de 12%, à comparer avec la résolution théorique de la distribution de 6,6%. La résolution est presque deux fois supérieure du fait de la mauvaise reconstruction angulaire.

En considérant une incertitude de 5% sur $\cos^2(\theta_{np})$, l'incertitude type relative sur E_n vaut 17%. Comme pour les autres énergies neutron, cette incertitude est probablement surévaluée du fait de l'incertitude sur l'IQF de 12,7%.

Enfin, la queue de la distribution à basse énergie est due principalement à la mauvaise résolution angulaire engendrée par les conditions expérimentales (i.e. absence de CHF_3). Une partie est probablement due à des neutrons diffusés, mais aucune simulation n'a été effectuée pour cette mesure.

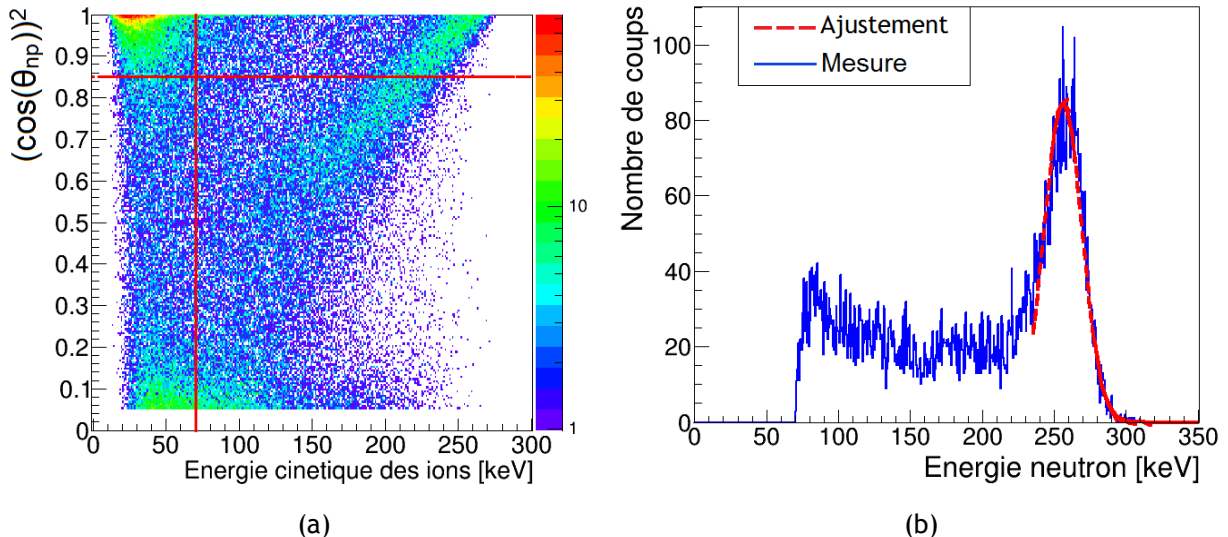


Figure 119. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 250 keV.

7.1.3.5 Mesure avec des neutrons de 565 keV

Plusieurs mélange gazeux ont été testés lors de ma thèse pour cette énergie. J'ai choisi d'analyser les données obtenues en 2013 dans deux mélanges différents : 100% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ à 86 mbar et He + 5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar. Pour le premier mélange, les protons de recul sont analysés avec l'IQF issus des valeurs de W. Pour le second mélange, les protons sont éliminés de l'analyse et les alphas de recul sont analysés avec l'IQF mesurés dans ce gaz (cf. paragraphe 5.3.3). L'IQF mesuré a été ajusté par une fonction analytique pour faciliter l'analyse.

Pour la mesure dans le mélange He + 5% $i\text{C}_4\text{H}_{10}$ à 350 mbar, la vitesse de dérive des électrons est de $\sim 16 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$. Le parcours des alpha est plus court que celui des protons de même énergie, ainsi la reconstruction de l'angle est moins précise pour les alpha. En deçà de ~ 170 keV pour l'énergie d'ionisation des alpha, l'angle n'est pas correctement reconstruit pour cette configuration expérimentale. La Figure 120 montre un ensemble de graphes pour la reconstruction de l'énergie des neutrons à 565 keV.

Le graphe (a) correspond à la longueur ADC, obtenue à partir du temps de montée du profil de charge, en fonction de l'énergie déposée en ionisation par les particules. Les traits rouges correspondent à l'allure du parcours des alpha dans ce mélange gazeux, donné par SRIM. Un décalage de +20 mm est appliqué pour le trait supérieur afin de prendre en compte le temps de réponse de l'électronique et la diffusion des électrons. L'absence d'une branche verticale à basse énergie montre qu'il y a quasiment aucun électron. Les électrons sont supprimés de l'analyse dès le départ car l'amplification n'est pas suffisante pour qu'ils déclenchent les pixels de l'anode. A partir de 200 keV, des événements forment une branche avec un parcours plus grands que celui de la branche principale. Il s'agit des protons dont le parcours est suffisamment long pour être différenciés des alpha. Dans la branche principale, les événements ne sont pas répartis uniformément car les alpha sont confondus avec des noyaux de carbone dont l'énergie cinétique maximum est de ~ 170 keV. Les noyaux de carbone sont donc situés à basse énergie dans ce graphe.

Le graphe (b) montre la distribution de l'énergie d'ionisation avec (courbe rouge) et sans (tirets bleus) les critères de sélection décrits dans le paragraphe 7.1.2. Le pic à basse énergie, dû aux gamma, est complètement supprimé avec les coupures. Le pic à haute énergie est dû à la saturation de l'électronique pour des protons de recul d'énergie cinétique supérieure à ~350 keV. Les coupures permettent de supprimer la majorité de ces événements. La courbe rouge montre deux décrochements correspondant à l'énergie maximum des carbone de recul (i.e. ~170 keV) et à celle des alpha (i.e. ~360 keV). Un coupure sur l'énergie permet de supprimer les événements issus des carbone de recul. La majorité des événements restant sont des alpha de recul mais ils ne peuvent être discriminés des protons de recul. Ainsi pour ce mélange gazeux, une correction du taux d'événements alpha devra être appliquée si des mesures de fluence sont effectuées. Une autre solution consisterait à remplacer le C_4H_{10} par du CO_2 , qui jouerait le même rôle. Des études sur ce mélange gazeux ont déjà débuté au sein de la collaboration.

Le graphe (c) a été obtenu avec le mélange gazeux 100% C_4H_{10} à 86 mbar. Il représente la projection sur le plan (X, Y) de la position d'interaction (X_r , Y_r , Z_r). Dans le cas de neutrons produits à 565 keV avec la réaction ${}^7Li(p, n){}^7Be$, ceux-ci sont émis majoritairement à l'avant (i.e. 0° par rapport à l'axe du faisceau) comme le montre la Figure 4. A cette énergie l'anisotropie de la réaction devient visible et explique que sur le graphe (c) les positions d'interaction soient regroupées sur une partie du plan de l'anode. Notons que le graphe dévoile un défaut de centrage du dispositif. L'ancienne enceinte utilisée pour cette expérience était en effet difficile à placer avec précision. Ce n'est plus le cas avec la nouvelle enceinte.

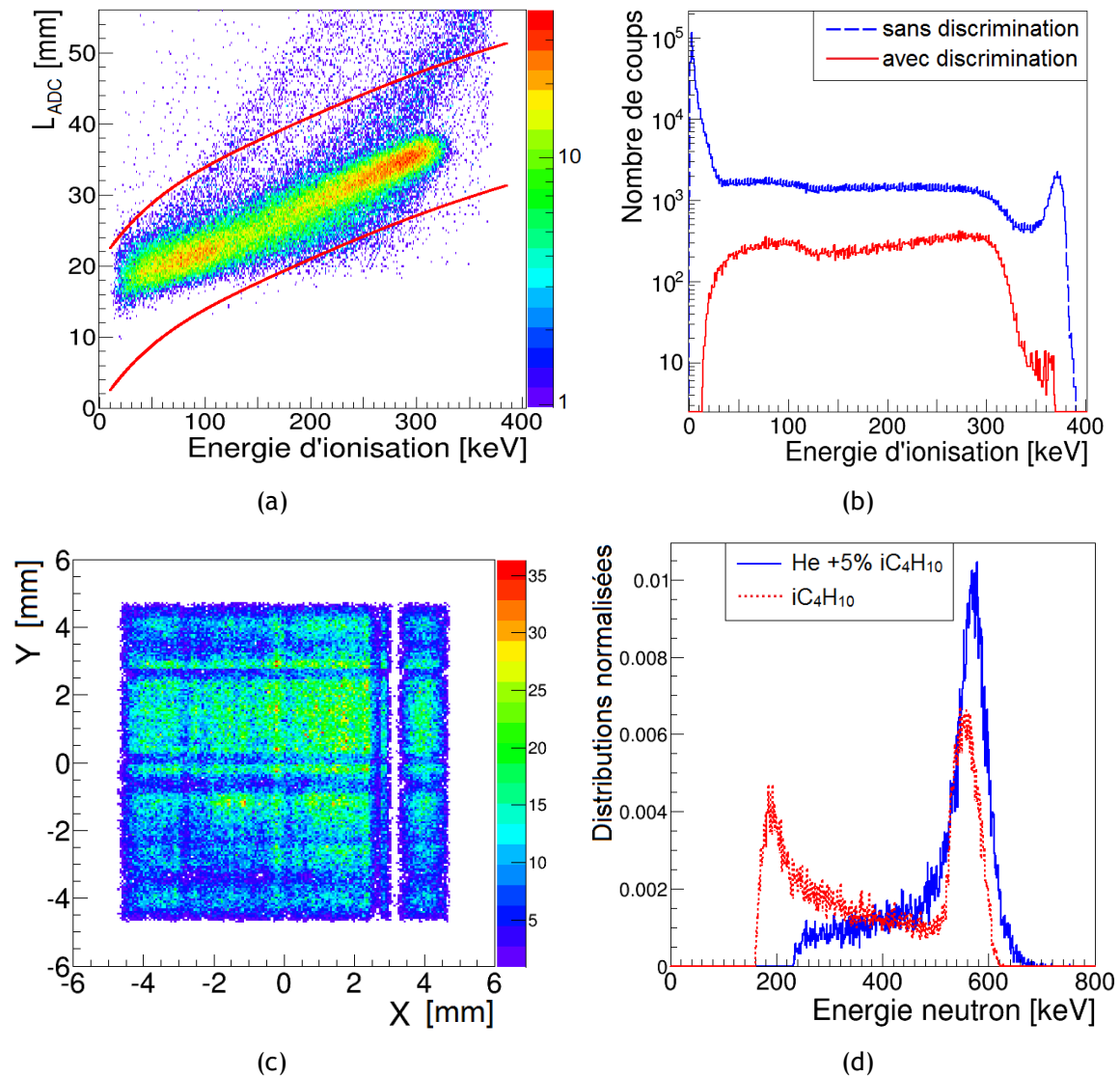


Figure 120. Reconstruction des données obtenues avec des neutrons de 565 keV.

