

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique subatomique & astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Fabien LAFONT**

Thèse dirigée par **Dominique REBREYEND**

et codirigée par **Oliver ZIMMER**

préparée au sein de l'**Institut Laue Langevin**  
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

# **Développement du détecteur d'électrons *SECOND* dédié à la mesure du temps de vie du neutron dans l'expérience *HOPE***

Thèse soutenue publiquement le **10 novembre 2016**  
devant le jury composé de :

**Gilles BAN**

LPC Caen, Rapporteur, Président du jury

**José BUSTO**

CPPM Marseille, Rapporteur

**Guillaume PIGNOL**

LPSC Grenoble, Examineur

**Dominique REBREYEND**

LPSC Grenoble, Directeur de thèse, invité

**Oliver ZIMMER**

ILL Grenoble, Examineur





# Remerciements

---

Le travail de thèse est avant tout un travail personnel. C'est un peu comme un long périple à VTT – qui durerait trois ans... –, seul sur son vélo, le long d'un chemin que l'on suit jour après jour. Le parcours est semé d'embuches, d'obstacles, de détours, de côtes bien raides qui semblent insurmontables, de dangereuses descentes dans les cailloux qu'il faut savoir maîtriser... Pour arriver au bout, il est évident qu'il faut être préparé, avoir le bon équipement et surtout de la motivation, mais il faut aussi des conseils, des indications pour suivre le bon chemin, du soutien et des encouragements pour franchir les sommets qui paraissent parfois trop haut. À un moment ou à un autre pendant ces trois ans, j'ai reçu ces aides-là, de la part de personnes liées ou non à ce travail. À vous tous qui aviez été présents pour m'aider : un grand Merci !

Je souhaiterais plus spécifiquement remercier mon Directeur de Thèse, Dominique Rebreyend, qui, bien qu'extérieur à ce projet, a su se montrer disponible pour m'accompagner tout au long de cette thèse. Ensuite, je remercie Oliver Zimmer pour la liberté et la confiance qu'il m'a accordées pour la réalisation de ce projet. Je m'en voudrais également d'oublier de citer quelques autres personnes : Olivier Guillaudin, qui m'a apporté son point de vue sur mon détecteur à des moments clés du projet, Didier Berruyer, toujours présent pour dépanner à l'atelier si besoin est, et Alain Lechat, pour sa patience compte-tenu des innombrables problèmes rencontrés avec l'usinage de ces « maudits » scintillateurs. Je remercie aussi toutes les personnes que j'ai sollicitées et qui m'ont apporté leurs conseils au fil de ces trois ans : de l'ILL, notamment des personnes du service « cryogénie » et du groupe *NPP*, du *LPSC*, du *CERN* ... Merci également aux membres de mon jury et rapporteurs qui ont accepté avec enthousiasme de prendre part à la notation de mon travail.

Vient le moment désormais de remercier les personnes qui ont rendu le quotidien (encore) plus agréable ici à l'ILL et même en dehors : Romain, Damien, Loris, Aurélien et bien sûr Félix. Tantôt compagnons d'infortune, partenaires de squash ou parties prenantes de soirées sympas, je vous souhaite à tous « bon vent » dans votre vie future et j'espère que nos chemins se croiseront encore de maintes fois.

Enfin, pour leur soutien indéfectible pendant ces trois ans et bien plus encore, ma gratitude va à mes amis, ma famille, ma belle-famille et à « ma petite étoile ».



## Résumé

---

Sous réserve d'une énergie cinétique suffisamment faible, un neutron libre peut être piégé matériellement ou magnétiquement de sorte à garantir son confinement au sein d'un volume défini. Cette caractéristique permet l'étude de plusieurs paramètres, notamment de son temps de vie moyen. L'expérience *HOPE*, piège magnétique de neutrons ultra-froids mis en œuvre à l'Institut Laue Langevin à Grenoble, vise à fournir une valeur précise de ce temps de vie au travers de différentes méthodes. L'une d'entre elles consiste à observer les électrons émis par la décroissance *bêta* du neutron. Le détecteur *SECOND* a été spécifiquement conçu pour permettre le comptage de ces électrons au sein de l'expérience *HOPE* et sera décrit en détails dans cette thèse. La grande difficulté de ce projet réside dans le faible taux de comptage des électrons attendu, qui nécessite la discrimination des rayonnements parasites. Dans ce but, *SECOND* est constitué de deux étages de détection, dont le principal, un *phoswich* de scintillateurs plastiques, a donné des résultats probants lors de premiers tests fonctionnels à basse température ; la différenciation des événements induits par des muons cosmiques est efficace dans 98 % des cas, et tout porte à croire qu'elle sera considérablement améliorée par l'utilisation d'un système d'acquisition adapté à l'application souhaitée.

## Abstract

---

Considering a low enough kinetic energy, a free neutron can be materially or magnetically trapped in a defined volume. This trapping allows experimenters to study the neutron and its characteristics, and in this case, to measure its mean lifetime. The *HOPE* experiment commissioned at Laue Langevin Institute in Grenoble is aimed at providing a 1 %- accuracy value. One way to measure lifetime is to record every single neutron beta decay occurring in the trap by counting the emitted electrons. The detector *SECOND* has been specifically designed to fulfill this goal within *HOPE* but also to discriminate other types of particles that induce false events. The latter argument is the reason for the two detection stages *SECOND* is composed of. The plastic scintillators *phoswich* constitutes the main part of the detector and has been successfully operated during preliminary tests at low temperature. The rejection rate of cosmic muons events is about 98 %, and this value can be drastically enhanced using a more suitable data acquisition system.



# Table des matières

<b>REMERCIEMENTS</b>	<b>III</b>
<b>RESUME</b>	<b>V</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>V</b>
<b>Liste des graphiques et figures</b>	<b>9</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>14</b>
<b>LEXIQUE</b>	<b>15</b>
<b>0 INTRODUCTION</b>	<b>16</b>
<b>1 LE NEUTRON LIBRE</b>	<b>18</b>
<b>1.1 INTERET DE LA RECHERCHE SUR LE NEUTRON</b>	<b>18</b>
1.1.1 UN OUTIL POLYVALENT	18
1.1.2 LE TEMPS DE VIE DU NEUTRON ET SES IMPLICATIONS	21
<b>1.2 LA PRODUCTION DE NEUTRONS LIBRES POUR LA PHYSIQUE EXPERIMENTALE</b>	<b>25</b>
1.2.1 PRODUCTION DE NEUTRONS LIBRES	25
1.2.2 LES NEUTRONS POUR LES EXPERIENCES DE TEMPS DE VIE	29
1.2.3 CARACTÉRISTIQUES DES UCN	31
1.2.4 LA PRODUCTION D'UCN AVEC LA SOURCE SUPERHERMALE SUN2	33
<b>1.3 LES EXPERIENCES DE TEMPS DE VIE</b>	<b>41</b>
1.3.1 TYPE FAISCEAU	42
1.3.2 TYPE BOUTEILLE MATÉRIELLE	43
1.3.3 TYPE BOUTEILLE MAGNÉTIQUE	44
<b>2 L'EXPERIENCE HOPE</b>	<b>47</b>
<b>2.1 DESCRIPTION TECHNIQUE DE L'EXPERIENCE</b>	<b>47</b>
2.1.1 CRYOSTAT	47
2.1.2 SYSTÈME DE PIÉGEAGE	49
2.1.3 SYSTÈME DE NETTOYAGE	50
<b>2.2 TESTS SYSTEMATIQUES ET MESURE DU TEMPS DE STOCKAGE</b>	<b>51</b>
2.2.1 PROTOCOLE DE MESURE	51
2.2.2 RÉSULTATS	53
2.2.3 PERSPECTIVES	53
<b>2.3 ERREURS STATISTIQUE ET SYSTEMATIQUES DANS L'EXPERIENCE HOPE</b>	<b>54</b>
2.3.1 ÉVALUATION DE LA FRACTION DE NEUTRONS SUR-CRITIQUES DANS LE PIÈGE	54
2.3.2 RÉFLEXION SUR UN SYSTÈME DE NETTOYAGE AMÉLIORÉ	60

---

2.3.3	COMPARAISON DES MÉTHODES DE MESURES	63
<b>3</b>	<b>LE DÉTECTEUR <i>SECOND</i></b>	<b>70</b>
<b>3.1</b>	<b>CONTRAINTES ET DIMENSIONNEMENT</b>	<b>70</b>
3.1.1	CONTRAINTES LIÉES À L'EXPÉRIENCE <i>HOPE</i>	70
3.1.2	CONTRAINTES LIÉES AUX RADIATIONS EXTÉRIEURES	71
<b>3.2</b>	<b>CONCEPTION</b>	<b>73</b>
3.2.1	L'ÉTAGE DE DÉTECTION « SOLIDE »	73
3.2.2	L'ÉTAGE GAZEUX	77
3.2.3	AUTRES COMPOSANTS DU DÉTECTEUR	86
3.2.4	FONCTIONNEMENT DÉTAILLÉ DU DÉTECTEUR	95
<b>3.3</b>	<b>SIMULATIONS</b>	<b>100</b>
3.3.1	EFFICACITÉ DE DÉTECTION DES ÉLECTRONS	101
3.3.2	EFFICACITÉ DE COLLECTION DES PHOTONS	111
3.3.3	SUSCEPTIBILITÉ AUX RADIATIONS EXTÉRIEURES	113
<b>4</b>	<b>ASSEMBLAGE ET TESTS DU DÉTECTEUR</b>	<b>118</b>
<b>4.1</b>	<b>PROCEDES D'ASSEMBLAGE</b>	<b>118</b>
4.1.1	COLLAGE DES GEM	118
4.1.2	COLLAGE DES SCINTILLATEURS	119
4.1.3	COLLAGE DE LA FENÊTRE D'ENTRÉE DU DÉTECTEUR	123
<b>4.2</b>	<b>TESTS PRÉLIMINAIRES</b>	<b>124</b>
4.2.1	CHAMBRE DE TEST	124
4.2.2	TESTS DES PHOTODIODES ET SCINTILLATEURS	125
4.2.3	FENÊTRE D'ENTRÉE DU DÉTECTEUR	127
<b>4.3</b>	<b>MESURES EXPERIMENTALES DE LA DISCRIMINATION ELECTRON-MUON</b>	<b>130</b>
4.3.1	PRÉPARATION DU DÉTECTEUR	131
4.3.2	SYSTÈME D'ACQUISITION ET AMPLIFICATION	131
4.3.3	REFROIDISSEMENT	132
4.3.4	SOURCE D'ÉLECTRONS	133
4.3.5	PRISE DE DONNÉES ET POST TRAITEMENT DES RÉSULTATS	133
4.3.6	RESULTATS ET INTERPRETATION	134
<b>5</b>	<b>CONCLUSION</b>	<b>146</b>
<b>6</b>	<b>ANNEXES</b>	<b>147</b>
	<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>161</b>

---



## Liste des graphiques et figures

---

Figure 1.1 : Diagrammes de Feynman de la décroissance $\beta$ du neutron.....	21
Figure 1.2 : Succession de réactions conduisant à la formation du Lithium-7 .....	24
Figure 1.3 : Exemple d'une fission d'un noyau d'Uranium 235 .....	27
Figure 1.4 : Turbine de <i>PF2</i> .....	29
Figure 1.5 : Vue rapprochée de la turbine à l'intérieur de son enceinte.....	30
Figure 1.6 : Superposition des courbes de dispersion du neutron libre (en rouge) et des excitations dans l'hélium liquide (en couleur) .....	30
Figure 1.7 : Vue en coupe de <i>SUN2</i> .....	33
Figure 1.8 : Vue en coupe de la croix venant remplacer le coude d'extraction.....	35
Figure 1.9 : À gauche, le spectre de transmission du germanium (sans couche antireflet). À droite, spectre du rayonnement du corps noir à $300\text{ K}$ .....	36
Figure 1.10 : Spectre des neutrons obtenu par la méthode de temps de vol en 2013 sur <i>SUN2</i> en sortie du guide d'extraction.....	37
Figure 1.11 : Comparaison entre le spectre initial des <i>UCN</i> générés dans <i>SUN2</i> et celui en sortie d'extraction.....	38
Figure 1.12 : Distribution de l'angle formé entre la trajectoire des <i>UCN</i> et l'axe du guide d'extraction.....	39
Figure 1.13 : Distribution de l'angle formé entre la trajectoire des <i>UCN</i> et l'axe du guide d'extraction en fonction de l'énergie .....	39
Figure 1.14 : Spectres en vitesse des <i>UCN</i> obtenus par simulation avec <i>GEANT4</i> .....	40
Figure 1.15 : Angle entre la trajectoire et l'axe du guide d'extraction .....	41
Figure 1.16 : Transmission des <i>UCN</i> à travers une fenêtre d'aluminium .....	41
Figure 1.17 : Mesures prises en compte pour la mesure du temps de vie moyen du neutron .....	42
Figure 1.18 : Schéma de principe de l'expérience de temps de vie du <i>MIST</i> .....	43
Figure 1.19 : Schéma de la bouteille magnétique utilisée par Ezhov et al.....	45
Figure 1.20 : Schéma de principe de l'expérience <i>UCN-<math>\tau</math></i> .....	45
Figure 2.1 : Vue en coupe de l'expérience <i>HOPE</i> .....	48
Figure 2.2 : Potentiel de piégeage des <i>UCN</i> dans les conditions des mesures en 2014 ..	50
Figure 2.3 : Évolution temporelle du spectre en énergie des <i>UCN</i> piégés dans <i>HOPE</i> ..	55
Figure 2.4 : Évolution temporelle du nombre d' <i>UCN</i> piégés après <i>ramping</i> , pour un champ de la bobine intermédiaire de $0$ et $300\text{ mT}$ , pour $125000$ <i>UCN</i> générés.....	55
Figure 2.5 : Projection dans le plan transverse des trajectoires possibles pour un <i>UCN</i> d'énergie définie .....	56