Le graphe (d) de la Figure 120 montre la reconstruction de l'énergie des neutrons dans les mélanges gazeux 100% C_4H_{10} à 86 mbar (pointillés rouges) et He + 5% C_4H_{10} à 350 mbar (courbe bleue). Le pic principal de chaque distribution a été ajusté par une loi normale afin d'estimer l'énergie moyenne et la résolution.

Le Tableau 25 compare ces mesures avec la distribution théorique. La résolution obtenue avec les mesures dans l' iC_4H_{10} pur est plus faible que celle donnée par la théorie. Pour cette mesure, l'amplification était trop élevée et les protons de recul, avec une énergie d'ionisation supérieure à 460 keV, provoquaient la saturation de l'électronique. Ces événements ont donc été supprimés de l'analyse ce qui peut expliquer une perte d'événements à haute énergie avec une sous-estimation de la résolution et de l'énergie des neutrons.

Le Tableau 25 donne aussi l'incertitude associée à chaque reconstruction de l'énergie des neutrons de 18,2% pour la mesure dans l' iC_4H_{10} et 19,1% dans l'hélium. Cette incertitude a été calculée en supposant une incertitude sur l'angle de 5%, la caractérisation par simulation n'ayant pas été effectuée dans ces conditions expérimentales. Pour le mélange à base d'hélium, l'incertitude sur l'IQF mesuré est de 6,7% maximum. Ainsi l'étape d'étalonnage représente plus de 80% de l'incertitude totale. Cela vient du fait que seulement deux points d'étalonnage sont utilisés et qu'ils sont à très basse énergie (i.e. 3,04 keV et 5,92 keV) en comparaison à l'énergie cinétique maximum des ions (i.e. ~360 keV pour les alpha et ~565 keV pour les protons). Une forte réduction des incertitudes de mesure est donc possible pour la suite du projet.

La reconstruction de l'énergie moyenne est en accord avec la théorie à 0,3% près pour la mesure avec l'hélium et 1,4% avec le C_4H_{10} pur. Cela démontre de nouveau que les incertitudes de mesure sont largement surestimées.

En comparant les deux distributions expérimentales du graphe (d), normalisées par leur intégrale, la queue associée à chaque distribution est différente. Pour les protons de recul (pointillés rouges), elle augmente fortement lorsque l'énergie diminue car l'angle est mal reconstruit en deça d'une énergie d'ionisation de 300 keV. Le pouvoir d'arrêt des protons dans l' iC_4H_{10} est plus important par rapport aux autres mélanges donc les traces sont plus courtes. La vitesse de dérive des électrons d'ionisation est plus rapide est vaut $\sim 48 \mu m.ns^{-1}$. Les traces sont donc moins échantillonnées et la limite de reconstruction de l'angle est plus élevée par rapport à d'autres configurations. Les événements entre 460 keV et 565 keV étant supprimés de l'analyse, la queue est aussi plus importante par rapport à la reconstruction de l'énergie neutron avec les alphas (courbe bleue).

En utilisant un mélange $iC_4H_{10} + CHF_3$, les performances devraient être améliorées et la queue de distribution devrait être réduite. Les performances de la reconstruction étant équivalentes dans les deux mélanges gazeux utilisés actuellement, le mélange $iC_4H_{10} + CHF_3$ devra donc être utilisé pour mesurer cette énergie de neutrons.

	Epaisseur de la cible d'AMANDE [$\mu g.cm^{-2}$]	Mélange gazeux dans la μTPC	E_n [keV]	Résolution FWHM/ E_n [%]	Incertitude u_{E_n} [keV]
Théorie	300,39	/	565	4,6	
25/11/2013	300,39	He + 5% C_4H_{10} à 350 mbar	567	5,5	108
27/11/2013	300,39	100% C_4H_{10} à 86 mbar	557	4,2	101

Tableau 25. Comparaison des reconstructions de l'énergie des neutrons de 565 keV avec la théorie.

7.1.4 RECONSTRUCTION DE LA FLUENCE NEUTRONIQUE

Lors de la campagne de 2014, des mesures de référence en fluence ont été effectuées afin de les comparer aux résultats obtenus avec le détecteur μTPC . Ainsi une mesure a été effectuée à 27 keV et

plusieurs ont été réalisées à 144 keV. Les mesures de référence étaient effectuées avec le long compteur de l'IRSN (PLC) placé à la même position que le détecteur μ TPC. Un suivi du taux de comptage par les moniteurs de l'installation (cf. paragraphe 7.1.1) permet de raccorder la mesure de fluence avec le long compteur à celle effectuée avec la μ TPC.

La fluence est estimée à partir du nombre d'évènements détectés par la μ TPC selon l'équation 3.7 :

$$\Phi_N^m(r) = \frac{N_R}{k * N_C * \sigma^{elas} * L_X * L_Y * L_Z}$$

Pour ce calcul, les neutrons ont été considérés comme monoénergétiques. La section efficace de diffusion élastique a été calculée à l'énergie neutron de référence.

Les facteurs correctifs ont été estimés à partir du modèle direct, simulant la réponse de la μ TPC, et ils sont donnés dans le paragraphe 4.4.4.2 (cf. Tableau 10).

Lorsqu'un évènement est détecté, aucun autre évènement ne peut être enregistré. Ainsi le temps nécessaire au traitement de chaque trace constitue le temps mort associé à chaque évènement. Ce temps mort est fourni directement par l'électronique numérique et le logiciel d'acquisition, pour chaque évènement. Une correction supplémentaire est incluse dans le facteur correctif pour prendre en compte ce temps mort. L'incertitude sur la correction associée au temps mort n'a pas été prise en compte pour cette analyse car elle n'a pas été caractérisée.

Le temps de mesure a été estimé à partir de l'estampillage temporel de chaque évènement. En définissant un temps d'intégration, le taux de comptage peut aussi être calculé grâce à l'estampillage temporelle. Un exemple de l'évolution du taux de comptage en fonction du temps de mesure est donné sur la Figure 121 pour un temps d'intégration de dix secondes.

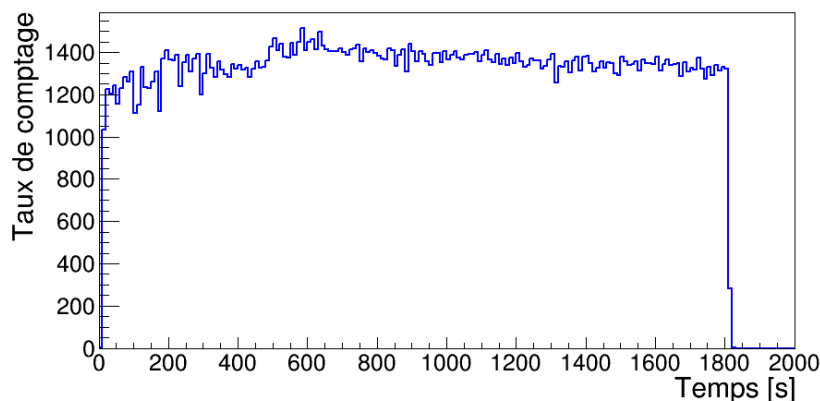


Figure 121. Taux de comptage obtenu pour la première mesure des neutrons de 144 keV, avec un échantillonnage toutes les 10 s.

L'ensemble des mesures de fluence effectuées sont répertoriées dans le Tableau 26.

Pour ce calcul, le débit de fluence est supposé uniforme en X et Y (i.e. plan de l'anode) et la probabilité d'interaction (i.e. $\sim 10^{-3}$ d'après le paragraphe 3.3.2.1) très faible devant le nombre de neutrons par cm^2 (e.g. $\sim 10^6$ à 144 keV).

Le point de référence pour la mesure en fluence a été fixé au centre de la zone active (i.e. 8,85 cm de l'anode). La distance entre la cible (i.e. source des neutrons) et le détecteur vaut $(56,09 \pm 0,02)$ cm. L'incertitude vient uniquement de la mesure de distance entre la face avant du détecteur et la cible. Une étude du centre effectif devra être effectuée pour valider cette distance de mesure.

A 144 keV, le temps de mesure est de 30 min alors que la mesure à 27 keV a duré 7 h à cause du faible flux de neutrons à cette énergie. A 27 keV, le temps mort dû au traitement de chaque évènement atteint 16% du temps de mesure. A 144 keV les évènements à analyser sont assez longs (i.e. jusqu'à ~ 2 μ s), c'est pourquoi le temps mort atteint $\sim 63\%$ du temps de mesure pour un courant du faisceau d'ions de 5 μ A. Lorsque le courant du faisceau d'ion diminue, le nombre de neutrons produits est plus faible ce qui diminue le taux d'évènements détectés. La diminution du taux d'évènements permet ainsi de faire diminuer le temps mort à 43% du temps de mesure à 144 keV. Pour chaque acquisition,

l'utilisateur peut choisir d'enregistrer tous les événements, même ceux qui n'ont pas laissé de trace sur l'anode pixélisée. Ce mode nécessite plus de temps pour le traitement des données et il fait augmenter le temps mort à 88% du temps de mesure.

Ainsi pour réaliser des mesures rapides, il est important de n'enregistrer que les événements ayant déclenché les pistes de l'anode.

En comparant la fluence reconstruite avec la μ TPC à celle obtenue avec le long compteur, l'écart est toujours inférieur à 6% ce qui montre une bonne répétabilité de ces mesures avec la μ TPC. Cet écart est également bien plus faible que l'incertitude de 59,4% à 27 keV et 39,7% à 144 keV, calculée pour la fluence reconstruite avec la μ TPC. Ainsi ces résultats montrent que les incertitudes sur la fluence sont surévaluées. Le facteur correctif est le principal responsable de cette incertitude, notamment via la coupure sur l'angle de diffusion. Une estimation plus fine de cette incertitude devra être effectuée, par exemple via une estimation par méthode Monte Carlo recommandée par le GUM-S1 [84].

Au final, en tenant compte du temps mort et de l'ensemble des coupures appliquées aux données, l'efficacité de détection est de $1,7 \cdot 10^{-4}$ à 27 keV et $3,8 \cdot 10^{-5}$ à 144 keV dans ces conditions expérimentales (i.e. $iC_4H_{10} + 50\% CHF_3$ à 30 mbar absolu). L'efficacité de détection pourrait être améliorée en utilisant des coupures moins strictes (notamment sur l'angle θ_{np}) cependant cela se fera au dépend de l'incertitude de mesure et de la résolution en énergie.

Energie [keV]	Intensité du faisceau d'ions [μA]	Fluence de référence Φ_n^{ref} [cm^{-2}]	Fluence mesurée $\Phi_n^{\mu TPC}$ [cm^{-2}]	Ecart $(\Phi_n^{\mu TPC} - \Phi_n^{ref}) / \Phi_n^{ref}$ [%]	N_{reculs}	Temps mort [s]	Temps de mesure [s]
27	~14	$(3,1 \pm 0,2) \cdot 10^5$	$(3,04 \pm 1,81) \cdot 10^5$	-5,5	5296	3981	25210
144	~5	$(3,57 \pm 0,12) \cdot 10^6$	$(3,65 \pm 1,45) \cdot 10^6$	2,2	13720	1131	1802
144	~5	$(3,58 \pm 0,12) \cdot 10^6$	$(3,45 \pm 1,37) \cdot 10^6$	-3,6	4047	1593	1802
144	~5	$(3,58 \pm 0,12) \cdot 10^6$	$(3,65 \pm 1,45) \cdot 10^6$	2,2	13346	1150,5	1802
144	~2	$(1,552 \pm 0,052) \cdot 10^6$	$(1,59 \pm 0,63) \cdot 10^6$	2,4	9064	782	1802
144	~5	$(3,32 \pm 0,11) \cdot 10^6$	$(3,38 \pm 1,34) \cdot 10^6$	1,8	12870	1122	1802

Tableau 26. Mesures de fluence pour des neutrons monoénergétiques de 27 keV et 144 keV.

7.2 CARACTERISATION DE CHAMPS NEUTRONIQUES ETENDUS

7.2.1 LE REACTEUR DE L'INSTITUT LAUE LANGEVIN (ILL)

L'Institut Laue Langevin (ILL) de Grenoble dispose d'un réacteur produisant des neutrons thermiques notamment pour la caractérisation de matériaux [9]. Une expérience avec le détecteur μ TPC a été réalisée au sein de l'ILL afin de mesurer la distribution en énergie des neutrons rapides produits par le réacteur. Cette expérience avait pour objectif de valider la capacité de la μ TPC à détecter des

neutrons d'énergie plus élevée que le maximum envisagé à la conception du dispositif (i.e. jusqu'à 5 MeV au lieu de 1 MeV). Le mélange gazeux utilisé était composé de He + 5% iC_4H_{10} à 700 mbar absolu.

L'expérience a été réalisée à l'intérieur d'une casemate dotée d'écrans de protection. Le détecteur en étude a été aligné avec la fenêtre de la casemate grâce à un laser. La fenêtre permettait le passage du faisceau de neutrons dans l'enceinte, après évacuation des opérateurs et fermeture de la porte blindée. Le faisceau de neutrons incidents était perpendiculaire à l'anode pixélisée de la μTPC . Un blindage en briques de plomb et en feuille de B_4C (riche en ^{10}B) a été construit et mis entre le détecteur et la fenêtre de la casemate (Figure 122), afin de limiter le taux de gamma issus du cœur du réacteur et d'éviter l'activation du dispositif (via la capture des neutrons thermiques par le ^{10}B).



Figure 122. Détecteur μTPC dans la casemate de l'ILL pour la détection des neutrons du réacteur. La fenêtre en face est blindée en plomb (briques grises) et en bore-10 (feuilles noires) pour atténuer le nombre de γ et de neutrons thermiques.

7.2.2 DETECTION DES NEUTRONS RAPIDES DANS UNE CASEMATE DE L'ILL

Pour ces mesures, le flux de gamma était trop important pour qu'une mesure soit réalisée avec le détecteur sans un écran de plomb entre le réacteur et le détecteur.

Les neutrons pouvant atteindre plusieurs MeV d'énergie, l'étalonnage avec les sources de rayons X (i.e. à 3,04 keV et 5,92 keV) était impossible pour cette mesure : si l'amplification était importante, les sources X étaient visibles mais le signal issu des noyaux de recul les plus énergétiques saturait l'électronique. Au contraire si l'amplification était faible, l'énergie de tous les noyaux de recul pouvait être mesurée sans saturation mais seule la source de ^{55}Fe (i.e. 5,92 keV) était visible. Des améliorations possibles de l'étalonnage sont décrites dans le paragraphe 5.2.2.

Pour cette mesure nous nous sommes concentrés sur la reconstruction de la position de la source et sur l'énergie d'ionisation comme le montre les graphes de la Figure 123. Les graphes (a) et (b) montrent l'ensemble des pixels déclenchés pour toutes les traces lors de deux mesures. La tâche de couleur correspond à la section transverse du faisceau de neutrons incidents car, le faisceau étant parallèle à l'axe Z, la majorité des traces partent de cette zone. Dans le graphe (a), le détecteur était décalé de 4 cm vers sur l'axe X par rapport à la mesure du graphe (b), si on regarde le détecteur de l'arrière (e.g. comme sur la Figure 122). La position du faisceau étant décalé de ~ 100 pixels en X et l'espacement des pixels étant de 424 μm , on retrouve un décalage du faisceau de ~ 4 cm vers la droite (i.e. détecteur décalé sur la gauche).

Le graphes (c) et (d) montrent la distribution de l'énergie d'ionisation en canaux ADC, respectivement pour l'étalonnage et la détection des neutrons. Dans le graphe (c), le pic associé à la source de ^{55}Fe est visible autour du canal 20. Le premier pic est dû au bruit électronique et la queue de la distribution à haute énergie est due au bruit de fond des neutrons.

Dans le graphe (d), l'énergie est donnée sans sélection sur la longueur de trace, car sans étalonnage il est impossible d'obtenir une correspondance entre la longueur des traces mesurée et celle simulée par SRIM. Cependant la longueur des traces mesurée en fonction de l'énergie, en canaux ADC, permet

d'identifier que les particules les plus énergétiques sur le graphe (d) sont des alphas. En effet les protons ont un parcours supérieur à la largeur de la zone active pour des énergies autour de 1 MeV et, dans ces conditions expérimentales, ils sont supprimés de l'analyse par les coupures sur les bords du volume actif. Avec plusieurs mesures des sources de rayons X et en utilisant deux préamplificateurs ayant un gain différent, une correspondance entre énergie et canaux peut quand même être estimée, ce qui donne pour le canal 2500 une énergie d'ionisation comprise entre 750 keV et 1,5 MeV. En tenant compte du facteur de *quenching* en ionisation, l'énergie neutron maximum détectée par le μ TPC est donc comprise entre 1,3 MeV et 2,6 MeV. Cette énergie maximum est cohérente avec l'énergie de neutrons rapides issus d'un réacteur. Ces mesures permettent ainsi de montrer que la détection de neutrons rapides est possible avec le détecteur μ TPC si une partie de l'électronique et l'étalonnage sont adaptés à cet effet. Le détecteur est également directionnel car il permet de reconstruire la position et l'incidence des neutrons.

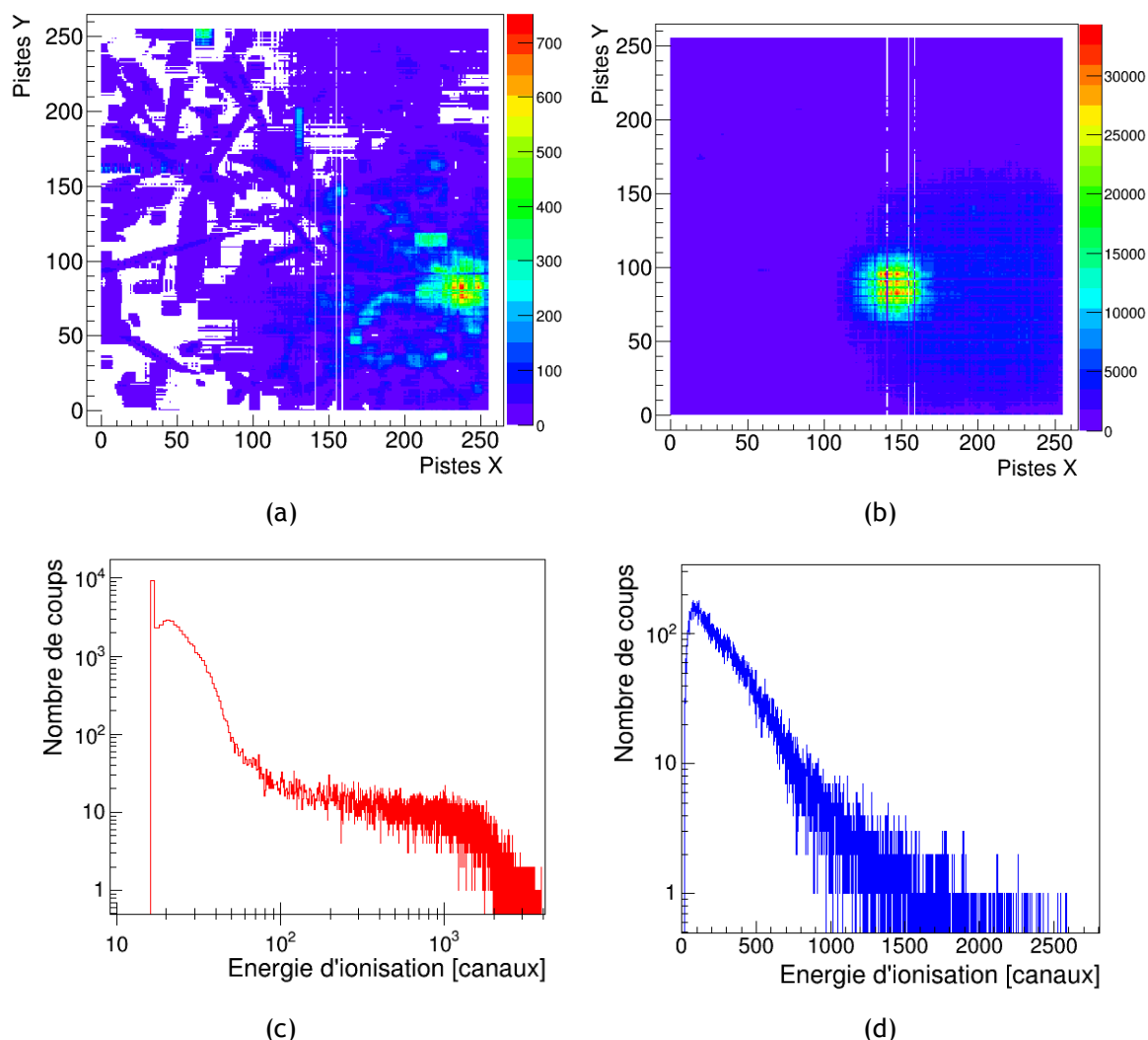


Figure 123. Reconstruction des données obtenues auprès du réacteur de l'ILL.