Figure 2.6 : Isopotentielles de piégeage des <i>UCN</i> pour différentes valeurs de moment cinétique axial.....	57
Figure 2.7 : Évolution de la barrière de potentiel en fonction du moment cinétique axial.....	57
Figure 2.8 : Distribution des neutrons piégés et sous-critiques en fonction de leur énergie et de leur moment cinétique axial.....	59
Figure 2.9 : Géométrie de l'absorbeur envisageable pour supprimer les neutrons sur-critiques piégés dans <i>HOPE</i> .....	60
Figure 2.10 : Géométries de piston envisageables pour améliorer le spectre des <i>UCN</i> piégés.....	61
Figure 3.1 : Localisation du détecteur d'électrons dans <i>HOPE</i> .....	71
Figure 3.2 : Spectre des électrons bêta émis par décroissance du neutron libre.....	72
Figure 3.3 : Disposition des 80 <i>MPPC</i> assemblés sur leur circuit imprimé .....	74
Figure 3.4 : Interaction d'un muon et d'un électron au sein des scintillateurs de l'étage de détection solide.....	76
Figure 3.5 : Représentation schématique de différentes interactions de photons gammas pouvant induire des événements faux-positifs dans le détecteur.....	78
Figure 3.6 : Régime d'ionisation au sein d'un détecteur gazeux en fonction du potentiel appliqué.....	78
Figure 3.7 : Courbe d'équilibre liquide-vapeur du $CF_4$ .....	82
Figure 3.8 : Support des fils de tungstène de la chambre multi-fils .....	83
Figure 3.9 : Schéma de principe d'une chambre multi-fils .....	83
Figure 3.10 : Vue en coupe de l'étage gazeux.....	84
Figure 3.11 : Photographie d'une feuille <i>GEM</i> collée entre ses supports en <i>FR4</i> .....	84
Figure 3.12 : Image de la structure d'une feuille <i>GEM</i> prise au <i>MEB</i> .....	84
Figure 3.13 : Schéma de fonctionnement d'un détecteur utilisant une <i>GEM</i> .....	85
Figure 3.14 : Vue 3D du corps du détecteur <i>SECOND</i> .....	87
Figure 3.15 : Vue en coupe de la zone « tampon » du détecteur <i>SECOND</i> .....	88
Figure 3.16 : Support des fibres de Kevlar® du détecteur <i>SECOND</i> .....	89
Figure 3.17 : Photographie du couvercle inférieur du détecteur <i>SECOND</i> .....	90
Figure 3.18 : Vue de dessus du couvercle supérieur du détecteur <i>SECOND</i> .....	90
Figure 3.19 : Connecteurs Micro-D 51 voies fabriqués sur-mesure .....	91
Figure 3.20 : Connecteurs électriques internes du détecteur <i>SECOND</i> .....	91
Figure 3.21 : Support et connecteurs de la matrice de <i>Si-PM</i> .....	92
Figure 3.22 : Parois du volume de dérive de la chambre gazeuse .....	93
Figure 3.23 : Vue de dessous des parois du volume d'induction de la chambre gazeuse .....	93
Figure 3.24 : Bloc de distribution du gaz du détecteur <i>SECOND</i> .....	94
Figure 3.25 : Schéma de câblage de la puce d'alimentation des <i>MPPC</i> .....	94

Figure 3.26 : Structure de maintien de l'absorbeur et du détecteur <i>SECOND</i> .....	95
Figure 3.27 : Vue en coupe du détecteur <i>SECOND</i> .....	95
Figure 3.28 : Vue éclatée du détecteur <i>SECOND</i> .....	97
Figure 3.29 : Injection du gaz dans le détecteur <i>SECOND</i> .....	98
Figure 3.30 : Exemple de signal des Si-PM attendu suite au passage d'un électron dans le gaz puis dans le scintillateur.....	99
Figure 3.31 : Schéma des photons de scintillation effectivement détectés suite au passage d'un électron.....	100
Figure 3.32 : Densité de probabilité de présence des neutrons au sein du piège.....	101
Figure 3.33 : Quelques exemples de trajectoires simulées avec <i>GEANT4</i> et Matlab...	102
Figure 3.34 : Distribution spatiale des électrons à l'altitude $z = 300\text{ mm}$ .....	103
Figure 3.35 : Distribution spatiale des électrons dans le scintillateur .....	103
Figure 3.36 : Efficacité d'extraction (vert) et de détection (bleu) des électrons en fonction de leur position radiale initiale.....	104
Figure 3.37 : Nombre d'électrons détectés en fonction de leur position angulaire initiale pour $r > 32\text{ mm}$ .....	104
Figure 3.38 : Nombre d'électrons détectés en fonction de leurs positions radiale et angulaire initiales .....	105
Figure 3.39 : Efficacité d'extraction en fonction de l'angle par rapport à l'axe vertical.....	105
Figure 3.40 : Efficacité d'extraction et de détection en fonction de l'énergie initiale des UCN.....	106
Figure 3.41 : Efficacité d'extraction et de détection en fonction de l'énergie initiale des électrons .....	107
Figure 3.42 : Nombre de photons de scintillation créés en fonction de l'énergie cinétique initiale de l'électron.....	109
Figure 3.43 : Angle d'incidence des électrons dans le plan $z = 300\text{ mm}$ .....	109
Figure 3.44 : Évolution de l'efficacité de détection en fonction de la pression à l'intérieur du détecteur .....	110
Figure 3.45 : Nombre de photons créés dans le scintillateur par unité d'énergie déposée par l'électron dans le scintillateur.....	111
Figure 3.46 : Ratio du nombre de photons créés dans le scintillateur et détectés par les Si-PM et dépendance avec l'énergie initiale de l'électron.....	112
Figure 3.47 : Positionnement de la matrice de Si-PM en fonction de la position des électrons .....	112
Figure 3.48 : Histogramme du nombre de photons générés par événement.....	113
Figure 3.49 : Exemples de passage de muons générant moins de photons de scintillation .....	114
Figure 3.50 : Distribution temporelle de la collection des photons de scintillation .....	114
Figure 3.51 : Simulation d'un faisceau de rayons gammas vers le détecteur <i>SECOND</i>	115

Figure 3.52 : Position finale des électrons secondaires générés par les photons gammas .....	116
Figure 3.53 : Incidence des éléments de l'expérience sur le flux de gammas et le bruit de fond sur le détecteur.....	117
Figure 4.1 : Photos du procédé de collage de la feuille <i>GEM</i> .....	119
Figure 4.2 : Chambre à vide destinée au collage des scintillateurs .....	120
Figure 4.3 : Photographie du <i>phoswich</i> après polissage .....	121
Figure 4.4 : Quelques exemples de tests de collage .....	122
Figure 4.5 : Étapes de collage de la fenêtre d'entrée du détecteur.....	123
Figure 4.6 : Enceinte de test pour le détecteur <i>SECOND</i> .....	124
Figure 4.7 : Spectre d'émission mesuré des scintillateurs.....	125
Figure 4.8 : Réponse d'une matrice S12573 à une impulsion lumineuse .....	126
Figure 4.9 : Signal moyen généré par un électron créé par excitation thermique (amplifié x3).....	126
Figure 4.10 : Positionnement du <i>phoswich</i> dans son réceptacle .....	127
Figure 4.11 : Mise en tension des fibres de Kevlar® avant collage .....	128
Figure 4.12 : Test de la tenue d'une fenêtre de Mylar® renforcée par des fibres de Kevlar® .....	128
Figure 4.13 : Mise sous pression du détecteur et déformation de la fenêtre d'entrée ..	129
Figure 4.14 : Test de la résistance d'un second réseau de fibres de Kevlar® à 350 mbar .....	129
Figure 4.15 : Configuration du détecteur pour les tests fonctionnels.....	131
Figure 4.16 : Spectre d'émission <i>bêta</i> de la source $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ .....	133
Figure 4.17 : Superposition de la forme des signaux générés dans le « veto-muon »..	135
Figure 4.18 : Répartition du <i>TadS</i> calculé pour chaque évènement détecté par le « veto-muon » .....	135
Figure 4.19 : Superposition de la forme des signaux non saturés générés par le passage de muons dans le détecteur .....	135
Figure 4.20 : Répartition du <i>TadS</i> calculé pour chaque signal non saturé généré par le passage d'un muon dans le détecteur .....	136
Figure 4.21 : Répartition du <i>TadS</i> en fonction de l'énergie calculée .....	136
Figure 4.22 : Superposition de la forme des signaux saturés générés par le passage de muons dans le détecteur.....	137
Figure 4.23 : Répartition du <i>TadS</i> calculé pour chaque signal saturé généré par le passage d'un muon dans le détecteur .....	137
Figure 4.24 : Répartition du <i>TadS</i> en fonction de l'intégrale sous la courbe de signal	138
Figure 4.25 : Interaction d'un muon dans la zone la plus éloigné des <i>MPPC</i> utilisés ..	139
Figure 4.26 : Répartition du <i>TadS</i> calculé pour chaque signal saturé de la voie n°7 généré par le passage d'un muon dans le détecteur.....	139

Figure 4.27 : Superposition de la forme des signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur .....	141
Figure 4.28 : Répartition du $TadS$ calculé pour les signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur en fonction de l'énergie calculée.....	141
Figure 4.29 : Spectre en énergie calculée à partir des signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur .....	142
Figure 4.30 : Superposition de la forme des signaux saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur .....	142
Figure 4.31 : Répartition du $TadS$ calculé pour chaque signal saturé généré par le passage d'un électron dans le détecteur.....	143
Figure 4.32 : Répartition du $TadS$ calculé pour les signaux saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur en fonction de l'intégrale sous la courbe de signal.....	143
Figure 6.1 : Représentation schématique de la réflexion d'un faisceau sur un substrat recouvert d'une couche anti-reflet.....	148
Figure 6.2 : Photos des opérations réalisées lors de la réparation de <i>HOPE</i> .....	152
Figure 6.3 : Spectre d'émission du BC408 et BC444.....	153
Figure 6.4 : Vue en coupe d'un pixel standard de <i>MPPC</i> par Hamamatsu.....	154
Figure 6.5 : Circuit électrique équivalent du comportement d'un pixel de <i>MPPC</i> .....	155
Figure 6.6 : Mise en plan de la matrice de <i>MPPC</i> fabriquée par Hamamatsu .....	156
Figure 6.7 : Comparaison entre l'efficacité de détection des <i>Si-PM</i> et les spectre d'émission des différents scintillateurs utilisés dans <i>SECOND</i> .....	157
Figure 6.8 : Mappage de la tension d'opération conseillée par Hamamatsu de chaque <i>MPPC</i> .....	158
Figure 6.9 : Schéma de connexion des connecteurs micro-D 51.....	158
Figure 6.10 : Schéma de regroupement possible des voies par 8, 20 et 16.....	159
Figure 6.11 : Opération de découpe du bain d'hélium de <i>HOPE</i> .....	160

## Liste des tableaux

---

Tableau 1.1 : Liste des radionucléides émettant des neutrons par fission spontanée ....	26
Tableau 1.2 : Catégorisation des neutrons en fonction de leur énergie .....	28
Tableau 1.3 : Quelques exemples de matériaux utilisés dans la physique liée aux UCN.....	31
Tableau 2.1 : Récapitulatif des résultats de simulation sur le piégeage des <i>UCN</i> dans <i>HOPE</i> .....	59
Tableau 2.2 : Étude de cas <i>Fill &amp; Empty</i> .....	66
Tableau 2.3 : Étude de cas <i>counting-the-dead</i> n°1 .....	67
Tableau 3.1 : Liste des éléments utilisables en tant que gaz de détection .....	80
Tableau 3.2 : Efficacités absolues d'extraction et de détection en fonction de la gamme d'énergie des <i>UCN</i> piégés .....	107
Tableau 3.3 : Efficacité de détection des électrons en fonction de l'épaisseur de la fenêtre du détecteur <i>SECOND</i> .....	108
Tableau 3.4 : Efficacité de détection en fonction du gaz du détecteur <i>SECOND</i> .....	110
Tableau 3.5 : Nombre moyen de paires créées au sein de différents gaz .....	111
Tableau 3.6 : Efficacité de détection des photons en fonction du positionnement des photodiodes.....	113
Tableau 6.1 : Liste non exhaustive de géométries de guides testées et simulées avec GEANT4 .....	150
Tableau 6.2 : Propriétés respectives du BC408 et BC444.....	153

---

## Lexique

---

APD	<i>Avalanche PhotoDiode</i> (Photo-Diode à Avalanche).
<i>Bêtas</i>	Désignent les électrons émis par un noyau ou un neutron lors d'une décroissance de type bêta.
Chopper	Désigne un système d'ouverture et de fermeture cyclique.
Effet Compton	Désigne la diffusion inélastique d'un photon sur un électron d'un atome.
EDM	<i>Electric Dipole Moment</i> (Moment Électrique Dipolaire).
GEM	<i>Gas Electron Multiplier</i> .
HFS	<i>High Field Seekers</i> . Désigne dans le texte les neutrons attirés par les lignes de champ magnétique.
HOPE	<i>Halbach Octupole PERmanent magnets</i> ; désigne dans le texte l'expérience autour de laquelle s'articule le travail de thèse présenté.
Inox	Désigne, indépendamment de la nuance considérée, de l'acier inoxydable.
LFS	<i>Low Field Seekers</i> ; désigne dans le texte les neutrons repoussés par les lignes de champ magnétique.
MEB	<i>Microscope Électronique à Balayage</i> .
MHV	<i>Miniture High Voltage</i> ; désigne un connecteur coaxial permettant le passage de haute tension.
MPPC	<i>Multi-Pixel Photon Counter</i> ; nom commercial des Si-PM vendus par Hamamatsu.
MS	<i>Modèle Standard</i> (sous-entendu de la physique des particules).
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i> .
pb	Désigne un <i>picobarn</i> .
PDG	<i>Particle Data Group</i> .
PEEK	<i>PolyEtherEtherKetone</i> .
Phoswich	<i>Désigne l'assemblage de deux scintillateurs ayant une constante de temps de désexcitation différente</i> .
RS232	Norme standardisée de voie de communication de type série.
SECOND	<i>Scintillation Electron COUNTER for Neutron Decay</i> ; nom du détecteur développé dans ce travail de thèse.
Si-PM	<i>Silicon-PhotoMultiplier</i> ; photomultiplicateur-silicium.
Sous-critiques	Désigne dans le texte les neutrons dont l'énergie cinétique est inférieure à la barrière de potentiel considérée.
SUN2	Désigne la deuxième version de la source superthermale d'UCN développée à l'ILL.
Sur-critiques	Désigne dans le texte les neutrons dont l'énergie cinétique est supérieure à la barrière de potentiel considérée.
TdV	<i>Temps de Vol</i> .
TTL	<i>Transistor-Transistor Logic</i> ; un signal TTL est défini comme niveau logique bas entre 0 et 1,4 V et comme niveau logique haut entre 2,4 et 5 V.
UCN	<i>UltraCold Neutron(s)</i> . Neutron(s) Ultra-Froid(s).
Undershoot	Désigne un signal électrique qui dépasse (par le bas) la valeur minimale accessible théoriquement.
Veto muon	Désigne un ensemble de détection permettant la différenciation d'un signal induit par un muon d'origine cosmique.

# ○ Introduction

---

Le travail de thèse présenté dans les pages qui vont suivre orbite principalement autour de la thématique de la physique du neutron libre, et plus particulièrement, de son temps de vie. L'expérience *HOPE*, conçue et mise en service à l'Institut Laue Langevin et dont nous aurons l'occasion de développer les caractéristiques, constitue l'outil central nécessaire à la réalisation de cette étude. Cet instrument cryogénique est un piège magnéto-gravitationnel à neutrons ultra-froids permettant de confiner ces particules aux propriétés singulières pendant des périodes longues comparativement à leur durée de vie moyenne. Le neutron libre est une particule instable dont le temps de vie moyen se situe autour de quinze minutes. Bien que ce dernier soit connu à l'heure actuelle avec une précision de l'ordre de la seconde, il reste néanmoins au centre de toutes les considérations. D'une part, la valeur de cette durée de vie moyenne et la précision associée à sa mesure ont de fortes implications sur de grandes questions et modèles de la physique moderne, et d'autre part, les résultats obtenus avec deux méthodes de mesure différentes ne sont aujourd'hui encore pas concordants. L'expérience *HOPE*, a pour but ultime d'augmenter la précision de mesure de cette propriété intrinsèque du neutron mais également de fournir des pistes de réflexion sur les résultats inconsistants observés lors des expériences antérieures en proposant une méthode de mesure nouvelle.