7.2.3 L'INSTALLATION CEZANE

L'installation CEZANE est une des installations du LMDN fournissant une référence primaire pour les grandeurs telles que la fluence neutronique, le débit d'équivalent de dose et le kerma neutron. L'installation est composée principalement d'un irradiateur, Van Gogh, contenant deux sources radioactives de ^{252}Cf (cf. paragraphe 2.1.1.1), modérée ou non par une coque d'eau lourde, et d'Am-Be (cf. paragraphe 2.1.1.2). L'utilisation d'une de ces sources permet de fournir un champ étendu de référence pour l'étalonnage d'appareil, selon la norme ISO 8529-1. Le débit d'émission des sources a

été mesuré selon une procédure primaire au Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB), via la méthode du bain de manganèse (cf. paragraphe 2.1.2.3).

Pour la source de ^{252}Cf , la distribution énergétique de la fluence neutronique peut être décrite par une distribution de Watt [2] ou de Maxwell [1][3] pour des énergies E allant de 100 keV à 10 MeV. La distribution de l'émission en unité de léthargie pour chaque modèle a été tracée sur la Figure 124. La valeur la plus probable pour cette fluence neutronique spectrale, Φ_E , est comprise entre 0,5 MeV et 1 MeV. La distribution s'étend jusqu'à 10 MeV. Les équations correspondant à la distribution de Maxwell ou de Watt sont les suivantes :

$$\text{Maxwell : } \Phi_E \propto \frac{2}{\sqrt{\pi} * T^{3/2}} * E^{1/2} * e^{-E/T}$$

$$\text{Watt : } \Phi_E \propto (\sinh(b * E))^{1/2} * e^{-E/a}$$

Pour la fission spontanée du ^{252}Cf , la constante T de la distribution de Maxwell est égale à 1,42 MeV [3]. Les facteurs a et b de la distribution de Watt sont donnés par le code MCNP [2]. Pour la source de ^{252}Cf , la différence entre la distribution de Watt et celle de Maxwell vient principalement de l'émission des neutrons rapides ($E \sim 1$ MeV), plus importante dans le cas de la distribution de Watt. Les variations de la distribution énergétique de la fluence neutronique viennent principalement de la géométrie de la source ou de son encapsulation. Cette variation montre l'importance d'une mesure de la distribution énergétique de la fluence.

Les neutrons produits par la source de ^{252}Cf peuvent aussi être modérés afin de produire des champs neutroniques dits réalistes, c'est-à-dire composés de neutrons rapides et de neutrons thermiques. Le modérateur recommandé par la norme ISO 8529-1 est une sphère d'eau lourde placée autour de la source. La distribution en énergie des neutrons modérés va varier en fonction de la géométrie du modérateur mais trois zones principales peuvent être distinguées [3] :

- Un pic à 2,5 MeV venant des neutrons n'ayant pas été modérés.
- Un pic à ~0,025 eV correspondant aux neutrons thermiques.
- Une distribution dégradée, située entre les deux pics, avec un creux entre ~100 keV et ~1 MeV dû aux résonances de la section efficace d'absorption des neutrons par l'oxygène.

La source de l'installation CEZANE, disposant d'une source de ^{252}Cf conforme à la norme ISO 8529-1, a permis de tester la reconstruction d'un champ étendu de neutrons avec le détecteur μTPC . Le choix s'est porté sur la source de ^{252}Cf , car elle est plus adaptée aux spécificités de la μTPC . En effet, cette source produit des neutrons jusqu'à 10 MeV et elle présente un maximum entre 1 MeV et 2 MeV. Le détecteur a fonctionné pendant plusieurs jours sans renouvellement du mélange gazeux. Pour ces mesures, les conditions expérimentales sont similaires à celles des tests réalisés à l'ILL. Le mélange gazeux utilisé est He +5% iC_4H_{10} à 700 mbar. Le détecteur a été placé sur le banc Van Gogh à 75 cm de la source (distance entre la face avant du détecteur et la source). L'axe Z du détecteur (centré et perpendiculaire à l'anode pixelisée) passe par la source. Le débit d'émission de la source ^{252}Cf à cette distance est de $340 \pm 12 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

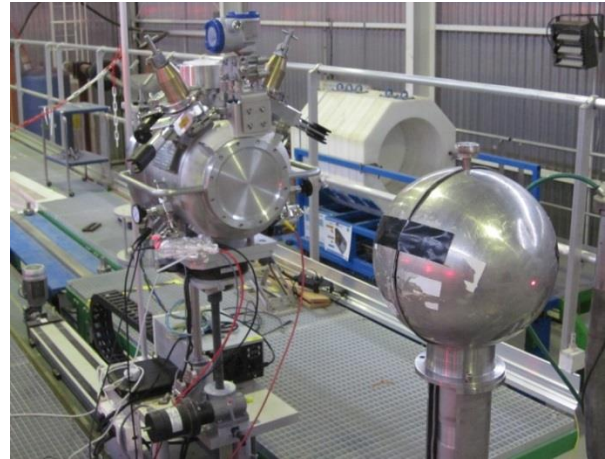
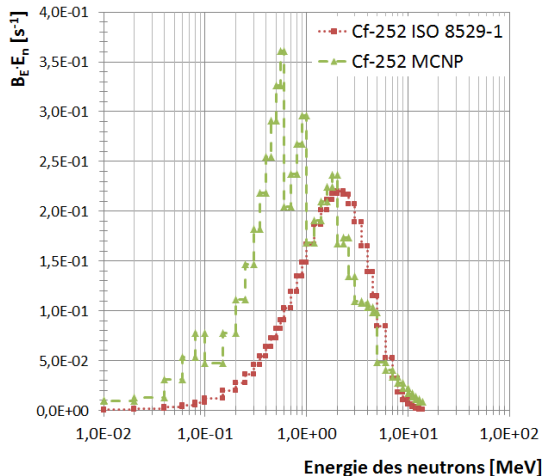


Figure 124. A gauche, distributions de l'émission neutronique par unité de léthargie issues de la source de ^{252}Cf , selon deux modèles [2][3]. A droite, le détecteur μTPC en face de la source modérée de ^{252}Cf .

7.2.4 MESURE AUPRES DE LA SOURCE DE CALIFORNIUM 252

Le problème de l'étalonnage est le même que celui rencontré lors de l'expérience à l'ILL, le choix a été fait de fonctionner avec une amplification importante afin de pouvoir réaliser un étalonnage avec les sources de rayons X, en dépit de la perte des événements à haute énergie du fait de la saturation. Dans ces conditions, l'énergie d'ionisation maximum mesurable par le détecteur est 555 keV. Ces mesures ont ainsi permis de tester la procédure de discrimination entre les noyaux de recul, pour des neutrons dans une gamme d'énergies de plusieurs MeV. Les mesures avec la source de ^{252}Cf modérée n'ont pu être analysées par manque de statistiques.

Les graphes de la Figure 125 montrent la reconstruction des données obtenues auprès de la source de ^{252}Cf . Les graphes (a) et (b) représentent respectivement la longueur ADC et la longueur curviligne en fonction de l'énergie d'ionisation des particules.

Dans le graphe (a), les courbes noires représentent la longueur théorique des traces données par SRIM et cette même longueur décalée de manière à encadrer les événements d'intérêt :

- la branche principale représente les alphas de recul ;
- la branche où la longueur augmente plus rapidement représente les protons de recul.

Cette grandeur permet de discriminer une partie des protons des alphas de recul mais elle ne fournit aucune information sur les ions plus lourds (i.e. les carbones de recul).

Comme le montre le graphe (b), la longueur curviligne fournit plus d'information pour la discrimination des événements. La branche principale correspond aux alphas dont les événements sont distribués autour de la courbe théorique (courbe noire). Deux autres branches sont également visibles :

- une branche dont la longueur augmente plus rapidement et qui correspond aux protons de recul ;
- une branche avec des longueurs plus faibles que celle des alpha de recul et qui se distingue de la branche principale pour des énergies supérieures à ~250 keV, ces événements correspondent à des carbones de recul.

Dans ce mélange gazeux, le graphe (b) montre que la discrimination de tous les ions est réalisable pour des énergies d'ionisation supérieures à ~250 keV. Les événements situés dans la branche alpha ont été sélectionnés pour l'analyse à l'aide de la longueur théorique.

Le graphe (c) montre la distribution de l'énergie d'ionisation avec et sans la sélection des événements (respectivement courbe rouge et tirets bleus). La courbe bleue montre deux pics à haute énergie qui sont dus à la saturation de l'électronique pour les alphas et les protons de recul. Avec la discrimination des particules, la courbe rouge montre un changement de pente en-deçà de 300 keV. Ce changement

est dû aux protons et aux carbones de recul qui ne sont plus éliminés de l'analyse, une sélection des évènements avec une énergie d'ionisation supérieure à 300 keV est donc nécessaire. L'ensemble des sélections effectuées définissent un intervalle pour l'énergie des neutrons détectables comprise entre 352 keV et 19,8 MeV. Cependant l'efficacité de détection n'est pas constante sur tout l'intervalle.

La réponse du détecteur μ TPC n'a pas encore été étudiée par simulation pour des énergies de neutrons de ~ 1 MeV et dans cette configuration. Or les coupures utilisées ont une efficacité qui dépend de l'énergie des neutrons, la reconstruction de la distribution en énergie de la fluence des neutrons est donc biaisée. Pour limiter ce biais, des corrections ont été apportées à la distribution en énergie des neutrons :

- La première correction est basée sur l'équation $E_n = (25/16) * E_r / \cos^2(\theta_{nr})$ et permet d'estimer l'efficacité des coupures sur E_r et θ_{nr} pour chaque énergie de neutrons.
- La seconde correction est réalisée à partir de la section efficace de diffusion élastique, qui varie en fonction de l'énergie des neutrons (cf. Figure 38).

Ces corrections sont insuffisantes car elles ne prennent pas en compte la résolution angulaire ou la résolution en énergie du détecteur. Une estimation de l'efficacité des coupures en fonction de l'énergie des neutrons devra être menée à l'aide du modèle direct afin d'obtenir une correction plus réaliste.

Sur le graphe (d), la courbe bleue représente la distribution de l'émission en unité de léthargie mesurée par la μ TPC après correction. Cette distribution est comparée à la distribution donnée par la norme ISO 8529-1 (tirets rouges) car la source est conforme à cette norme. Les deux distributions ont été normalisées par leur intégrale pour pouvoir être comparées. Du fait de la coupure à 352 keV, la queue de la distribution n'est pas mesurable par le détecteur μ TPC. La distribution est piquée autour de 2 MeV mais elle est sous-évaluée autour de cette énergie en comparaison à la distribution théorique. Au-delà de 6 MeV, la distribution mesurée est surévaluée par rapport à la distribution donnée dans la norme ISO 8529-1. Ces différences viennent des corrections appliquées à la distribution. L'utilisation du modèle direct pour estimer ces corrections résoudra ce problème. Le modèle direct permettra aussi de valider la méthode de reconstruction de l'angle à ces énergies car pour cette analyse tous les angles inférieurs à 77° ont été sélectionnés.

Ces mesures sont encourageantes car elles démontrent la possibilité de reconstruire l'énergie des neutrons sur une gamme de plusieurs MeV. Néanmoins le travail sur la réponse du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons devra se poursuivre afin de corriger la reconstruction de la distribution en énergie des neutrons. Ces mesures ont également montré que la discrimination des ions était réalisable à l'aide de la longueur curviligne pour des champs neutroniques de haute énergie (i.e. supérieure au MeV). Cette discrimination est essentielle pour pouvoir mesurer des champs neutroniques qui ne sont pas monoénergétiques. Le remplacement du iC_4H_{10} par du CO_2 dans les mélanges He+ iC_4H_{10} permettra aussi de s'affranchir des protons de recul qui satureront l'électronique.

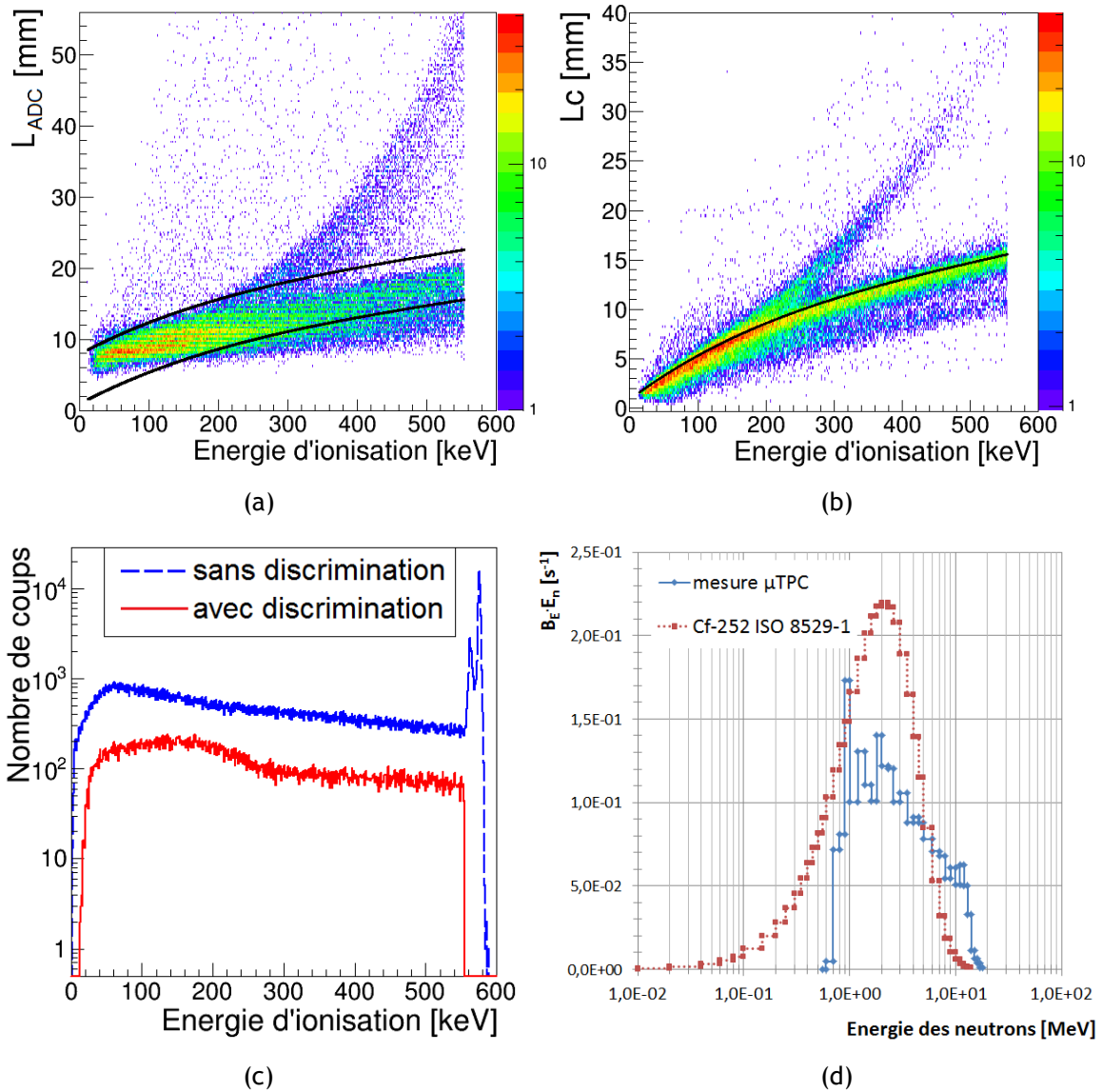


Figure 125. Reconstruction des données obtenues à partir de la source de neutrons ^{252}Cf de CEZANE.

7.3 CONCLUSION SUR LES MESURES EXPERIMENTALES

L'ensemble des mesures réalisées ont tout d'abord permis de valider une méthode de reconstruction de l'angle de diffusion des noyaux de recul et ainsi d'estimer la distribution en énergie des neutrons. Cette méthode analyse les données directement, sans déconvolution, à partir du fichier de données et d'un fichier de paramètres contenant les paramètres de l'étalonnage, la vitesse de dérive des électrons, les positions et les incertitudes associées à ces grandeurs. L'ensemble des codes a été développé, automatisé et caractérisé durant cette thèse.

Le modèle indirect prouve que la discrimination électron/noyau de recul (i.e. discrimination γ /neutron) est possible à partir de la topologie des traces et du signal de collection de charge (cf. paragraphe 7.1.2). Cette discrimination est réalisée jusqu'à 10 keV dans les conditions expérimentales testées. Une amélioration de cette discrimination pourra être réalisée par la suite avec une analyse statistique multivariée dans un espace à plusieurs dimensions. Cette analyse a déjà été implémentée par Quentin Riffard au LPSC de Grenoble. Une caractérisation expérimentale de la discrimination électron/noyau de recul sera étudiée à l'aide de la source COMIMAC, qui génère des électrons ou des ions.

Le modèle inverse reconstruit la longueur de trace des noyaux de recul et cette grandeur est en accord avec le parcours issu des simulations SRIM pour ces mêmes ions. Cet accord tend à démontrer que la reconstruction de la trace par le modèle inverse est cohérente.

La reconstruction de l'énergie des neutrons par le modèle inverse fournit des valeurs cohérentes avec la théorie, comme le montre le Tableau 27 résumant une partie des mesures sur l'installation AMANDE. L'écart est toujours inférieur à 7% par rapport à l'énergie théorique. Bien que l'estimation du facteur de *quenching* en ionisation et l'étalonnage soient encore des étapes à améliorer, les résultats obtenus sont en accord avec les références. L'incertitude de cette reconstruction reste élevée et est surévaluée actuellement du fait des incertitudes sur l'IQF et l'étalonnage. Une fois chaque configuration expérimentale fixée, une caractérisation de la reconstruction angulaire devra être effectuée par simulation afin de valider la reconstruction et d'estimer l'incertitude sur le cosinus carré de l'angle de diffusion.

Energie théorique des neutrons [keV]	Résolution en énergie théorique [% _{FWHM}]	Ecart relatif $ E_n^{\mu\text{TPC}} - E_n^{\text{th}} / E_n^{\text{th}}$ [%]	Incertainitude relative de la mesure [%]	Résolution en énergie de la mesure [% _{FWHM}]
27	7	<5%	16%	21%
127	5	<7%	<16%	<16%
144	20	<5%	16%	20%
250	7	<3%	17%	12%
565	4,6	<2%	19%	<6%

Tableau 27. Résumé d'une partie des mesures réalisées sur l'installation AMANDE avec le détecteur μTPC .

La reconstruction de la distribution en énergie des neutrons n'est pas triviale car la réponse dépend de l'énergie des neutrons. Une reconstruction de la distribution pour chaque énergie, normalisée par son intégrale, est donnée sur le graphe de la Figure 126.

Dans le cas de neutrons monoénergétiques, une queue est visible à basse énergie. Cette queue peut venir soit de la reconstruction de l'angle de diffusion soit de la détection de neutrons diffusés :

- pour estimer la part de neutrons diffusés, des mesures complémentaires avec la méthode du cône d'ombre doivent être réalisées. De plus, des simulations MCNPX comprenant toute l'installation AMANDE devront aussi être mises en place, pour estimer par simulation le taux de neutrons diffusés.
- Pour supprimer une partie de la queue venant de la reconstruction angulaire, l'algorithme d'ajustement de la droite pourrait être amélioré. Actuellement l'ajustement de la droite au nuage de pixels est réalisé en fixant la coordonnée Z et en ajustant les coordonnées X et Y du vecteur directeur de la droite. Une des améliorations consisterait à fixer la norme du vecteur directeur de sorte que la coordonnée Z puisse varier. Cela devrait éviter que l'ajustement converge vers un angle de 0° lorsque l'angle d'émission est difficilement estimable du fait de la longueur des traces, notamment à basse énergie.