Au-delà du piège à neutrons en lui-même, ce travail de thèse porte plus largement sur un élément crucial de cette expérience, le détecteur d'électrons *SECOND*, intégralement conçu et mis en œuvre à l'*ILL* dans le cadre de cette thèse. Il sera employé à détecter chaque désintégration de neutrons à l'intérieur de *HOPE* par le biais de deux étages de détection constitués pour l'un de scintillateurs plastiques et pour l'autre d'un mélange gazeux scintillant.

Le présent manuscrit s'articule autour de quatre chapitres. Le premier est dédié au neutron libre en tant que particule – c'est-à-dire le neutron hors d'un noyau atomique –, à l'importance de son étude et de ses implications sur les théories existantes. Il fournit également un bref aperçu des moyens employés pour « façonner » le neutron et le rendre utilisable dans une expérience visant à la mesure du temps de vie telle que *HOPE*. Outre les caractéristiques particulières des neutrons obtenus, seront décrits également les différentes méthodes qui existent pour mesurer le temps de vie.

Le chapitre 2 propose une description technique de l'instrument *HOPE* et des premiers résultats obtenus en 2014 sur la ligne de faisceau *EDM* sur *PF2* à l'*ILL*. Certains éléments liés aux erreurs systématiques de la mesure réalisée sont analysés afin de proposer



des pistes d'amélioration et d'établir une comparaison avec la méthode de mesure mettant en jeu le détecteur d'électrons.

Le troisième chapitre détaille la conception du détecteur d'électrons *SECOND*, traitant à la fois des aspects techniques et physiques de conception ainsi que des paramètres environnementaux dans lequel celui-ci sera utilisé. Des résultats de simulations réalisées à l'aide de *GEANT4* sont également présentés, pour tenter de prédire la réponse du détecteur dans son environnement.

Le chapitre final présente les tests effectués et les résultats obtenus avec le détecteur, notamment le succès de la discrimination électron-muon grâce à un complexe *phoswich* de scintillateurs plastiques.

Our whole universe was in a hot dense state,  
Then nearly fourteen billion years ago expansion started.  
Wait...

*The Big Bang Theory main theme song*

# Chapitre



## 1 Le neutron libre

---

### 1.1 Intérêt de la recherche sur le neutron

#### 1.1.1 Un outil polyvalent

Découvert par Chadwick en 1932, le neutron a toujours suscité l'engouement des scientifiques. La raison à cela vient du fait que cette particule subatomique est un outil unique et polyvalent. Dans la physique de la matière condensée, il est utilisé pour sonder les matériaux (réseaux cristallographiques, propriétés thermiques et magnétiques) et les innombrables expériences de diffraction témoignent de son importance. Il constitue à la fois une alternative très intéressante aux rayons X pouvant être utilisés à des fins similaires mais apporte surtout des résultats complémentaires à ceux obtenus par diffraction des photons sur les échantillons.

L'étude de matériaux à l'aide de ces particules est similaire. Elle consiste à faire interagir un faisceau, généralement monochromatique, de neutrons ou de rayons X sur un matériau. Le faisceau est alors diffracté, c'est-à-dire diffusé élastiquement par les atomes, formant ainsi des figures de diffraction desquelles il est possible de déduire les caractéristiques du réseau cristallin étudié et par extension, de connaître la réponse des matériaux à des contraintes thermiques ou mécaniques en comparant l'état contraint et au repos. La différence principale entre les deux procédés réside dans le fait que les neutrons interagissent avec le noyau des atomes, là où les rayons X interagissent avec leur cortège électronique. C'est précisément cette distinction qui rend ces deux méthodes complémentaires. Les rayons X sont particulièrement intéressants pour l'étude des réseaux cristallins constitués d'éléments ayant un numéro atomique élevé car la densité électronique est conséquemment plus grande. La sensibilité de la diffraction neutronique est plus complexe qu'une simple proportionnalité avec le numéro atomique  $Z$  (elle varie d'ailleurs sans corrélation avec  $Z$ ). Néanmoins, il est généralement vrai de considérer qu'elle est assez performante sur les noyaux légers.

D'autre part, la faible interaction des neutrons avec la matière permet de sonder des échantillons sur des profondeurs bien plus importantes que les rayons X. La sensibilité à l'isotopie des éléments, due à des longueurs de diffusion cohérente dissemblables, confère aux neutrons leur plus gros avantage. Elle permet, par exemple, la mesure de facteurs de structure ou de conformations moléculaires par substitution isotopique (une substitution courante est celle de l'hydrogène par le deutérium).

Enfin, le neutron portant un spin  $1/2$ , il possède un moment magnétique de spin sensible au moment magnétique atomique de certains éléments. Ce potentiel d'interaction permet la détermination des caractéristiques magnétiques des matériaux.

Après avoir donné quelques éléments sur l'utilisation des neutrons en physique de la matière condensée, il est temps de parler de son rôle dans le domaine de la physique fondamentale, dans lequel il est aussi un atout considérable. Alors qu'à ce jour le Modèle Standard (*MS*) de la physique des particules est l'une des théories les plus élaborées imaginée par l'Homme, il n'élucide pas pour autant le mystère de l'asymétrie observée dans l'univers entre matière et antimatière, ne propose pas de candidats viables à la matière noire et l'énergie noire constituant pourtant la majeure partie de notre univers, ni ne fournit d'explication quant à la gravité. D'autres éléments restent également sans réponse, comme la hiérarchie des masses des fermions qui diffèrent pour certaines de 6 ordres de grandeurs, ou encore la masse non nulle des neutrinos démontrée par l'observation d'oscillations entre les différentes saveurs. Aujourd'hui, ces questions fondamentales sont la source de nombreuses réflexions et de nombreuses théories dont les modèles sont logiquement et couramment dits « au-delà du modèle standard ». Pour prouver la validité mais aussi les limites du modèle standard de la physique des particules et de ses extensions – et par voie de conséquence, l'existence éventuelle d'une nouvelle physique – les scientifiques du monde entier ont très largement recours aux accélérateurs et collisionneurs.

Le plus grand d'entre eux, mis en service en 2008, est le grand collisionneur de hadrons du CERN, d'une circonférence totale de  $27\text{ km}$ . À l'heure actuelle, il est capable de produire des énergies de collision de  $13\text{ TeV}$  (collision de deux faisceaux de protons accélérés à une vitesse correspondant à une énergie de  $6,5\text{ TeV}$  chacun). Ces énergies sont colossales mais nécessaires à la production de certaines particules lourdes à vie courte, prédites par le *MS*. C'est le cas, par exemple, du quark *Top* (particule élémentaire de  $173\text{ GeV}/c^2$ , la plus massive découverte à ce jour) mais également du boson de Higgs d'une masse de  $126\text{ GeV}/c^2$  récemment découvert au LHC (*Large Hadron Collider*). La nécessité de requérir à des énergies aussi élevées trouve deux explications. La première, la plus évidente, est que plus l'on veut créer des particules massives/énergétiques plus l'on a besoin d'énergie. La seconde est l'augmentation de la section efficace des différentes voies de production pour ces particules massives ; à titre d'exemple, la section efficace de production de quark *Top* au LHC fonctionnant à des énergies de collisions de  $13\text{ TeV}$  est mesurée à  $825 \pm 113\text{ pb}$ , une valeur extrêmement faible mais qui correspond à une probabilité 3,4 fois plus élevée que celle obtenue avec un fonctionnement à  $8\text{ TeV}$  [1]. Une des voies de production du boson de Higgs mettant en jeu des quarks *Top*, le même raisonnement peut être tenu pour cette particule, ce qui justifie le temps mis pour prouver son existence. La masse, le temps de vie ou les rapports de branchement des différentes voies de désintégration de ces particules sont autant d'informations pour la validation du Modèle Standard de la physique des particules que pour l'exploration d'une nouvelle physique.

Une question se pose alors : comment la physique fondamentale liée au neutron peut s'avérer être un challenger sérieux face à la physique aux hautes énergies et prétendre

fournir des informations compétitives, alors que les énergies d'interaction sont bien plus faibles ? La recherche de l'existence d'un moment électrique dipolaire (*EDM*) du neutron non nul en est le parfait exemple puisqu'il fixe à l'heure actuelle les contraintes les plus fortes sur les extensions super-symétriques du Modèle Standard [2].

Le neutron n'est pas une particule ponctuelle ; il est composé de trois quarks dits de « valence » (un quark « *up* » et deux quarks « *down* ») qui définissent ses nombres quantiques – par opposition aux quarks virtuels ou « *sea quarks* ». Il possède en conséquence une certaine étendue dans l'espace. Ainsi les barycentres des charges négatives et positives à l'intérieur du neutron ne coïncident pas nécessairement, ce qui implique l'existence potentielle d'un moment électrique dipolaire non nul. Or l'existence d'un tel moment pour le neutron induit la violation de la symétrie par renversement temporel et de la conjugaison des symétries discrètes de Charge et de Parité (symétrie *CP*) [3] [4].

La violation de la symétrie conjuguée *CP* est un élément essentiel pour justifier l'asymétrie entre matière et antimatière. En 1967, le physicien russe Andreï Sakharov a formulé trois conditions permettant de mener à une asymétrie baryonique :

- la violation de la symétrie *C* et *CP*,
- un processus autorisant la violation du nombre baryonique,
- la rupture de l'équilibre thermique.

Le Modèle Standard n'interdit pas la violation de la symétrie *CP*, au contraire, il autorise une faible violation de celle-ci, à une hauteur qui équivaldrait à un *EDM* du neutron de  $10^{31} e.cm - 10^{32} e.cm$  [5] [6]. Néanmoins, cette « quantité de violation » est loin d'être suffisante pour justifier la proportion d'asymétrie observée puisque les calculs suggèrent qu'un *EDM* proche de  $10^{-28} e.cm$  serait nécessaire [7]. Toute découverte d'un *EDM* du neutron supérieur à la limite proposée par le Modèle Standard ouvrirait de nouvelles voies d'exploration pour comprendre la composition de notre univers ou tout du moins, tester certaines théories au-delà du modèle standard mettant en jeu d'autres sources de violation *CP*.

À l'heure actuelle, les diverses expériences sur l'*EDM* du neutron ont permis de fixer une limite supérieure égale à  $0,29.10^{-25} e.cm$  [8]. Compte tenu des précisions recherchées, il reste encore des efforts considérables à faire pour s'approcher des valeurs précédemment citées mais elle constitue déjà une contrainte importante sur les modèles super-symétriques du modèle standard, notamment le *MSSM* (*Minimal Supersymmetric Standard Model*) qui suggère une forte violation de symétrie *CP* et un *EDM* du neutron situé entre  $10^{-25}$  et  $10^{-28} e.cm$  [6] [9].

De la même manière, les plus fortes contraintes induites sur les différents modèles d'une hypothétique cinquième force fondamentale sont, là encore, fixées par les recherches menées sur le neutron. Plus précisément, les études des neutrons en interférométrie, mais aussi de leur comportement dans le champ de gravité, permettent de définir des limites supérieures quant à l'intensité de couplage avec la matière de cette présumée cinquième force [10].

Parmi les autres sources d'informations données par les études sur le neutron, on peut mentionner que l'existence d'oscillations entre neutrons et antineutrons,  $n \rightarrow \bar{n}$ , aurait de nombreuses implications sur les théories existantes à ce jour. En effet, ces recherches constituent un test direct de la non-conservation du nombre baryonique ( $\Delta B = 2$ ), non-conservation qui est, entre autres, une condition nécessaire à l'asymétrie baryonique.

### 1.1.2 Le temps de vie du neutron et ses implications

L'intérêt pour le neutron en physique fondamentale ne se limite pas aux seules implications sur la validité du Modèle Standard de la physique des particules et de ses extensions. Les caractéristiques intrinsèques du neutron ont de fortes conséquences cosmologiques et conditionnent l'évolution et l'état de l'univers tel que nous le connaissons aujourd'hui. Il convient de rappeler brièvement comment l'interaction faible agit sur le neutron pour comprendre la façon dont s'imbriquent tous ces paramètres.

#### Décroissance $\beta$ du neutron libre

Le neutron libre est un système instable. Hors d'un noyau, le neutron peut décroître en une particule plus stable, un proton, avec émission d'un électron et d'un antineutrino électronique.



$\Delta m \cdot c^2$  représente la quantité d'énergie produite ( $782 \text{ keV}$ ) par la réaction et correspond à la différence de masse entre le neutron et la somme de celle des autres particules. La description de la désintégration  $\beta^-$  initialement formulée par Enrico Fermi [11] en 1934, se caractérise par une interaction locale à 4 corps [Fig. 1.1] analogue à une interaction électromagnétique.

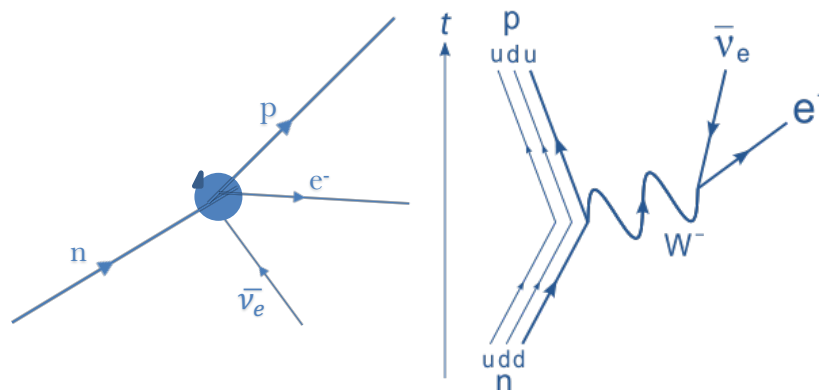


Figure 1.1 : Diagrammes de Feynman de la décroissance  $\beta$  du neutron

Sur la gauche, la description de la décroissance  $\beta$  du neutron telle que formulée initialement par Fermi. Il s'agit en réalité d'une approximation à basse énergie de la description complète de la théorie électrofaible donnée à droite, qui consiste en la conversion d'un quark down en un quark up à travers l'échange d'un boson  $W^-$ .