L'amélioration des conditions expérimentales devrait aussi améliorer la reconstruction angulaire, notamment via l'utilisation du H₂ au lieu de l'iC₄H₁₀.

L'utilisation d'une électronique (i.e. préamplificateur de charges) avec un gain réduit permettra de fonctionner avec une amplification élevée au niveau de l'anode, sans risque de saturation de l'électronique. Cette amplification permettra d'observer plus de détails au niveau de la traces et de fonctionner avec les mêmes conditions expérimentales (i.e. mélange gazeux et tensions) jusqu'à 565 keV. Ainsi la même analyse pourra être mise en place pour toutes les énergies. Le seuil de discrimination électron/recul et la reconstruction angulaire seront identiques pour chaque mesure. L'obtention de traces plus résolues devrait aussi participer à l'amélioration de la résolution angulaire.

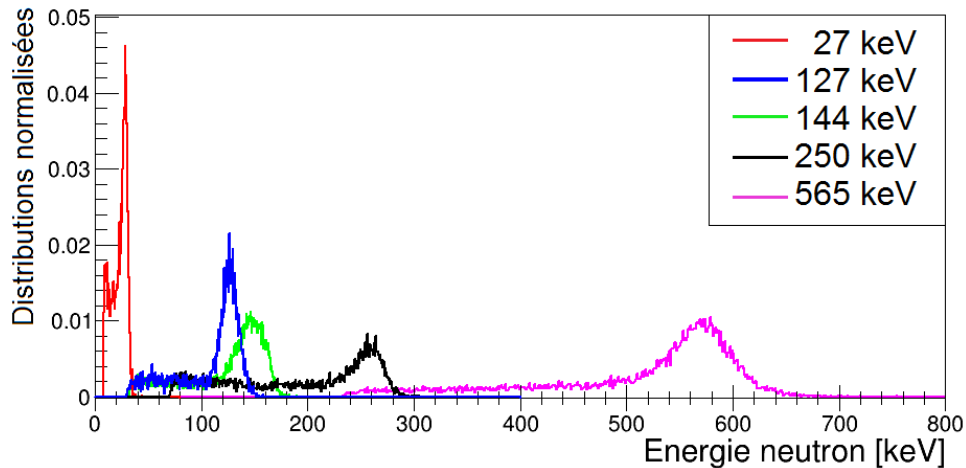


Figure 126. Distribution de l'énergie des neutrons pour les cinq énergies de neutrons, mesurées sur AMANDE de 27 keV à 565 keV.

Les mesures de fluence ont été réalisées pour des énergies de neutrons de 27 keV et 144 keV, et sont en accord avec les mesures de référence. Les incertitudes restent cependant élevées et peuvent atteindre 60% de la fluence mesurée. Ces incertitudes sont dues au facteur correctif provenant de la simulation, corrigeant de l'effet des coupures sur les données brutes. Plusieurs mesures ont été effectuées à 144 keV afin de montrer la répétabilité de la mesure de fluence avec la μ TPC. Les mesures présentent toutes un écart inférieur à 6% ce qui démontre une bonne répétabilité et prouve que les incertitudes sur la fluence sont surestimées.

Des mesures de champs étendus pour des énergies de neutrons dépassant 1 MeV ont également été effectuées, en utilisant des alpha comme noyaux cibles au lieu des protons. Ces mesures ont eu lieu devant un réacteur à l'Institut Laue Langevin (ILL) et devant une source de ^{252}Cf sur l'installation CEZANE du LMDN. :

- Les mesures à l'ILL ont permis de tester plusieurs configurations expérimentales et d'observer la réponse du système à des neutrons d'énergies supérieures au MeV. Le problème principal vient de l'étalonnage à très basse énergie (i.e. 3,04 keV et 5,92 keV) qui ne permet pas d'observer des ions d'énergie cinétique supérieure à ~700 keV. Une autre méthode doit donc être utilisée pour réaliser l'étalonnage, par l'ajout d'une source produisant des rayons X de 8 keV par exemple (cf. paragraphe 5.2.2).
- Les mesures réalisées avec une source de ^{252}Cf ont permis de comparer la reconstruction de la distribution énergétique des neutrons à une distribution théorique connue. Ces mesures ont montré la possibilité de discriminer les différents noyaux de recul (i.e. ^1H , ^4He et ^{12}C) grâce à la longueur de la trace, reconstruite en fonction de l'énergie des noyaux. La reconstruction de l'angle des alphas de recul a ensuite permis d'estimer la distribution énergétique des neutrons, corrigée de l'effet des coupures en fonction de l'énergie des neutrons. La distribution expérimentale est en accord avec la distribution théorique mais la mesure est encore perfectible. En effet la dépendance énergétique des coupures pourrait être estimée grâce au modèle direct, simulant la réponse du détecteur μ TPC. Le modèle direct permettra aussi de valider la reconstruction angulaire pour cette configuration expérimentale.

Afin de s'affranchir des protons de recul, pouvant saturer l'électronique par exemple, le remplacement de l' iC_4H_{10} par du CO_2 pourra être effectué pour les mélanges $\text{He}+\text{iC}_4\text{H}_{10}$. Les premiers tests ont déjà commencé et semblent prometteurs.

Enfin plusieurs améliorations restent à être effectuées afin de réduire les incertitudes de mesure sur l'énergie et la fluence des neutrons :

- L'utilisation d'une nouvelle source de ^{65}Zn , émettant des rayons X de 8 keV, est une première étape pour réduire à ~2% les incertitudes dues à l'étalonnage.
- La mesure des facteurs de *quenching* en ionisation, à l'aide de COMIMAC, doit être effectuée afin de limiter les incertitudes et réduire le biais sur la mesure.
- L'incertitude sur le facteur correctif k sera réduite en tenant compte des dépendances entre les grandeurs utilisées pour les coupures et des lois de distribution de celles-ci, avec un calcul par méthode Monte Carlo par exemple.

Enfin des mesures de la vitesse de dérive des électrons devront être réalisées afin de valider l'utilisation de MAGBOLTZ pour estimer cette grandeur.

CONCLUSION

Au préalable à toute mesure, les détecteurs de neutrons sont étalonnés auprès de champs de référence. Cet étalonnage est une condition à la fiabilité des résultats de mesure. Dans le cas des détecteurs de neutrons, leur réponse est dépendante de l'énergie. Les champs neutroniques de référence doivent être caractérisés en énergie et en fluence. Les incertitudes sur ces grandeurs doivent être maîtrisées et les plus faibles possibles car elles se propageront aux incertitudes de mesure.

En tant que laboratoire primaire pour les grandeurs neutroniques, le LNE-IRSN a développé un étalon primaire (la LNE-IRSN MIMAC μ TPC) afin de caractériser la distribution en énergie des champs neutroniques pour une gamme allant de 8 keV à 5 MeV. Portant sur ce développement, mon travail s'est déroulé en plusieurs phases :

- développer un modèle inverse permettant de remonter aux grandeurs d'intérêt à partir des données brutes,
- développer un modèle direct permettant de simuler la réponse du détecteur à un champ neutronique,
- caractériser expérimentalement ou par simulation les variables intervenant dans la reconstruction de l'énergie ou de la fluence,
- propager les incertitudes aux grandeurs d'intérêt,
- réaliser des mesures expérimentales auprès de champs neutroniques pour démontrer les capacités de mesure du détecteur.

Lors de la première phase, un modèle inverse a été implémenté en langage C/C++ et utilisant des bibliothèques du logiciel ROOT. Les données brutes obtenues avec le détecteur μ TPC consiste en deux projections pixelisées de la trace et un profil de collection de charges. A partir de l'image de la trace, le modèle inverse estime l'angle de diffusion des noyaux de recul en ajustant une droite au nuage de pixels. L'énergie des noyaux est estimée à partir du profil de collection de charges et d'un facteur de quenching en ionisation. Une discrimination a été développée afin d'éliminer les événements qui ne sont pas les noyaux de recul d'intérêt.

S'agissant du développement d'un étalon primaire, la réponse du détecteur μ TPC ne pouvait être estimée à partir de la mesure auprès de champs neutroniques. Lors de la deuxième phase de la thèse, un modèle direct a donc été implémenté à l'aide d'un code C/C++ couplant plusieurs code de calculs : MCNPX, SRIM et MAGBOLTZ. Ce modèle reproduit tous les phénomènes physiques intervenants dans le processus de détection des neutrons. Ce modèle a permis d'établir les performances du détecteur μ TPC en étudiant la reconstruction angulaire à l'aide du modèle inverse. Cette reconstruction montre qu'il n'y a aucun biais dû à l'angle lors de la mesure de l'énergie des neutrons. L'effet de la sélection des noyaux d'intérêt sur les données simulées a permis d'estimer les facteurs correctifs pour la mesure de fluence. L'efficacité est comprise entre 10^{-4} et 10^{-3} . Cette efficacité est 10 à 100 fois plus élevée que celle des télescopes à noyaux de recul existants. Ce modèle donne aussi une résolution spatiale inférieure à la taille d'un pixel (i.e. 424 μ m) et une résolution angulaire de 10° à 27 keV et 3° à 144 keV.

La troisième phase a commencé par l'étude de la mesure de la charge grâce à un générateur d'impulsion. Cette étude a permis de montrer les limites de l'électronique actuelle et d'envisager de potentielles améliorations. Un biais allant jusqu'à 5% peut notamment apparaître lorsque le temps de montée du signal est long ($\sim 1,7 \mu$ s). L'étalonnage à l'aide d'électrons a aussi été validé. Cet étalonnage est linéaire et induit des incertitudes allant jusqu'à 5% actuellement, mais pouvant être réduite à 2% avec une source X supplémentaire. La relation entre l'énergie déposée en ionisation et l'énergie cinétique des noyaux de recul étant non-linéaire, un facteur de quenching caractérisant cet écart a été défini. Ce facteur a été mesuré à l'aide de la source d'ions COMIMAC spécialement développée pour ces mesures par la collaboration entre l'IRSN et le LPSC. Ce facteur appelé facteur de *quenching* en physique nucléaire est lié au facteur W utilisé en physique médicale.

Dans une quatrième phase, les incertitudes associées à chaque variables ont été propagées aux grandeurs d'intérêt, grâce à l'ensemble des caractérisations effectuées. A travers une étude de sensibilité, cette démarche a permis d'identifier les paramètres pour lesquels une caractérisation plus

fine est nécessaire. Il s'agit notamment du facteur correctif k pour la mesure de fluence. Sans ce facteur l'incertitude sur la fluence est de ~3% seulement. Pour la reconstruction de l'énergie des neutrons, la mesure de l'énergie des noyaux de recul est limitante du fait de l'incertitude sur le facteur de *quenching* en ionisation. Celle-ci peut être améliorée en poursuivant la caractérisation des facteurs de *quenching* notamment.