Cette description initiale est une transition purement vectorielle, or, dans le Modèle Standard, rien n'indique que l'Hamiltonien d'interaction ne devrait pas contenir toutes les autres formes d'interactions invariantes de Lorentz (vectorielle, axial-vectorielle, scalaire, pseudo-scalaire et tensorielle) [12]. C'est en 1957 qu'à lieu l'un des tournants majeurs du développement du modèle de la désintégration  $\beta$  car l'on découvre que cette dernière viole la symétrie discrète de parité, ce qui n'était pas le cas jusqu'alors dans la théorie originelle de Fermi. La démonstration, établie par l'expérience de Wu et al. [13], réside dans l'observation de la forte asymétrie d'émission des électrons. Pour cela, des atomes de cobalt-60 sont maintenus polarisés par un fort champ magnétique et les électrons de décroissance sont comptés de part et d'autre de la direction du champ. Il est alors confirmé que l'émission des électrons se fait préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin des atomes de cobalt. Ce résultat, et d'autres qui s'ensuivirent – montrant entre autres que la violation de parité est maximale – ont permis la formulation de la théorie dite «  $V-A$  » (en anglais « *vector-minus-axial-vector-interaction theory* ») pour décrire la désintégration  $\beta$ , où l'élément de matrice de l'Hamiltonien prend la forme simplifiée suivante [14] :

$$\mathcal{H} = [G_V \bar{p} \gamma_\mu n - G_A \bar{p} \gamma_5 \gamma_\mu n] [\bar{e} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu]. \quad (\text{Éq 1.2})$$

$\bar{p}$ ,  $n$ ,  $\bar{e}$  et  $\nu$  sont les spineurs de Dirac respectifs du proton, neutron, électron et antineutrino et  $\gamma_\mu$  les matrices de Dirac.  $G_V$  et  $G_A$  décrivent les constantes de couplage vectorielle et axial-vectorielle de l'interaction. L'Hamiltonien dont il est question considère toujours une interaction-point comme la décrivait Fermi. En réalité, c'est une approximation qui n'est valable que dans la mesure où le boson  $W^-$ , vecteur de l'interaction faible responsable de la désintégration du neutron, a une masse bien supérieure au défaut de masse des particules de la réaction [Fig. 1.1]. Il en résulte un temps de vie du  $W^-$  extrêmement court et par conséquent, une longueur d'interaction faible, proche des  $10^{-18}$  m. Le modèle point de la théorie  $V-A$  appliqué à la décroissance  $\beta$  du neutron constitue une limite à basse énergie.

### Matrice CKM

L'interaction faible agit donc sur le neutron en transformant un quark *down* en un quark *up*. Cette transition est décrite par un terme noté  $V_{ud}$  dont le module au carré donne la probabilité relative d'occurrence de la transition. Puisqu'il existe trois générations de quarks, et qu'*a priori* il n'existe aucune impossibilité à des transitions entre chacune de celles-ci, toutes les transformations ont donc leur terme propre. Cela se traduit par une matrice dite de « mélange des quarks » ou matrice *CKM* (*Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*) [11], qui permet d'exprimer linéairement les états propres de la force faible en fonction des états propres de masse. Par convention, ce sont toujours les quarks de charge  $-1/3 e$  qui sont utilisés pour exprimer la matrice.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{Éq 1.3})$$

Le  $MS$  n'incluant que 3 générations de quarks, cette matrice doit remplir la condition « d'unitarité », c'est à dire que la somme des modules au carré de chaque ligne et colonne doit être égale à 1. En se basant sur la moyenne des meilleurs résultats expérimentaux obtenus à ce jour, cette condition est vérifiée [15] :

$$(|V_{ij}|) = \begin{pmatrix} 0,97425(22) & 0,2253(8) & 0,00413(16) \\ 0,225(8) & 0,986(16) & 0,0411(13) \\ 0,0084(6) & 0,0400(27) & 1,021(32) \end{pmatrix}. \quad (\text{Éq 1.4})$$

Dans le cadre de la désintégration du neutron, le terme  $V_{ud}$  est donc au centre de toutes les attentions. À l'heure actuelle, la valeur la plus précise de ce terme provient de l'étude des décroissances  $\beta$  de noyaux (transitions « superpermises »  $0^+ \rightarrow 0^+$ ) mais les études sur le temps de vie du neutron  $\tau_n$  visent à améliorer cette précision. En effet, le calcul de la valeur de  $V_{ud}$  à partir de  $\tau_n$  est beaucoup moins dépendante des corrections de structure nucléaire. Dans les deux cas, les corrections radiatives intérieures – sans émission réelle de photons – limitent la précision de la mesure.

Le temps de vie du neutron ne peut cependant que partiellement permettre la mesure de  $V_{ud}$  car ce dernier est également fonction du ratio  $\lambda$  entre les constantes de couplages  $G_v$  et  $G_a$  :

$$|V_{ud}|^2 = \frac{4908,7(1,9)s}{\tau_n(1 + 3\lambda^2)}, \quad \lambda = \frac{g_A}{g_V}, \quad G_v = g_V|V_{ud}|, \quad G_A = g_A|V_{ud}| \quad (\text{Éq 1.5})$$

Une mesure plus précise de  $V_{ud}$  requiert en définitive une amélioration de la précision du temps de vie, mais aussi de  $\lambda$ , qui peut être obtenue à partir des différentes mesures de corrélations angulaires dans la désintégration du neutron. Pour atteindre la précision obtenue grâce aux transitions  $0^+ \rightarrow 0^+$ , la valeur du temps de vie du neutron doit être connue avec une incertitude maximale de  $0,34 s$  (en prenant  $\lambda = -1,2701 \pm 0,0025$  [8]).

### Nucléosynthèse primordiale

Tous ces paramètres sont intimement liés et ont surtout pour la plupart, de fortes implications cosmologiques et plus particulièrement sur les conditions de la nucléosynthèse lors du Big-Bang (abrégié par  $BBN$  pour *Big-Bang Nucleosynthesis*). La nucléosynthèse a eu lieu dans les premières minutes après le *Big Bang*. Au commencement, l'univers consistait en un plasma très chaud de quarks et de gluons qui s'est refroidi pour donner naissance aux neutrons et aux protons. Compte tenu de la température très élevée ( $k_b T > 1 \text{ MeV}$ ), les neutrons, protons, électrons, positrons, photons, neutrinos et antineutrinos étaient maintenus à l'équilibre par les interactions forte, faible et électromagnétique. Les processus électrofaibles mis en jeu – qui nous intéressent plus particulièrement ici – sont les suivants :

$$n + e^+ \leftrightarrow p + \bar{\nu} \quad p + e^- \leftrightarrow n + \nu \quad (\text{Éq 1.6})$$

Avec la décroissance de la température ( $k_b T \sim 1 \text{ MeV}$ ), aux environs d'une seconde après le *Big-Bang*, l'équilibre est rompu et le ratio entre neutrons et protons avant cette rupture est donné par la loi statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{\frac{-\Delta m c^2}{k_B T}} \sim \frac{1}{6}, \quad (\text{Éq 1.7})$$

où  $\Delta m$  est le défaut de masse entre neutron et proton. C'est le phénomène dit de « *freeze-out* ». Les premiers noyaux de deutérium se forment mais sont immédiatement dissociés par les photons jusqu'à ce que leur énergie devienne trop faible. C'est alors le début de la nucléosynthèse primordiale, qui débute environ trois minutes après le *Big-Bang* ; les noyaux légers jusqu'au lithium-7 se forment, jusqu'à ce que la température et la densité de l'univers (liées à son expansion) deviennent trop faible pour permettre la fusion d'autres noyaux, soit environ trente minutes après le *Big-Bang*.

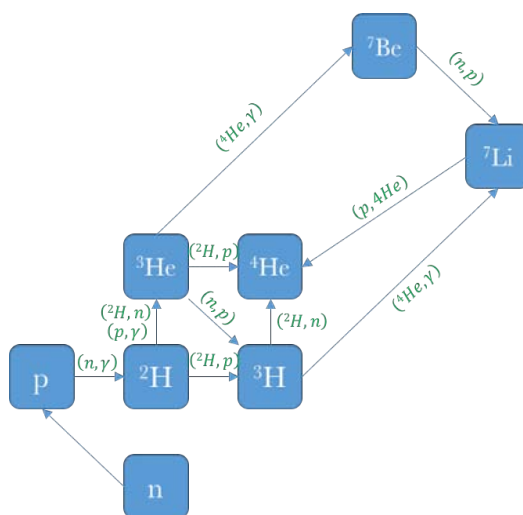


Figure 1.2 : Succession de réactions conduisant à la formation du Lithium-7

Il est à noter que le ratio du nombre de neutrons sur le nombre de protons est déterminant pour l'évaluation de l'abondance de l'hélium-4 dans l'univers (restée inchangée jusqu'à aujourd'hui si l'on néglige l'hélium-4 produit par fusion nucléaire au sein des étoiles) puisque ce dernier découle de la réaction en chaîne ayant eu lieu lors de la nucléosynthèse. Or ce ratio est piloté par plusieurs paramètres : tout d'abord, les constantes de couplage de l'interaction faible,  $g_A$  et  $g_V$ , qui influent sur les taux de réaction d'équilibre entre proton et neutron. Et deuxièmement, et c'est bien ce qui constitue le facteur limitant l'incertitude expérimentale sur le ratio  $\frac{N_n}{N_p}$ , le temps de vie du neutron, qui joue un rôle essentiel durant la période séparant le *freeze-out* du début de la nucléosynthèse puisque la décroissance  $\beta$  du neutron fait diminuer le ratio  $\frac{N_n}{N_p}$  aux alentours de  $\frac{1}{7}$ . Enfin, le temps de vie entre en ligne de compte dans la détermination du moment où débute le *freeze-out*, dont l'incidence sur l'abondance de l'hélium-4 est encore plus importante que le paramètre précédent.



Autres applications

La mesure précise du temps de vie est nécessaire pour d'autres applications. Parmi elles, on peut citer la compréhension de la formation des étoiles à neutrons particulièrement dépendante de la réaction  $p + e \leftrightarrow n + \nu$ . La calibration des détecteurs de neutrinos dépend également de cette valeur car l'efficacité est inversement proportionnelle à  $\tau_n$ .

## 1.2 La production de neutrons libres pour la physique expérimentale

La section précédente met en avant le grand nombre d'expériences réalisables grâce à l'utilisation de neutrons. Il s'agit maintenant de comprendre comment il est possible de créer des neutrons libres et comment les rendre par la suite utilisables à des fins expérimentales.

### 1.2.1 Production de neutrons libres

La source première de neutrons libres, et la plus rudimentaire, est celle qui existe dans la nature, à savoir l'ensemble des éléments spontanément fissiles. À l'état naturel, un certain nombre d'éléments lourds se désintègrent spontanément en fissionnant ; autrement dit, le noyau se scinde en deux noyaux plus légers en émettant par là même, un ou plusieurs neutrons. Théoriquement la fission spontanée (abrégé en *FS*) est possible pour tous les noyaux ayant une masse supérieure à 100 unités de masse atomique (ou *uma*). Cela équivaut au seuil à partir duquel la réaction (supposée symétrique) devient exothermique ce qui se traduit mathématiquement par  $Z^2/A > 18$ . Mais elle n'est en réalité observée que pour des masses supérieures à 230 *uma* (entre autre à cause de l'asymétrie des masses des produits de fission) c'est-à-dire pour des valeurs de  $Z^2/A$  supérieures à 45.

Cette inégalité est rarement satisfaite et peu d'éléments sont finalement concernés par la fission spontanée. En outre, ce mode de désintégration est souvent très largement concurrencé par les autres types de décroissance (bêta et alpha), ce qui induit une probabilité de décroissance liée à la fission extrêmement faible de l'ordre de  $10^{-6}$  % (notamment pour les transuraniens à vie très longues  $> 10^6$  ans). Quelques exemples (source : [16]) sont donnés dans le tableau ci-dessous [Tab. 1.1].

Il est ainsi facile de comprendre, au vu des très faibles probabilités de *FS* par désintégration (à l'exception du Curium 250 et du Californium 252), qu'il est impossible d'utiliser un élément spontanément fissile en tant que source de neutrons à des fins de recherche en physique expérimentale qui nécessite la plupart du temps, un flux important de neutrons.

Tableau 1.1 : Liste des radionucléides émettant des neutrons par fission spontanée

<i>Noyau</i>	<i>Constante de demie vie (ans)</i>	<i>Probabilité de FS par désintégration (%)</i>
$^{235}\text{U}$	$7,04(1).10^8$	$1,7.10^{-8}$
$^{236}\text{U}$	$2,342(4).10^7$	$1,8.10^{-7}$
$^{238}\text{U}$	$4,468(5).10^9$	$1,2.10^{-4}$
$^{238}\text{Pu}$	$8,774(3).10^1$	$4,1.10^{-7}$
$^{239}\text{Pu}$	$2,410(1).10^4$	$3,3.10^{-10}$
$^{240}\text{Pu}$	$6,561(7).10^3$	$1,2.10^{-5}$
$^{242}\text{Pu}$	$3,73(3).10^5$	$1,2.10^{-3}$
$^{244}\text{Pu}$	$8,08.10^7$	$1,2.10^{-1}$
$^{243}\text{Am}$	$7,370(17).10^3$	$1,3.10^{-8}$
$^{244}\text{Cm}$	$1,811(3).10^1$	$3,7.10^{-4}$
$^{246}\text{Cm}$	$4,723(27).10^3$	$7,7.10^{-2}$
$^{250}\text{Cm}$	$8,3.10^3$	86
$^{252}\text{Cf}$	$2,645(3)$	11,6

Il existe deux types de sources « grande échelle » de neutrons libres utilisables tant pour la physique expérimentale que pour la création d'isotopes médicaux : la spallation et la fission induite contrôlée. Le phénomène de spallation consiste à faire interagir un faisceau de particules très énergétiques (pouvant aller jusqu'à quelques  $GeV$ ) avec une cible ayant généralement un numéro atomique élevé, par exemple du tungstène ou du plomb. Les particules incidentes pénètrent les noyaux cibles avec une telle énergie que ces derniers vont éjecter plusieurs particules légères : des neutrons, des protons, des noyaux d'hélium voire de lithium... La plupart des particules créées dans ces appareils correspondent, d'un point de vue énergétique, à une gamme assez élevée, même si le spectre est en général très étalé ; c'est notamment le cas des neutrons. Les particules chargées vont être rapidement stoppées par la matière et les blindages environnants. L'exemple le plus récent d'une telle source de neutrons est celui de l'ESS (European Spallation Source) actuellement en construction à Lund en Suède. Elle utilise un faisceau incident de protons accélérés à une énergie de  $2 GeV$  vers une cible de tungstène.

La fission nucléaire induite repose sur le même principe que celui de la fission spontanée exposé précédemment, à la différence que la fission des noyaux est induite par l'absorption d'un neutron. Le noyau fissile absorbe un neutron créant ainsi un noyau métastable qui peut par exemple se stabiliser par perte d'un photon gamma ou bien subir une fission, laissant derrière lui un ou plusieurs neutrons ainsi que deux noyaux – dans de rares cas trois – plus légers, les fragments de fission [Fig 1.3].