Pour la cinquième et dernière phase, des mesures de champs neutroniques ont été effectuées avec le détecteur μ TPC afin de valider le modèle inverse et la réjection des gamma vis-à-vis des neutrons. Cela a permis aussi de confirmer le choix de plusieurs mélanges gazeux et d'optimiser le dispositif expérimental (nouvelle enceinte, électronique plus rapide, ...). Cela a conduit à la reconstruction directe de l'énergie des neutrons de 27 keV, dans un mode d'irradiation continu. Cette reconstruction est un succès mondial car aucun autre détecteur n'est capable de réaliser de telles mesures en irradiation continue à cette énergie, et ceci sans déconvolution et selon une procédure primaire. Des mesures auprès de champs étendus et à plus haute énergie ont également montré que le détecteur μ TPC est adapté à ce type de champs neutroniques.

Au final, les mesures effectuées entre 27 keV et 565 keV ont montré un écart dans la reconstruction de l'énergie neutron inférieure à 5% bien que les incertitudes soit comprises entre 6% et 20%. La répétabilité et la reproductibilité des mesures en termes d'énergie ont été démontrées. La résolution en énergie neutron est de 5% à 565 keV, provenant principalement de la résolution du champ neutronique incident. Elle est de 20% à 27 keV, provenant du détecteur. Concernant la fluence les écarts avec les mesures de référence sont inférieurs à 6% bien que les incertitudes calculées puissent atteindre 60%. La répétabilité des mesures en termes de fluence a été démontrée.

Au final le détecteur LNE-IRSN MIMAC μ TPC permet de reconstruire l'énergie et la fluence des neutrons sans aucun étalonnage auprès d'une source de neutrons. Ce détecteur est donc un candidat pour devenir un étalon primaire pour la mesure directionnelle de champs neutroniques entre quelques keV et plusieurs MeV.

8. PERSPECTIVES

Une caractérisation plus fine de la mesure en énergie des neutrons est nécessaire afin de réduire l'incertitude de mesure, qui est actuellement de l'ordre de 17%.

L'incertitude sur la mesure en énergie des noyaux de recul contribue pour 90% à l'incertitude sur l'énergie des neutrons. La priorité est donc de se focaliser sur :

3. La mesure du facteur de *quenching* en ionisation (~13% avec SRIM).
Les incertitudes sur les mesures réalisées à l'aide de la source d'ions COMIMAC seront réduites à ~3%.
4. L'étalonnage en énergie (~5%).
L'ajout d'une source de rayons X (^{65}Zn) réduira à 2% les incertitudes.
5. La modification du préamplificateur de charges (~5%).
La constante de temps de décharge de l'électronique doit être augmentée afin de réduire le biais sur la mesure de la charge q_{ion} . Cependant il faudra s'assurer que cette modification ne se fasse pas au détriment de l'amplification du signal.

L'incertitude sur la mesure de l'angle des noyaux de recul contribue seulement pour 10% de l'incertitude. Cependant elle pourrait être améliorée :

6. En réduisant les effets de la déviation angulaire des protons de recul lors de leur parcours.
L'hypothèse que les protons de recul sont émis principalement vers l'anode permet l'ajustement du début de la trace uniquement.
7. En cherchant un algorithme d'ajustement plus efficace.
L'ajustement actuel utilise un outil du logiciel ROOT. D'autres algorithmes de minimisation existent mais n'ont pas été testés.
8. En changeant les configurations expérimentales.
Baisse de la pression, augmentation de l'échantillonnage temporel (16 ns), et utilisation de H_2 au lieu de iC_4H_{10} (pouvoir d'arrêt des protons plus faible).

Quoi qu'il en soit le calcul de l'incertitude conduit à une surestimation. En effet les variables sont considérées indépendantes les unes des autres. En prenant en compte l'ensemble des covariances associées à ces dépendances, l'incertitude devrait diminuer.

Une solution est de développer une méthode monte carlo spécifique afin de propager les lois de distribution des variables d'influence, en prenant en compte les covariances. Ce travail se fera dans le cadre de la collaboration du LMDN avec le LNE. De plus l'incertitude est parfois confondue avec la résolution (angulaire ou spatiale). En toute rigueur l'incertitude est associée à la variation de l'estimateur de la valeur ; la résolution est associée à l'écart-type de la distribution statistique de la valeur. La méthode monte carlo permettra également de faire la distinction entre ces deux notions.

L'ensemble de ces améliorations réduira les incertitudes de mesure de l'énergie des neutrons en dessous de 5%.

Les incertitudes sur la mesure de fluence peuvent atteindre 60%, or l'écart obtenu avec les mesures de référence sont toujours inférieures à 6%. Cette surestimation vient de l'incertitude sur le facteur k qui contribue pour plus de 99%. Sans ce facteur k l'incertitude n'est que de ~3%. La priorité est donc de :

1. Réévaluer les incertitudes sur les variables utilisées dans les coupures, en propageant les lois de distribution par une méthode monte carlo.
2. Considérer les dépendances entre les variables, en tenant compte des covariances.
3. Trouver une autre méthode pour le calcul de k , en utilisant des coupures plus efficaces et conservant un plus grand nombre d'événements d'intérêt.

Afin de remplir tous les objectifs du projet, d'autres études doivent être menées :

- Le détecteur doit reconstruire la distribution de champs neutroniques étendus.
Actuellement le modèle inverse n'évalue pas la dépendance avec l'énergie de la mesure de fluence. Le facteur k est un facteur intégral calculé pour une énergie neutron donnée. Dans le cadre d'une mesure d'un champ étendu, le modèle doit prendre en compte l'évolution de k en fonction de l'énergie.
- La gamme de fonctionnement du détecteur μ TPC doit être étendue jusqu'à 5 MeV.
Le système μ TPC détecte des neutrons de haute énergie, mais l'électronique actuelle conduit à une saturation. Une électronique spécifique aux hautes énergies doit être mise en place. De nouveaux préamplificateurs ont déjà été utilisés à Legnaro en septembre 2015 pour des mesures à haute énergie et le résultat est concluant.
A haute énergie, l'étalonnage avec des rayons X de basse énergie ne suffit plus. Un étalonnage à l'aide d'un dépôt de bore dans le détecteur a également été développé pour les mesures neutron à haute énergie. Ce procédé semble fonctionner à la vue des premiers résultats de la mesure à Legnaro.
- La « queue à basse énergie » dans la distribution devra être réduite.
Ce problème vient soit des neutrons diffusés soit de l'algorithme d'ajustement. Des mesures avec cônes d'ombre devront donc être menées pour étudier expérimentalement l'influence des neutrons diffusés.
- L'incertitude sur la distribution en énergie de la fluence des neutrons devra être calculée.
Dans cette thèse, l'énergie et la fluence ont été reconstruites de façon indépendante. Un travail doit donc être mené, en collaboration avec les mathématiciens du LNE, pour prendre en compte la dépendance entre ces deux grandeurs dans le calcul d'incertitudes.

Le projet se poursuit, au sein de la collaboration IRSN-LPSC, en travaillant sur l'ensemble de ces points. L'objectif final étant une qualification du détecteur (intercomparaison) afin de le faire reconnaître par nos pairs comme étalon primaire de référence pour la mesure de la distribution en énergie de la fluence des neutrons.

9. REFERENCES

- [1] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed., Wiley and sons, 2000.
- [2] MCNPX version 2.7.0, *user's manual*, éditeur Denise B. Pelowitz, avril 2011.
- [3] AFNOR, *Reference neutron radiations - Part 1 : characteristics and methods of production*, Norme ISO 8529-1, 2001.
- [4] J. B. Marion and J. L. Fowler, *Fast neutron physics part 1 & 2*, Interscience, New York, 1960.
- [5] R. Nolte *et al.*, *quasi-monoenergetic neutron reference fields in the energy range from thermal to 200 MeV*, Radiation Protection Dosimetry (2004), Vol. 110, Nos 1-4, pp. 97-102.
- [6] R. Nolte, D. J. Thomas, *Monoenergetic fast neutron reference fields: I. Neutron production*, Metrologia, vol. 48, pp. S263-S273, 2011.
- [7] V. Gressier *et al.*, *AMANDE: A NEW FACILITY FOR MONOENERGETIC NEUTRON FIELDS PRODUCTION BETWEEN 2 keV AND 20 MeV*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 110, nos 1-4, pp. 49-52, 2004.
- [8] D. Schlegel, *TARGET User's Manual*, PTB report 6.42-05-2, 2005.
- [9] Site web de l'Institut Laue Langevin, 2014, <https://www.ill.eu/science-technology/science-at-ill/why-and-how/neutron-techniques/>
- [10] E. F. Bennett, *Fast neutron spectroscopy by proton-recoil proportional counting*, Nucl. Sci. Eng. 27, 16, 1967.
- [11] H. Tagziria and W. Hansen, *Neutron spectrometry in mixed fields: proportional counter spectrometers*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, nos 1-3, pp. 73-93, 2003.
- [12] M.J. Berger *et al.*, *XCOM: Photon Cross Sections Database*, site web 2014, <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>
- [13] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09, 1977.
- [14] *X-RAY DATA BOOKLET*, Lawrence Berkeley National Laboratory, <http://xdb.lbl.gov/>
- [15] J. F. Ziegler *et al.*, *SRIM - The stopping and range of ions in matter*, version 05, 2008.
- [16] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, ICRU report 85a.
- [17] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Stopping Power and Ranges for Protons and Alpha Particles*, ICRU report 49, 1993.
- [18] M.J. Berger *et al.*, *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, NIST, site web 2014, <http://www.nist.gov/pml/data/star/>
- [19] H. Paul and A. Schinner, *Judging the reliability of stopping power tables and programs for protons and alpha particles using statistical methods*, NIM B 227, pp. 461-470, 2005.
- [20] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Stopping Powers for Electrons and Positrons*, ICRU report 37.
- [21] A.J. Peurrung, *Recent developments in neutron detection*, NIM A, vol. 443, pp. 400-415, 2000.
- [22] F.D. Brooks and H. Klein, *Neutron spectrometry – historical review and present status*, NIM A, vol. 476, pp. 1-11, 2002.
- [23] C. Grünzweig, *et al.*, *Visualization of a Fired Two-Stroke Chain Saw Engine Running at Idle Speed by Dynamic Neutron Radiography*, SAE Technical Paper 2010-32-0013, 2010.
- [24] D. T. Bartlett *et al.*, *Concepts and quantities in spectrometry and radiation protection*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, nos. 1-3, pp. 23-35, 2003.
- [25] ICRP, 1996. *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*. ICRP Publication 74. Ann. ICRP 26 (3-4).
- [26] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*, ICRU report 57.
- [27] JCGM, *Vocabulaire International pour la Métrologie*, 2008.
- [28] Bureau International des Poids et Mesures, <http://www.bipm.org/en/bipm/mass/prototype.html>, visité le 01/2015.
- [29] E. F. Bennett and T.J. Yule, *Response functions for proton-recoil proportional counter spectrometer*, NIM, vol. 98, pp. 393-412, 1972.
- [30] J. B. Parker *et al.*, *The interpretation of recoil proton spectra*, NIM, vol. 23, pp. 61-68, 1963.
- [31] P.W. Benjamin *et al.*, *A high resolution spherical proportional counter*, NIM, vol. 59, pp. 77-85, 1968.
- [32] H. Ing *et al.*, *ROSPEC – A simple reliable high resolution neutron spectrometer*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 70, nos. 1-4, pp. 273-278, 1997.
- [33] M. Weyrauch *et al.*, *Use of ⁴He-filled proportional counters as neutron spectrometers*, NIM A, vol. 403, pp. 442-454, 1998.
- [34] V. V. Verbinsky and R. Giovannini, *Proportional counter characteristics, and application to reactor neutron spectrometry*, NIM, nos. 114, pp. 205-231, 1974.
- [35] R. L. Bramblett, R. I. Ewing and T. W. Bonner, *A new type of neutron spectrometer*, NIM, vol. 9, pp. 1-12, 1960.
- [36] A. Cheminet *et al.*, *Characterization of the IRSN neutron multisphère spectrometer (HERMEIS) at European standard calibration fields*, JINST, vol. 7, 2012.
- [37] A. V. Alevra and D. J. Thomas, *Neutron spectrometry in mixed fields: multisphère spectrometers*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, nos. 1-3, pp. 37-72, 2003.
- [38] 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, vol. 45, pp. 1254-1257, 2010.
- [39] F. W. K. Firk and G. G. Slaughter, *An improved Li⁶-loaded glass scintillator for neutron detection*, NIM, vol. 13, pp. 313-316, 1961.