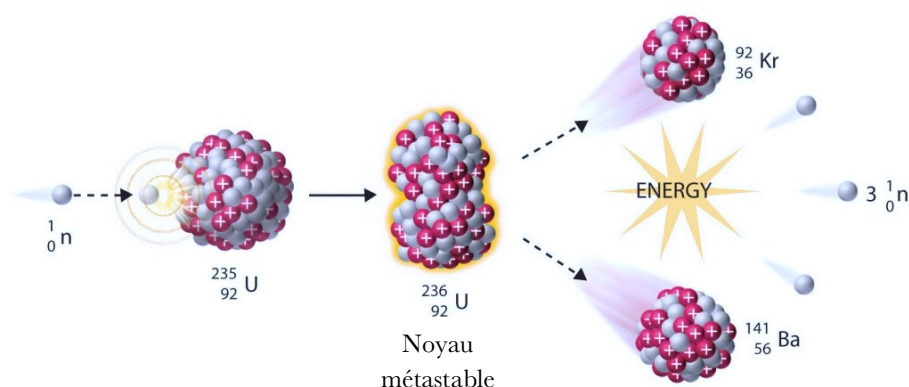


Figure 1.3 : Exemple d'une fission d'un noyau d'Uranium 235

La fission induite par des neutrons – elle peut également être engendrée par un rayonnement gamma, on parle de photofission – nécessite tout de même un premier neutron pour former le noyau composé métastable. Le principe est donc de créer une réaction en chaîne à partir de la fission spontanée, en rassemblant assez de matière fissile pour que les fissions spontanées ayant lieu en son sein induisent, par l'intermédiaire des neutrons qu'elles produisent, d'autres fissions de noyaux. En d'autres termes, la réaction en chaîne est maintenue si une fission en engendre en moyenne au moins une autre. On définit souvent le facteur de multiplication  $k$ , qui traduit le nombre moyen de fissions engendré par fission. La divergence de la réaction dépend directement de la valeur de  $k$  :

- $k < 1$  atténuation puis extinction,
- $k > 1$  emballement,
- $k = 1$  auto-entretien de la réaction à rythme constant.

Dans le cadre de la fission induite contrôlée, l'unité est visée pour la valeur de  $k$  ; c'est le comportement recherché pour un réacteur nucléaire de production d'énergie ou de recherche tel que celui de l'Institut Laue Langevin. Dans un réacteur nucléaire, le facteur  $k$  dépend d'un grand nombre de paramètres que l'on synthétise généralement par quatre termes formant la « formule des 4 facteurs » (on trouve parfois dans la littérature une formule à 6 facteurs). Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter le très détaillé ouvrage référencé en [17].

Les sources de spallation et les réacteurs nucléaires constituent donc les deux principales sources de neutrons à des fins de recherche. Ces neutrons ne sont toutefois pas nécessairement utilisables tels quels pour des expériences, car la gamme énergétique à laquelle ils appartiennent à leur naissance est souvent trop élevée. Par souci de concision, la suite du document mettra l'accent exclusivement sur les méthodes mises en œuvre pour l'obtention de neutrons utilisables pour des expériences liées au temps de vie du neutron à partir de ceux produits dans un réacteur nucléaire. Les mêmes principes sont applicables pour les sources de spallation.

Selon la gamme d'énergie à laquelle ils appartiennent, les neutrons sont classés dans différentes catégories répertoriées dans le tableau [Tab. 1.2].

Tableau 1.2 : Catégorisation des neutrons en fonction de leur énergie

<i>Désignation</i>	<i>Énergie E</i>	<i>Vitesse (m.s<sup>-1</sup>)</i>	<i>Longueur d'onde λ (nm)</i>
Rapide	$E > 500 \text{ keV}$	$v > 10^7$	$\lambda < 4.10^{-5}$
Épithermique	$25 \text{ meV} < E < 500 \text{ keV}$	$2200 < v < 10^7$	$4.10^{-5} < \lambda < 0,18$
Thermique	$\sim 25 \text{ meV}$	$v \sim 2200$	$\lambda \sim 0,18$
Froid	$50 \text{ } \mu\text{eV} < E < 25 \text{ meV}$	$100 < v < 2200$	$0,18 < \lambda < 4$
Très froid	$300 \text{ neV} < E < 50 \text{ } \mu\text{eV}$	$7 < v < 100$	$4 < \lambda < 52$
Ultra froid	$E < 300 \text{ neV}$	$v < 7$	$52 < \lambda$

La fission induite requiert des neutrons incidents soit rapides, soit thermiques, cependant le fonctionnement de l'immense majorité des réacteurs nucléaires mondiaux repose sur des fissions induites par neutrons thermiques. Les neutrons issus d'une fission ayant une énergie très élevée, de l'ordre de plusieurs  $MeV$ , il convient de les ralentir pour leur faire atteindre le domaine thermique, précisément la gamme d'énergie pour laquelle les sections efficaces de fission de noyaux lourds d'uranium utilisés en réacteur sont très importantes. Ils pourront ainsi engendrer d'autres fissions avec une plus forte probabilité. Ce ralentissement est occasionné par la présence d'un modérateur, le plus souvent de l'eau, de l'eau lourde ou du graphite – des molécules contenant un fort pourcentage de noyaux légers (hydrogène, deutérium...). Les neutrons rapides, très pénétrants, vont diffuser principalement sur les noyaux légers du modérateur, de manière élastique ou non-élastique, cédant ainsi une partie de leur énergie. L'intérêt d'avoir des noyaux légers comme modérateur provient de la théorie des chocs élastiques et non-élastiques. En effet, un neutron rapide peut théoriquement atteindre le domaine thermique en un seul choc sur un noyau d'hydrogène mais ce cas est néanmoins exceptionnel : c'est en moyenne environ une quinzaine à une vingtaine chocs (varient légèrement avec l'énergie initiale du neutron rapide et l'énergie correspondant à la thermalisation souhaitée) qui s'avèrent nécessaires pour la thermalisation. Cela reste extrêmement faible lorsque l'on fait le même calcul pour un modérateur « uranium » pour lequel une moyenne de 1717 chocs seraient nécessaires [17]. La volonté de réduire le nombre de collisions pour atteindre la thermalisation vient du fait qu'il existe une compétition constante entre absorption, diffusion et fission à l'intérieur des éléments combustibles d'un réacteur nucléaire. Ainsi, pour que la perte de neutrons soit minimale – ou que la probabilité de fission soit maximale –, une thermalisation rapide est requise.

Le spectre énergétique des neutrons provenant d'un réacteur nucléaire a donc une forte composante thermique qui se rapproche beaucoup d'un spectre Maxwellien dans un milieu modérateur peu absorbant (comme c'est le cas du réacteur de l'ILL utilisant de l'eau lourde). En effet, si l'on assimile la population de neutrons à un gaz parfait à l'équilibre

évoluant dans un modérateur aux dimensions infinies et non absorbant, on obtient mathématiquement une distribution maxwellienne [Éq 1.8]. En d'autres termes, le spectre neutronique est directement corrélé à la température du milieu modérateur.

$$n(E)dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{k_b T}} e^{-\frac{E}{k_b T}} \frac{dE}{k_b T} \quad (\text{Éq 1.8})$$

Ces neutrons lents peuvent être directement utilisés, par exemple pour la mesure de sections efficaces. Néanmoins pour les expériences sur le temps de vie, ce sont les gammes d'énergie inférieures qui sont visées, ce qui constitue l'objet du paragraphe suivant.

### 1.2.2 Les neutrons pour les expériences de temps de vie

Compte tenu des explications de la partie précédente, on comprend facilement que la réduction de la température du modérateur permet de réduire la vitesse des neutrons. En pratique, à l'ILL en particulier, il est d'usage d'insérer au sein du modérateur principal (généralement à température ambiante ou supérieure) une cavité supplémentaire contenant un modérateur plus froid. Dans le cas de l'ILL, cette source froide est constituée d'une sphère d'aluminium remplie de vingt-cinq litres de di-deutérium bouillonnant à  $23,67\text{ K}$ . Ainsi, le « gaz » de neutrons présent dans ce modérateur n'est plus à l'équilibre à la température de  $300\text{ K}$ , mais à celle du di-deutérium liquide<sup>1</sup>, ce qui a pour effet de translater le spectre neutronique vers des énergies bien plus basses ; on atteint alors le domaine des neutrons froids. Ces neutrons froids ont la particularité de pouvoir être guidés en utilisant des tubes. De nombreux détails peuvent être trouvés dans le document [18]. Les neutrons froids correspondent au premier domaine d'énergie utilisable pour certaines expériences décrites par la suite et liées à la recherche du temps de vie du neutron. L'énergie requise pour une expérience conçue comme *HOPE* doit encore décroître de quelques ordres de grandeurs pour atteindre le domaine ultime des neutrons ultra-froids *UCN*. Bien sûr, des *UCN* sont présents dans le spectre de neutrons froids, mais dans une faible proportion. Il est en outre impossible d'appliquer le même

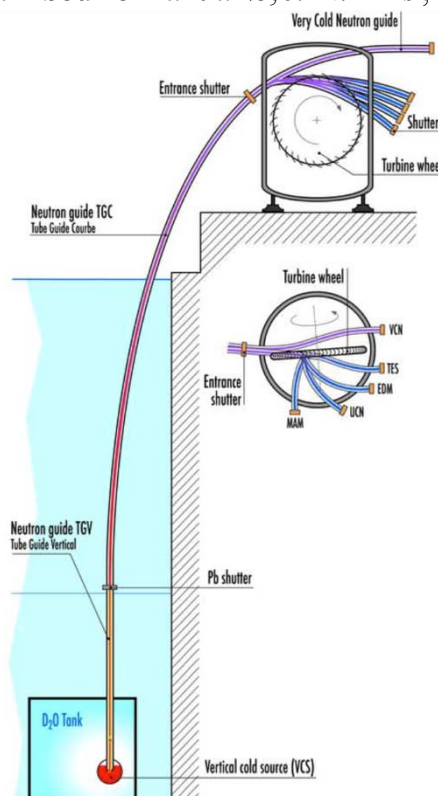


Figure 1.4 : Turbine de PF2

(source : ill.eu)

<sup>1</sup> Ce raisonnement n'est valide que si la thermalisation est complète ce qui n'est bien sûr pas le cas en réalité. Le spectre en énergie est alors une superposition de Maxwelliennes à plus hautes températures.

principe que précédemment visant à « refroidir des neutrons froids » car compte tenu de l'énergie souhaitée, il faudrait une température du modérateur proche du milli-kelvin (valeur obtenue en assimilant les *UCN* à un gaz à l'équilibre thermodynamique avec son milieu, ce qui n'est pas strictement représentatif de la réalité).



Figure 1.5 : Vue rapprochée de la turbine à l'intérieur de son enceinte

(source : ill.eu)

D'autres moyens ont donc été développés, en particulier la turbine de *PF2* à *ILL*, qui utilise le principe du ralentissement des neutrons par effet Doppler. Cette turbine est dotée d'environ sept cents ailettes ayant une vitesse linéaire  $v_a$  d'environ  $25 \text{ m.s}^{-1}$  sur lesquelles rebondissent les neutrons incidents ayant une vitesse<sup>1</sup>  $v_n$  d'environ  $50 \text{ m.s}^{-1}$ . Ainsi, leur vitesse relative à la turbine est  $v_n - v_a$  avant la collision et  $v_a - v_n$  après la collision, ce qui correspond dans le référentiel du laboratoire à une vitesse du

neutron après la collision de  $2 v_a - v_n$ , théoriquement nulle. En pratique, la vitesse moyenne des *UCN* obtenus est d'environ  $5 \text{ m.s}^{-1}$  mais peut aller jusqu'à  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les neutrons ultra-froids peuvent également être obtenus par émission de phonons. Le neutron incident cède sous la forme d'un unique phonon (dans la majorité des cas), la quasi-totalité de son énergie au milieu avec lequel il interagit. L'hélium superfluide est l'un des meilleurs candidats pour ce milieu. Pour que ce phénomène se produise, il est nécessaire qu'il existe une intersection entre la courbe donnant la relation de dispersion des excitations dans l'hélium liquide et la courbe de dispersion du neutron libre ( $E = (\hbar \cdot k)^2 / 2m$ ). Ce point de rencontre existe bien dans l'hélium superfluide à la longueur d'onde d'environ  $8,9 \text{ \AA}$ .

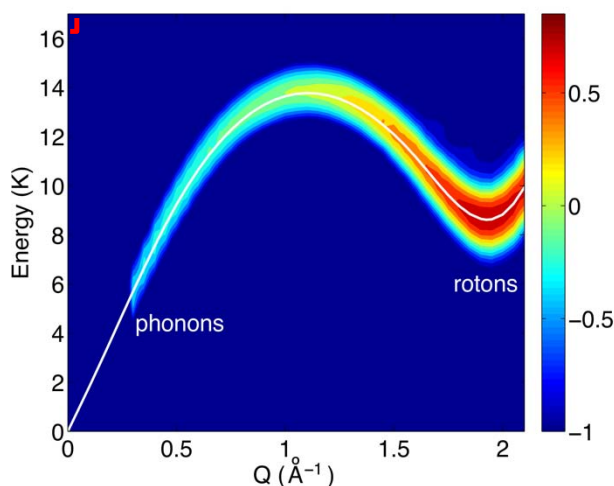


Figure 1.6 : Superposition des courbes de dispersion du neutron libre (en rouge) et des excitations dans l'hélium liquide (en couleur)

<sup>1</sup> Le spectre en vitesse est en réalité assez large. Il est modulé par le rayon de courbure du guide séparant la source froide de la turbine qui laisse s'échapper les neutrons trop rapides. En définitive, c'est bien la vitesse des ailettes qui fixe la vitesse des neutrons incidents qui sont préférentiellement transformés en *UCN*. Bien sûr, celle-ci a été choisie en fonction du spectre incident pour maximiser l'efficacité de la transformation.

### 1.2.3 Caractéristiques des UCN

Les neutrons ultra-froids sont d'un réel intérêt car ils présentent des caractéristiques singulières de par leur énergie cinétique extrêmement faible, située aux alentours de la centaine de *nano-électronVolts* (*neV*). En effet, l'énergie des différents potentiels liés aux interactions fondamentales, que sont les interactions forte, gravitationnelle et électromagnétique, est sensiblement proche de l'énergie cinétique du neutron. Cela justifie que l'effet de chacune d'entre elles est non négligeable sur ce dernier.

Une première manifestation de ces effets a été mentionnée plus haut pour les neutrons froids que l'on parvient à guider grâce à des tubes. Par analogie à une onde électromagnétique qui interagit de façon cohérente avec les matériaux – sous réserve d'avoir une longueur d'onde de De Broglie « compatible » –, le neutron peut également interagir de manière cohérente avec la surface du matériau qu'il pénètre, via l'interaction forte. La longueur d'onde du neutron usuellement considérée comme limite inférieure pour l'observation de ce phénomène est d'un *Angström*, ce qui correspond à une énergie inférieure à *80 meV*. Si le neutron remplit cette condition, il est parfois qualifié de « neutron optique » à cause de son comportement de réflexion vis-à-vis des surfaces matérielles. Cette interaction se traduit expérimentalement par la définition de différentes sections efficaces (de diffusion cohérente et incohérente et d'absorption), et d'un potentiel optique effectif ou potentiel de Fermi du matériau associé à la diffusion cohérente lorsque l'énergie du neutron devient suffisamment faible :

$$V_{mat} = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N b_{coh} , \quad (\text{Éq 1.9})$$

où  $m_n$  désigne la masse du neutron,  $b_{coh}$  la longueur de diffusion cohérente et  $N$  la densité volumique de noyaux dans le matériau considéré. Quelques exemples de potentiels de matériau sont listés dans le tableau [Tab. 1.3].  $\sigma_{abs}$  est la valeur moyenne de section efficace d'absorption par atome et  $f$  le facteur de pertes défini plus loin dans la section [Sec 1.3.2].

Tableau 1.3 : Quelques exemples de matériaux utilisés dans la physique liée aux UCN

<b>Composé</b>	<b>Densité (<math>g.cm^{-3}</math>)</b>	<b><math>b_{coh}</math> (<math>10^{-13} cm</math>)</b>	<b><math>V_{mat}</math> (<i>neV</i>)</b>	<b><math>\sigma_{abs}</math> (<i>barn</i>)</b>	<b><math>f \times 10^{-5}</math></b>
<b><i>Ni<sup>58</sup></i></b>	8,8	14,4	335	44	8,6
<b><i>Ni</i></b>	8,8	10,6	252	48	12,5
<b><i>BeO</i></b>	3,0	13,6	261	6,6	1,35
<b><i>Be</i></b>	1,83	12,3	252	1,4	0,5
<b><i>Cu</i></b>	8,5	11,0	168	43,5	15,5
<b><i>Al</i></b>	2,7	3,45	54	2,8	2,25
<b><i>V</i></b>	6,11	-0,38	-7,2	50	-
<b><i>C</i></b>	> 2	6,6	>180	1,4	< 0,6

Ainsi, le guidage des neutrons devient possible dès lors que leur énergie cinétique  $E$  répond à l'équation :

$$E \cdot \sin^2(\theta) < V_{mat}, \quad (\text{Éq 1.10})$$

où  $\theta$  est l'angle d'incidence par rapport à la surface. Autrement dit, plus l'énergie du neutron est faible, plus l'angle d'incidence minimal nécessaire à sa réflexion est petit. On arrive ainsi à une énergie limite, définie pour le potentiel du matériau lui-même, en dessous de laquelle le neutron est réfléchi quelle que soit son incidence ; c'est un neutron ultra-froid. Il est donc possible de mettre les neutrons dans un contenant fermé et de les conserver ainsi pendant de longues périodes, dans la mesure où aucun phénomène de pertes ne rentrerait en jeu, ce qui de fait, n'est jamais le cas.

### Interaction électromagnétique

Tout comme le proton, le neutron étant constitué de trois quarks possède un moment magnétique de spin non nul. Sa valeur semble être très proche d'un facteur deux tiers de celle du proton, soit :

$$\mu_n = -60,30774 \text{ neV} \cdot T^{-1} \sim -\frac{2}{3} \cdot \mu_p \quad (\text{Éq 1.11})$$

La conséquence directe est l'influence des champs magnétiques sur le neutron par l'intermédiaire d'un potentiel magnétique, dont la valeur et le signe dépendent du produit scalaire du moment magnétique de spin et du vecteur champ magnétique :

$$V_{mag} = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B} \quad (\text{Éq 1.12})$$

On constate alors qu'un champ magnétique d'environ un tesla induit un potentiel subit par le neutron d'environ  $60 \text{ neV}$ . C'est précisément cette propriété qui est utilisée dans l'expérience *HOPE* pour repousser les neutrons ultra-froids des parois solides et garantir, par le biais d'une combinaison complexe de champs magnétiques, leur confinement.

### Interaction gravitationnelle

Comme tout objet physique, le neutron est soumis à l'attraction gravitationnelle de la Terre. La plupart du temps, compte tenu de la masse d'un neutron, cette force est tout à fait négligeable devant l'inertie du neutron libre. Le potentiel associé au champ gravitationnel terrestre se définit par :

$$V_g = m_n g z, \quad (\text{Éq 1.13})$$

où l'on retrouve successivement, la masse du neutron, la valeur normale de l'accélération de pesanteur terrestre et le déplacement perpendiculaire du neutron dans le champ de gravité. Ramené à un déplacement vertical d'un mètre, ce potentiel à une valeur de  $102 \text{ neV}$ , c'est-à-dire du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique d'un neutron ultra-froid. La gravité à laquelle est soumis ce dernier n'est donc plus du tout négligeable, et cet effet peut être utilisé pour créer un piège vertical à *UCN*. Un neutron ayant une énergie inférieure à



$102 \text{ neV}$  et soumis à aucun autre effet extérieur ne pourra pas franchir une hauteur verticale de plus d'un mètre. C'est le second moyen mis en œuvre dans *HOPE* pour piéger les neutrons.

#### 1.2.4 La production d'UCN avec la source superthermale *SUN2*

Nous avons vu différents moyens de produire des neutrons exploitables dans des expériences sur le temps de vie. Dans le cadre de l'expérience *HOPE*, les neutrons utilisés sont des *UCN*. Une première mesure, détaillée dans le chapitre 2 [Sec. 2.2], a été réalisée sur l'installation *PF2* à l'*ILL* en 2014. À terme, les prochaines séries de prise de données devraient être réalisées sur la source superthermale *SUN2*, elle aussi installée à l'*ILL* et dont le principe de production d'UCN est celui décrit précédemment. Afin de clarifier les caractéristiques des neutrons délivrés à l'expérience *HOPE*, il semble pertinent de se pencher plus en détail sur cette source en donnant une brève description de celle-ci ainsi que quelques résultats de simulation concernant le spectre en énergie attendu. Le lecteur est invité à consulter les références [19] [20] [21] [22] pour de plus amples informations.

##### Description

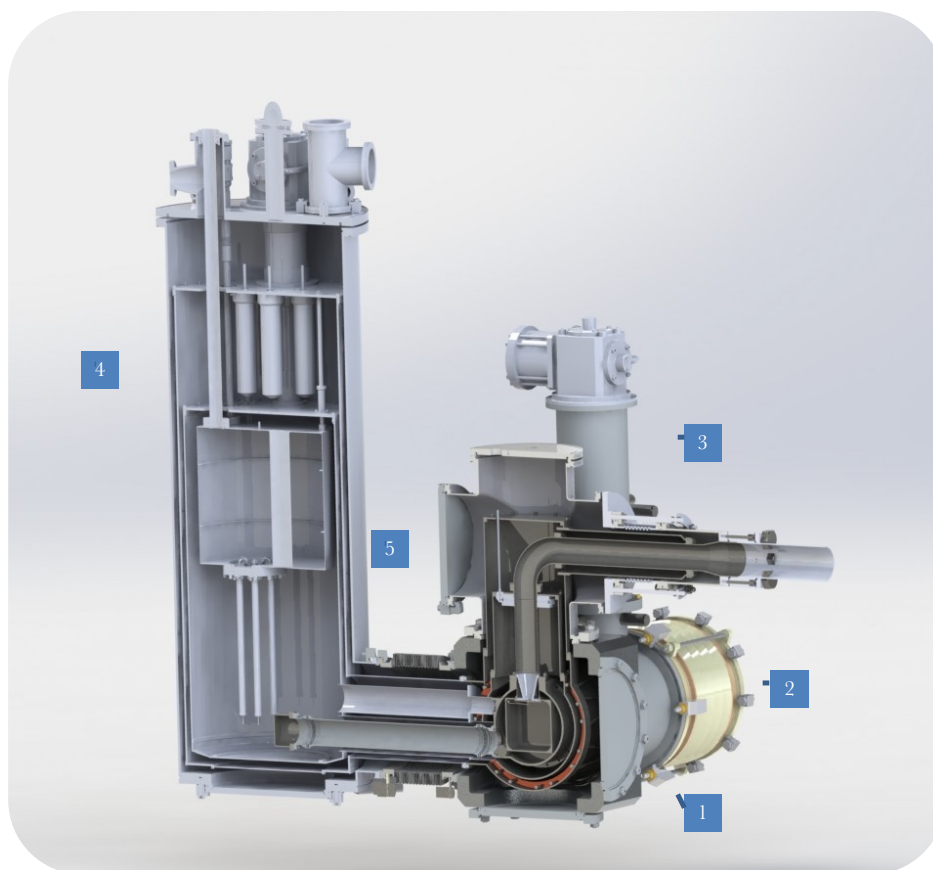


Figure 1.7 : Vue en coupe de *SUN2*

(1) : extrémité du volume de conversion des *UCN*, (2) : cône et guide d'extraction situés au-dessus de la valve, (3) : coude d'extraction, (4) tour de refroidissement contenant les éléments cryogéniques, (5) section de transfert des fluides cryogéniques.

*SUN2* est principalement constituée d'un volume contenant de l'hélium-4 superfluide connecté aux éléments de refroidissement et de différents écrans thermiques et radiologiques. C'est un cryostat permettant d'atteindre des températures d'hélium d'environ  $0,6 K$ .

Les *UCN* sont donc créés au sein du bain d'hélium, dans lequel ils évoluent pendant de longues périodes sans subir trop de pertes puisque la section efficace d'absorption de l'hélium-4 est rigoureusement nulle et que les parois du volume de conversion – interchangeables – ont un potentiel de Fermi élevé (de  $170$  à  $252 neV$  selon le matériau choisi). Ces pertes peuvent être liées à la décroissance  $\beta$ , à une contamination de l'hélium ou des parois (pouvant par exemple adsorber et absorber du dihydrogène dont le potentiel de Fermi est très faible), une absorption par les parois dont la section efficace d'absorption est choisie faible mais malheureusement non-nulle ou encore à un phénomène dit « *upscattering* » de l'*UCN* c'est-à-dire le phénomène inverse de sa production : le gain d'énergie par échange de phonon. Les neutrons ultra-froids rebondissent donc sur les parois jusqu'à être perdus ou jusqu'à ce qu'ils trouvent un moyen de s'échapper du volume. En pratique, leur extraction est réalisée par l'actionnement d'une valve, leur donnant accès au guide d'extraction.

Bien qu'incontournable pour ce design de source, l'ouverture de la valve permet aux infrarouges, en provenance des surfaces des guides à température ambiante, de pénétrer à l'intérieur du volume de conversion et de réchauffer le bain d'hélium. Les conséquences sont importantes car cela fait chuter le taux de production d'*UCN*, notamment à cause des pertes par « *upscattering* » qui augmentent avec la température. Une première solution a été envisagée en obstruant la quasi-totalité de la section du guide d'extraction. Cependant, la chute du taux d'extraction consécutive à ce changement était importante. Ayant eu l'occasion de travailler au début de ma thèse sur la source en elle-même, j'ai proposé de modifier le coude du guide d'extraction [3 @ Fig. 1.7], par une croix dont deux des extrémités sont obstruées par une fenêtre en germanium recouverte par une couche de *Diamond-like Carbon (DLC)* (des deux côtés). De plus, un film noir absorbant les infrarouges à 98 % est disposé derrière chaque fenêtre, sur la bride en cuivre scellant le volume [2 @ Fig. 1.8].

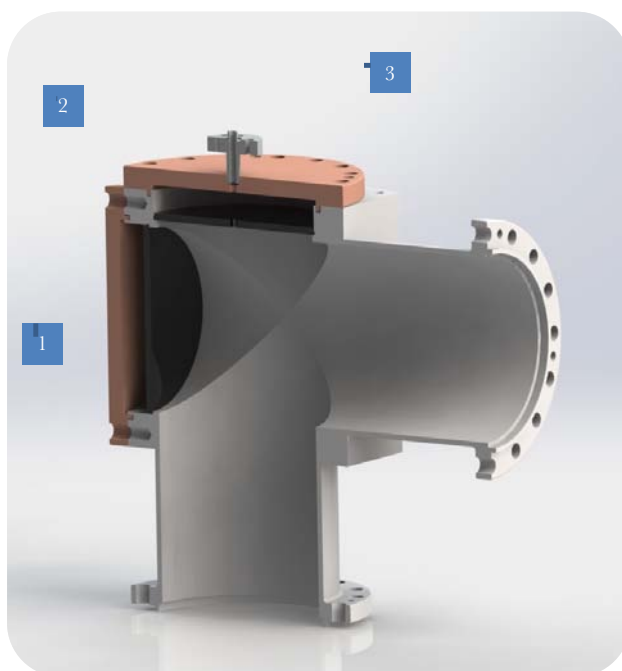


Figure 1.8 : Vue en coupe de la croix venant remplacer le coude d'extraction

(1) : fenêtre en germanium, (2) : couvercle en cuivre, (3) : film noir absorbant 98% des infrarouges adossé à la bride en cuivre. Les pièces servant de ressorts pour plaquer les fenêtres dans leur logement ne sont pas représentées.

Le germanium transmet particulièrement bien les infrarouges du spectre de rayonnement du corps noir à  $300\text{ K}$  (et les absorbe dans les longueurs d'onde plus élevées), ce qui permet de les « évacuer » à l'extérieur du guide d'extraction pour les absorber dans le film adapté. La couche de *DLC* joue un double rôle. Le premier permet de pallier le faible potentiel de Fermi du germanium incompatible avec les *UCN*. Il est assez difficile de donner une valeur précise du potentiel de Fermi d'un *DLC*, car celui-ci est fortement corrélé à la manière dont a été produit le matériau. En effet, ce matériau est un mélange complexe de carbone en configuration *sp2* (graphite) et *sp3* (diamant) dont les proportions respectives peuvent varier. Par ailleurs, beaucoup de dépôts de *DLC* sont réalisés sous atmosphère gazeuse contenant de l'hydrogène, hydrogène qui va être emprisonné dans le *DLC* final. Nous sommes néanmoins parvenus à nous soustraire à ce problème en nous adressant à un fournisseur ([23]) garantissant l'absence d'hydrogène dans le processus de fabrication et une proportion de carbone *sp3* de plus de 85 %. Nous pouvons donc présumer que notre *DLC* a un potentiel de Fermi proche de  $300\text{ neV}$  et que sa section efficace d'absorption est assez faible. Le second intérêt du *DLC* est son rôle de couche antireflet. Le germanium ayant un indice de réfraction proche de 4 aux longueurs d'onde considérées, cela limite grandement l'incidence avec laquelle des infrarouges peuvent pénétrer. L'indice de réfraction du *DLC* d'environ 2,2 (variant aussi en fonction de sa composition exacte) en fait un très bon candidat. L'épaisseur de *DLC* a donc été choisie en conséquence et mesure environ  $1,22\ \mu\text{m}$ .

Le détail du calcul de l'épaisseur optimale ainsi que du choix de l'indice de réfraction est donné en annexe [Ann. A].

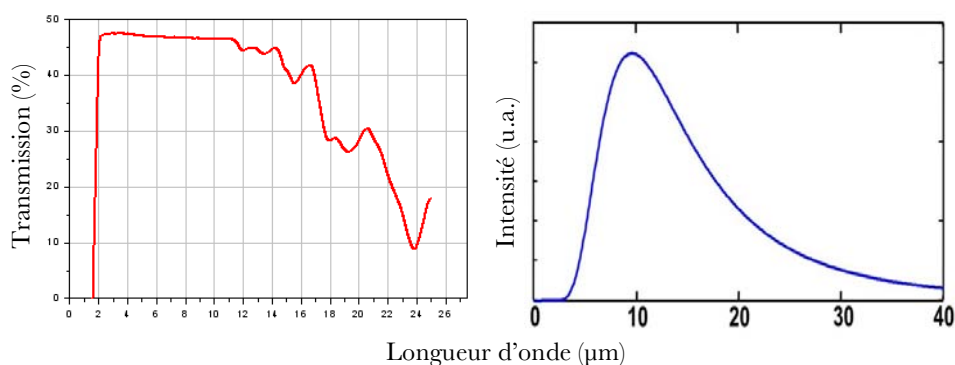


Figure 1.9 : À gauche, le spectre de transmission du germanium (sans couche antireflet). À droite, spectre du rayonnement du corps noir à 300 K.