- [40] R. Beyer *et al.*, *Proton-recoil detectors for time-of-flight measurements of neutrons with kinetic energies from some tens of keV to a few MeV*, NIM A, vol. 575, pp. 449–455, 2007.
- [41] H. Klein, *Neutron spectrometry in mixed fields: NE213/BC501A liquid scintillation spectrometers*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, nos 1–3, pp. 95–109, 2003.
- [42] D. J. Thomas, *Neutron spectrometry*, Radiation Measurements, vol. 45, pp. 1178–1185, 2010.
- [43] H. Klein, S. Neumann, *Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields*, NIM A, vol. 476, pp. 132–142, 2002.
- [44] Y. Tanimura *et al.*, *Construction of monoenergetic neutron calibration fields using $^{45}\text{Sc}(p, n)^{45}\text{Ti}$ reaction at JAEA*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 126, nos. 1–4, pp. 8–12, 2007.
- [45] K. Amgarou and V. Lacoste, *Response matrix evaluations of a passive Bonner sphere system used for neutron spectrometry at pulsed, intense and complex mixed fields*, JINST, 5 P09002, 2010.
- [46] N. J. Roberts *et al.*, *Comparison of long counter measurements of monoenergetic and radionuclide source-based neutron fluence*, Radiation Measurements, vol. 45, no. 10, pp. 1151–1153, 2010.
- [47] International Commission on Radiation Units and Measurements, *Average Energy Required to Produce an Ion Pair*, ICRU report 31, 1979.
- [48] B. Grosswendt *et al.*, *W values of protons slowed down in molecular hydrogen*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 70, nos. 1–4, pp. 37–46, 1997.
- [49] W. Y. Baek *et al.*, *W values of protons in alkane-based TE gases and dimethylether in the energy range 1–100 keV: measurements and additivity models*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 110, nos 1–4, pp. 61–68, 2004.
- [50] B. R.L. Siebert *et al.*, *Corrections and uncertainties for neutron fluence measurements with proton recoil telescopes in anisotropic fields*, NIM A, vol. 235, pp. 542–552, 1985.
- [51] J. Taforeau, *Un spectromètre à pixels actifs pour la métrologie des champs neutroniques*, université de Strasbourg, thèse de doctorat, 2013.
- [52] H. Borst, *Proportional counter telescopes for fast neutron spectrometry*, NIM, vol. 169, pp. 69–75, 1980.
- [53] M. A. Cognet, *Development of a measurement reference standard for neutron energies between 1MeV and 20MeV using time of flight method at the AMANDE facility*, Metrologia, vol. 47, pp. 377–386, 2010.
- [54] V. Lamirand, *Détermination de sections efficaces pour la production de champs neutroniques monoénergétiques de basse énergie*, université de Grenoble, thèse de doctorat 2011.
- [55] E J Axton and A G Bardell, *Neutron Yield from the Spontaneous Fission of ^{252}Cf* , Metrologia, vol. 21, pp. 59–74, 1985.
- [56] F. d’Errico and M. Matzk, *Neutron spectrometry in mixed fields: superheated drop (bubble) detectors*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 107, nos 1–3, pp. 111–124, 2003.
- [57] H. Liskien *et al.*, *Efficiency calculations for a recoil proton counter with collimator*, NIM, vol. 67, pp. 133–136, 1969.
- [58] M. Mizuho, *A gas recoil fast neutron spectrometer*, NIM, vol. 75, pp. 85–92, 1969.
- [59] M. Mizuho and T. Mizoguchi, *A fast neutron spectrometer with fast coincidence technique in proportional counters*, NIM, vol. 91, pp. 57–60, 1971.
- [60] M. Mizuho and T. Mizoguchi, *A gas recoil neutron spectrometer with electronic collimation by rise-time discrimination*, NIM, vol. 91, pp. 439–443, 1971.
- [61] T. Matsumoto *et al.*, *Development of a fast neutron spectrometer composed of silicon-ssd and position-sensitive proportional counters*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 110, nos. 1–4, pp. 223–226, 2004.
- [62] D. Fancher *et al.*, *Performance of a time-projection chamber*, NIM, vol. 161, pp. 383–390, 1979.
- [63] D. Santos *et al.*, *MIMAC: Micro-tpc MAtrix of Chambers for dark matter directional detection*, Proceedings of the 4th International Conference on Directional Dark Matter Detection CYGNUS2013, Toyoma (Japon), 2013.
- [64] D.P. Snowden-Ifft *et al.*, *Neutron recoils in the DRIFT detector*, NIM A, vol. 498, pp. 155–164, 2003.
- [65] C. Golabek *et al.*, *A μTPC detector for the characterization of low energy neutron fields*, NIM A, vol. 678, pp. 33–38, 2012.
- [66] N. S. Bowden *et al.*, *Directional fast neutron detection using a time projection chamber*, NIM A, vol. 624, pp. 153–161, 2010.
- [67] F. J. Iguaz *et al.*, *Micromegas detector developments for Dark Matter directional detection with MIMAC*, JINST, vol. 6, P07002, 2011.
- [68] G. Puill, *Le développement de micromegas, un nouveau détecteur gazeux de position*, université de Caen, thèse de doctorat, 2000.
- [69] O. Bourrion *et al.*, *Data acquisition electronics and reconstruction software for real time 3D track reconstruction within the MIMAC project*, JINST, vol. 6, C11003, 2011.
- [70] Root team. Root | A data analysis Framework. <https://root.cern.ch/>
- [71] Monte Carlo Code Group, LANL, A General Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code, <https://mcnpx.lanl.gov/>
- [72] Monte Carlo Code Group, LANL, Monte Carlo N-Particle eXtended (MCNPX), <https://mcnpx.lanl.gov/>
- [73] J. billard, *In situ measurement of the electron drift velocity for upcoming directional Dark Matter detectors*, JINST, vol. 9, 2014.
- [74] White Rock Science, MORITZ GEOMETRY TOOL, <http://www.whiterockscience.com/moritz.html>
- [75] J. F. Janni, *Energy loss, range, path length, time-of-flight, straggling, multiple scattering, and nuclear interaction probability: In two parts. Part 1. For 63 compounds Part 2. For elements $1 \leq Z \leq 92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 27, nos. 2–3, pp. 147–339, 1982.
- [76] S. E. Vahsen, *3-D tracking in a miniature time projection chamber*, NIM A, vol. 788, pp. 95–105, 2015.
- [77] J. D. Parker, *Neutron imaging detector based on the μPIC micro-pixel chamber*, NIM A, vol. 697, pp. 23–31, 2013.
- [78] PID Controller Design, <http://ctms.engin.umich.edu/CTMS/index.php?example=Introduction§ion=ControlPID>
- [79] CEA, Logiciel Cast3M, <http://www-cast3m.cea.fr/>
- [80] S. Biagi, *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*, <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>

-
- [81] Collège français de métrologie, *Modélisation des résultats d'étalonnage : MCARE*, <http://cfmetrologie.com/modelisation-des-resultats-detalonnage.html>
 - [82] O. Guillaudin *et al.*, *Quenching factor measurement in low pressure gas detector for directional dark matter search*, EAS Publications Series, vol. 53, pp. 119-127, 2012.
 - [83] D. Santos *et al.*, *Ionization Quenching Factor Measurement of ^4He* , arXiv:0810.1137v1.
 - [84] 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.
 - [85] M. Vanstalle, *Dosimétrie électronique et métrologies neutrons par capteur CMOS à pixels actifs*, université de Strasbourg, thèse de doctorat, 2011.
 - [86] V. Gressier *et al.*, *New IRSN facilities for neutron production*, NIM A, vol. 505, pp. 370-373, 2003.
 - [87] Travail avec Ph. Querre (IRSN/PSN-RES/SA21/LIE), spécialiste en traitement d'image à l'IRSN.
 - [88] D. Maire *et al.*, *First Measurement of a 127 keV Neutron Field with a μTPC Spectrometer*, IEEE TNS, vol. 61, no. 4, pp. 2090-2096, 2014.