Sur ces graphiques, on remarque qu'une grande partie du spectre des infrarouges peut être transmise à travers du germanium. La transmission sera encore meilleure par l'ajout d'une couche antireflet.

Cette amélioration a permis de stabiliser la source en température lors de l'ouverture de la valve et a donc été définitivement adoptée. Elle sera par ailleurs prochainement testée sur la source *SUNI* utilisée par l'expérience *GRANT*<sup>1</sup> à l'ILL.

Pour valider la pertinence de cette géométrie, j'ai, au préalable, effectué des simulations Monte-Carlo grâce au code de calcul *GEANT4 v 9.6* – adapté à la physique *UCN* par Peter Fierlinger. J'ai testé plusieurs types de géométrie différents susceptibles à la fois de permettre une bonne extraction des *UCN* et d'évacuer un maximum de puissance radiative infrarouge – autrement dit, empêcher les photons infrarouges d'atteindre le bain d'hélium. Les différents systèmes simulés ainsi que les résultats de transmission correspondants sont répertoriés en annexe [Ann. B]. Le système de « croix » finalement retenu est un bon compromis entre facilité de fabrication, bonne transmission des *UCN* (91,7 %) et forte réduction de la puissance radiative apportée au bain d'hélium (environ 75 %) – par rapport à la configuration de l'extraction avec le coude.

À la sortie de l'extraction, les neutrons sont ensuite dirigés vers les expériences, et plus particulièrement vers *HOPE*. Le spectre en énergie de ces neutrons est assez difficile à obtenir expérimentalement. Des mesures de spectre utilisant le principe de temps de vol (abrégé par *TdV* par la suite) ont été réalisées en 2013 [24], mais elles ne donnent qu'un résultat partiel car l'information recueillie concerne uniquement la composante longitudinale (par rapport à l'axe du guide) de la vitesse du neutron, et non sa vitesse – énergie cinétique – totale. Pour tenter de définir un spectre en énergie valide, j'ai réalisé d'autres simulations, toujours à l'aide de *GEANT4*, objets de la section suivante.

<sup>1</sup> L'expérience *GRANT* étudie les états quantiques du neutron dans le champ de pesanteur.

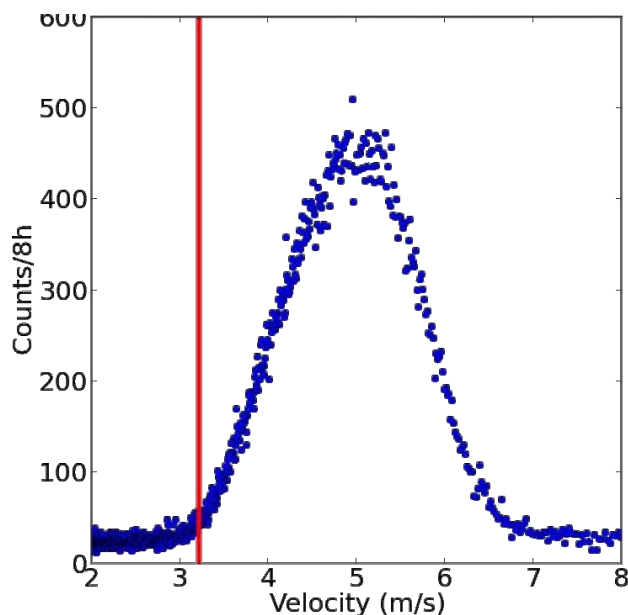


Figure 1.10 : Spectre des neutrons obtenu par la méthode de temps de vol en 2013 sur *SUN2* en sortie du guide d'extraction

Source : [24]

### Simulations Monte-Carlo de *SUN2*

L'objectif de ces simulations est de déterminer le spectre en énergie des *UCN* extraits de la source d'*UCN* *SUN2*. Autrement dit, il s'agit de savoir quelle est l'énergie des particules qui vont pouvoir être utilisées dans *HOPE*. Pour se placer dans des conditions similaires à celles décrites dans [24], le guide d'extraction ne tient pas compte de la modification présentée plus haut (la croix servant de support aux fenêtres de germanium). La géométrie considérée est donc la même que celle proposée sur la configuration initiale [Fig. 1.7], avec la valve de la source ouverte en permanence (pas d'accumulation). Le volume de conversion est en aluminium avec un revêtement en béryllium et le guide d'extraction est revêtu de nickel. Dans le cadre de la mise en œuvre de *HOPE*, cette situation relève *a priori* du fonctionnement normal pour le remplissage du piège, à la différence qu'il est possible que le volume de conversion soit recouvert de graisse « *fomblin* », car les résultats obtenus lors de mesures en 2015 sont plus prometteurs [25]. La densité de neutrons obtenue est plus élevée avec ce revêtement et ce, pour des neutrons de plus faible énergie, le potentiel de Fermi du *fomblin* étant beaucoup plus bas que celui du nickel.

Le spectre en énergie des *UCN* initialement créés dans la source par échange de phonon entre les neutrons froids et l'hélium superfluide ne peut être déterminé expérimentalement. Les premières simulations consistent donc à établir la dépendance du spectre de sortie (au bout du guide d'extraction) en fonction du spectre initial généré. Deux cas ont été simulés : un spectre uniforme sur toute la gamme d'énergie  $E$  et un autre uniforme sur l'espace des phases – une distribution en  $\sqrt{E}$ . Dans tous les cas, les neutrons ayant une énergie cinétique inférieure à  $10 \text{ neV}$  ne sont pas simulés car ils ne peuvent sortir de la source. Enfin, le temps de parcours des *UCN* simulés est limité à  $400 \text{ s}$ . Le choix de ces

deux types de spectre n'est pas arbitraire ; le spectre uniforme en énergie permet d'avoir un spectre de sortie de référence qu'il suffit ensuite de multiplier par n'importe quel autre de type de spectre initial que l'on souhaiterait tester – en s'acquittant donc de simuler la diffusion dans la source qui représente l'essentiel du temps de calcul. Le spectre distribué uniformément dans l'espace des phases est quant à lui l'hypothèse la plus plausible de par la typologie de l'interaction des neutrons froids et des phonons dans l'hélium superfluide. C'est donc celui qui sera retenu pour les autres simulations. La figure [Fig 1.11] présente les spectres en énergie des *UCN* obtenus au niveau de l'extrémité du guide horizontal de la source en fonction de différents spectres initiaux. On constate que la forme du spectre est peu modifiée par rapport au spectre initial généré dans la source. La corrélation est donc très forte et la définition théorique du spectre initial doit donc être suffisamment précise. Dans la partie des hautes énergies, la décroissance observée (courbe rouge) s'explique par le potentiel optique du béryllium de  $252 \text{ neV}$  recouvrant le volume de conversion. Les neutrons d'énergie supérieures ont une probabilité de perte aux parois importante, d'autant que leur fréquence de collision est plus élevée. La coupure aux énergies les plus basses est liée au fait que pour parvenir au bout de l'extraction, les neutrons doivent avoir une énergie suffisante pour compenser l'énergie potentielle et franchir le guide vertical de l'extraction. Finalement, la courbe verte peut être quasiment obtenue par translation de la courbe rouge. Le ratio des intégrales des courbes verte et bleue donne l'efficacité de transmission : environ 80 %.

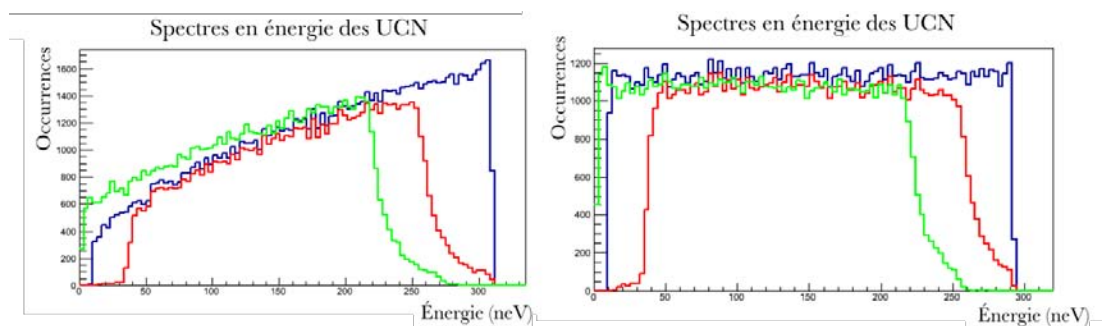


Figure 1.11 : Comparaison entre le spectre initial des *UCN* générés dans *SUN2* et celui en sortie d'extraction

À gauche, le spectre initial est uniformément distribué sur l'espace des phases. À droite, le spectre est uniforme sur toute la gamme d'énergie. En bleu, le spectre initial généré dans la source. En rouge, la fraction de ce spectre qui arrive finalement au bout du guide d'extraction. En vert, le spectre en sortie d'extraction.

La distribution angulaire du faisceau d'*UCN* en sortie de guide dépend en revanche très peu du spectre initial généré [a @ Fig. 1.12], de même qu'elle n'est pas fonction de l'énergie des *UCN*, exception faite des très basses énergies dont la courbe a une légère tendance à se déporter vers les angles plus élevés [Fig. 1.13]. La géométrie de l'extraction influe par contre beaucoup plus sur la divergence du faisceau. Sur la figure [b @ Fig. 1.12], qui donne l'angle entre la trajectoire des *UCN* et l'axe du guide horizontal d'extraction dans le cas où le coude de l'extraction a été remplacé par la croix avec les fenêtres de germanium [Fig. 1.8], on constate qu'en moyenne cet angle est bien plus élevé que dans la configuration avec le coude.

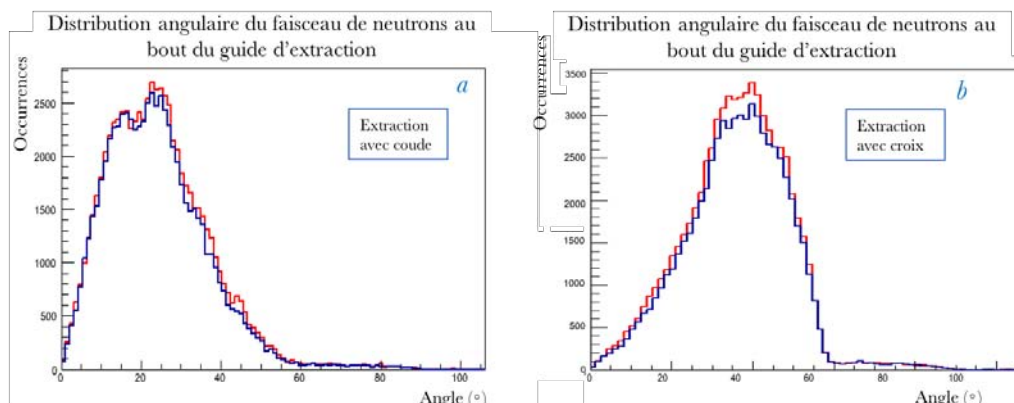


Figure 1.12 : Distribution de l'angle formé entre la trajectoire des *UCN* et l'axe du guide d'extraction

a : Configuration standard de l'extraction. b : Configuration de l'extraction modifiée par remplacement du coude par la « croix » associée aux fenêtres en germanium. En bleu, distribution initiale obtenue pour un spectre initial uniforme dans l'espace des phases. En rouge, celle obtenue pour un spectre uniforme sur la gamme d'énergie.

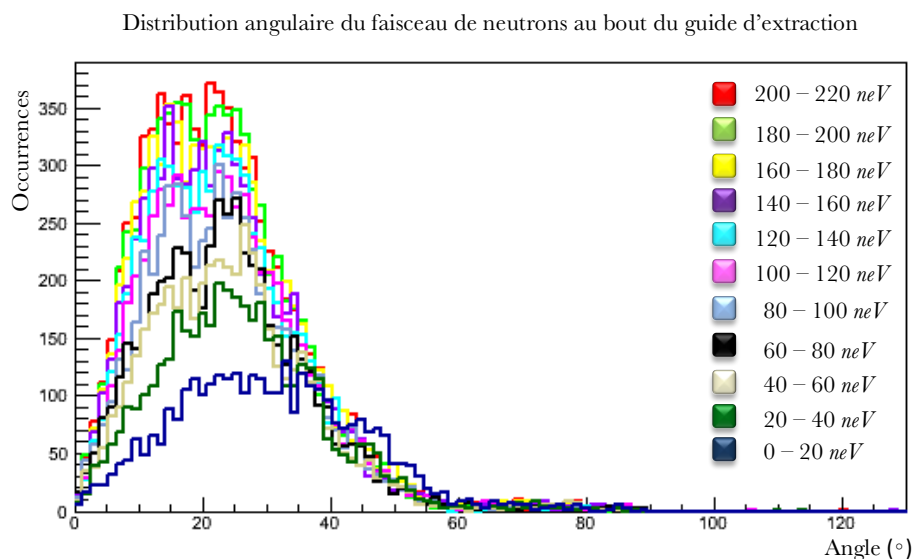


Figure 1.13 : Distribution de l'angle formé entre la trajectoire des *UCN* et l'axe du guide d'extraction en fonction de l'énergie

Ces dépendances ayant été établies, il faut maintenant vérifier que les données expérimentales obtenues en 2013 par la technique de temps de vol [Fig. 1.10] sont valides. J'ai donc simulé cette expérience de temps de vol en paramétrant dans la géométrie un « *chopper* » (dispositif permettant une ouverture et fermeture cyclique du guide d'extraction) ayant une fréquence d'ouverture de  $0,66 \text{ Hz}$  pour une durée d'ouverture totale de  $25 \text{ ms}$  (similaire aux paramètres expérimentaux de 2013 [24]). Le guide de temps de vol d'une longueur d'un mètre est placé horizontalement et fait suite au coude et guide de l'extraction. Une feuille d'aluminium de trente-cinq microns fait office de fenêtre d'entrée du détecteur. Cette simulation a permis de vérifier que l'information obtenue par temps de vol n'est pas



complète puisque qu'elle ne donne que la valeur de la vitesse longitudinale au guide, qui nécessite de plus, une correction.

La figure [Fig. 1.14] montre les différents spectres de vitesse obtenus par simulation. En calculant la vitesse à partir de la longueur du guide ( $1\text{ m}$ ) divisée par le temps de vol (trait plein en bleu), on obtient un spectre assez proche du spectre expérimental. Néanmoins, si l'on compare aux valeurs de vitesse longitudinale réelle des neutrons simulés (trait pointillé rouge), on constate une légère déformation du spectre.

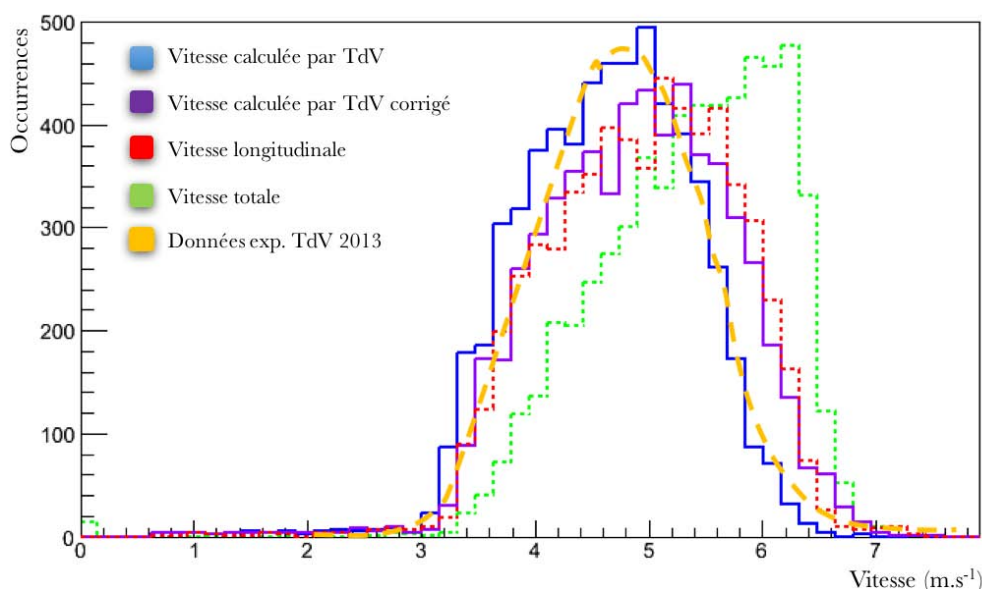


Figure 1.14 : Spectres en vitesse des  $UCN$  obtenus par simulation avec *GEANT4*

Les courbes en trait continu représentent les vitesses calculées par le temps de vol simulé. Ces vitesses sont calculées pour chaque particule en divisant la distance (ou la distance corrigée) par la durée séparant l'ouverture du *chopper* et l'interaction de l' $UCN$  dans le détecteur. Les courbes en trait pointillé représentent les vitesses calculées à partir de l'énergie cinétique associée à chaque  $UCN$ . La courbe en trait discontinu correspond aux valeurs expérimentales mesurées en 2013.

La raison de cette observation s'explique par la durée trop importante d'ouverture du *chopper*. En conséquence, en fonction de leur énergie, tous les  $UCN$  n'ont pas accès à la même distance de « temps de vol ». Pour clarifier le propos, prenons l'exemple de deux groupes d' $UCN$  d'une vitesse longitudinale respective de  $4$  et  $6\text{ m.s}^{-1}$ . Pendant les  $25\text{ ms}$  d'ouverture du *chopper*, tous les  $UCN$  du premier groupe situés  $10\text{ cm}$  avant le *chopper* vont pouvoir traverser. Pour le deuxième groupe, cette distance est de  $15\text{ cm}$ . Non seulement, la distance réellement parcourue par les neutrons est supérieure en moyenne à un mètre, mais surtout, dépend significativement de leur vitesse. En effectuant une normalisation pour chaque gamme d'énergie, on obtient une vitesse calculée par temps de vol bien plus proche de l'énergie longitudinale réelle (trait continu violet). Une correction relativement simple mais approximative peut être apportée sur la distance réellement parcourue :



$$v_{\text{corrigée}} = \frac{1[m] + 25[ms] * \frac{1}{TdV}}{TdV} \quad (\text{Éq 1.14})$$

Il faut tout de même garder à l'esprit que la vitesse longitudinale reste en définitive assez éloignée de la vitesse réelle des neutrons (trait pointillé vert). Ce problème est lié à la balistique du faisceau à l'intérieur de l'extraction qui est légèrement divergent comme le montre la figure [Fig. 1.15]. Aucune dépendance avec l'énergie n'est observée dans ces données de simulation. D'autre part, le spectre est fortement modifié par la présence de la fenêtre d'aluminium du détecteur, notamment pour les énergies proches de l'énergie de coupure [Fig. 1.16].

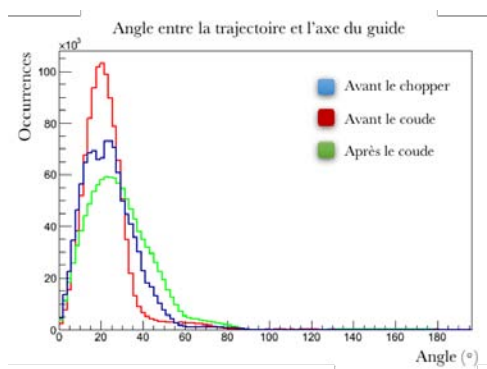


Figure 1.15 : Angle entre la trajectoire et l'axe du guide d'extraction

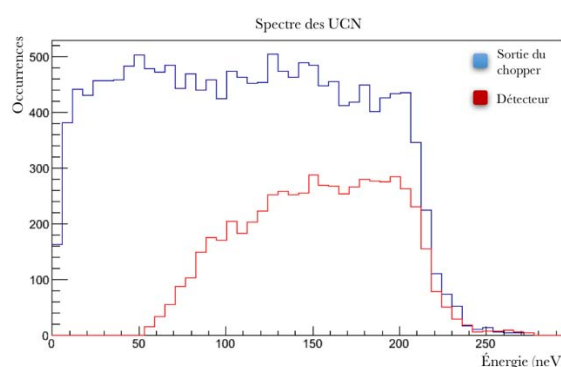


Figure 1.16 : Transmission des UCN à travers une fenêtre d'aluminium

En définitive, il semble hasardeux d'utiliser le spectre obtenu expérimentalement par temps de vol en 2013 pour prévoir le remplissage de *HOPE* dès lors que l'on dispose d'une information qui n'est que partielle. Ceci d'autant plus que les neutrons les plus intéressants dans le cadre de l'expérience *HOPE* sont les neutrons les moins énergétiques. Néanmoins, puisque l'on reconstruit de manière assez satisfaisante les données expérimentales par la modélisation, il semble acceptable de se fier en première approche à des simulations effectuées grâce à *GEANT4*.

### 1.3 Les expériences de temps de vie

La mesure du temps de vie du neutron engendre de nombreuses questions au sein de la communauté scientifique car les diverses expériences menées jusqu'alors ne sont pas concordantes. Il existe plusieurs méthodes pour mesurer le temps de vie du neutron, méthodes que nous décrirons précisément plus loin. Elles sont au nombre de trois et sont couramment dites de type « faisceau », « bouteille matérielle » et « bouteille magnétique ». La valeur officielle du temps de vie moyen du neutron, établi par le « *Particle Data Group* » (*PDG*) en 2016, est de  $\tau_{PDG} = 880,2(10)$  [8]. Le graphique [Fig. 1.17] montre les différentes mesures prises en compte pour le calcul de cette valeur. Les types d'expériences prédominantes, « faisceau » et « bouteille matérielle », montrent des résultats inconsistants

qui n'ont, pour l'heure, pas encore été expliqués. Ce que l'on peut néanmoins souligner, c'est le fait que ces deux méthodes, de par leur principe de fonctionnement, sont affectées par des effets systématiques très différents. Afin de statuer sur cette épineuse question, de nouvelles expériences de type « bouteille magnétique », telle que *HOPE*, voient le jour. Leur principe de mesure permet de s'affranchir de certains effets systématiques concomitant aux mesures de type « bouteille matérielle ». Un premier résultat obtenu avec ce type de mesure, publié par V. Ezhov et al. [26], semble être en bon accord avec d'une part le temps de vie moyen du *PDG*, mais d'autre part avec le temps de vie obtenu à partir des mesures de type « bouteille matérielle ».

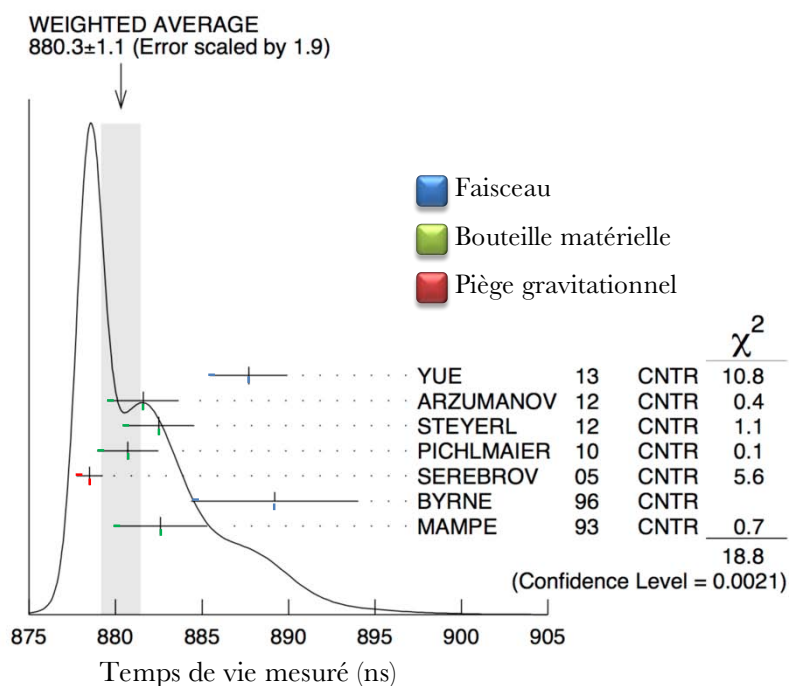


Figure 1.17 : Mesures prises en compte pour la mesure du temps de vie moyen du neutron

Source : [8]

### 1.3.1 Type faisceau

Ces expériences se basent sur un faisceau de neutrons froids, guidés grâce à un guide adapté, traversant un volume virtuel d'étude appelé volume de décroissance. À l'extrémité du guide est placé un détecteur de neutrons permettant de monitorer la fluence du faisceau. Tout au long de leur parcours dans le guide, les neutrons décroissent en un proton, un électron et un antineutrino. Seules les décroissances ayant lieu dans le volume d'étude sont sélectionnées. Le but de la manipulation est de compter très précisément le nombre de décroissances ayant lieu dans ce volume, en dénombrant habituellement soit les protons, soit les électrons interagissant dans le détecteur implémenté dans cette intention.

Afin de mieux comprendre le processus, l'expérience du NIST ([27] et [28]) est prise comme exemple sur la figure [Fig. 1.18]. Ici, le faisceau de neutrons est monitoré par un

détecteur «  $\alpha$ - $^3\text{H}$  », produits issus de la réaction d'un neutron avec un noyau de lithium-6 présent sur une fine couche de fluorure de lithium. Les produits de décroissance observés sont les protons. Ces protons sont, dans un premier temps, piégés électrostatiquement, puis dirigés grâce à un champ magnétique de  $4,6\text{ T}$  vers un détecteur. Cette méthode est appelée, de manière bien peu enthousiaste, « comptage des morts » (ou « *Counting-the-dead* » en anglais), le but étant de compter combien de neutrons disparaissent par décroissance.

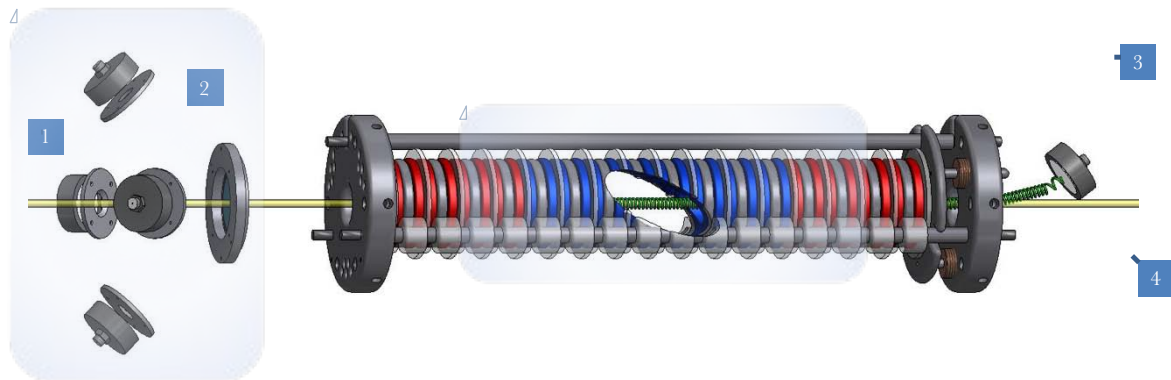


Figure 1.18 : Schéma de principe de l'expérience de temps de vie du *MST*

Le rectangle de gauche constitue le moniteur de neutrons. (1) : détecteur  $\alpha$ - $^3\text{H}$ , (2) : dépôt de LiF. Le rectangle central représente le volume de décroissance et le piège électrostatique de protons. (3) : détecteur de protons. (4) : faisceau de neutrons froids.

La grande difficulté de l'expérience provient de la détermination de l'efficacité absolue des deux détecteurs. Le temps de vie est calculé selon l'équation suivante :

$$\tau_n = \frac{R_n \cdot \varepsilon_p \cdot L_{vol}}{R_p \cdot \varepsilon_n \cdot v_n}, \quad (\text{Éq 1.15})$$

où  $R_n$  et  $R_p$  sont respectivement les taux de comptage des neutrons et protons,  $\varepsilon_n$  et  $\varepsilon_p$  les efficacités absolues des détecteurs,  $L_{vol}$  la longueur du volume de décroissance et  $v_n$  la vitesse moyennée sur le spectre en vitesse des neutrons incidents. La précision sur le temps de vie est donc directement proportionnelle à celle de l'efficacité des détecteurs ce qui suppose une connaissance parfaite de celle-ci. Or cela s'avère expérimentalement très compliqué. Au-delà de ces sources éventuelles d'erreurs, la non-linéarité du piège à protons, le taux de rétrodiffusion des protons sur le détecteur ou le taux d'absorption dans le substrat en silicium du détecteur sont autant d'éléments susceptibles d'engendrer d'autres erreurs systématiques.

### 1.3.2 Type bouteille matérielle

Les bouteilles matérielles sont des pièges à neutrons ultra-froids, dans lesquels ces derniers sont stockés durant de longues périodes. Pour ce faire, l'intérieur du contenant est souvent revêtu d'un dépôt adapté, c'est-à-dire un matériau ayant un potentiel de Fermi élevé mais également peu absorbant et si possible, dont la capacité à être contaminé par d'autres espèces au potentiel de Fermi faible – par exemple l'hydrogène – est minimale. Après avoir rempli le contenant d'*UCN* et avoir patienté une longue période de l'ordre de quelques

centaines de secondes, les neutrons sont tous comptés par un détecteur – généralement à hélium-3 – d’où provient l’appellation de cette méthode, plus optimiste que sa consœur : « comptage des survivants » ou « remplissage et vidange » (*Fill & Empty* en anglais). Il existe un nombre très important de mesures en bouteille qui ont fourni ces dernières années les valeurs les plus précises du temps de vie [29] [30] [31]. Parmi elles, l’expérience *Gravitrap* [32], menée par A. Serebrov et al., a donné une valeur de  $\tau_n$  de  $878,5 \pm 0,8$  s.

L’un des inconvénients majeurs de ces instruments est la méconnaissance du facteur de pertes d’*UCN* aux parois de la « bouteille ». Nous l’avons mentionné précédemment, à chaque matériau peut être associé un potentiel de Fermi  $V_{mat}$ . Néanmoins, pour rendre compte des pertes aux parois par absorption, il est d’usage d’ajouter à ce potentiel une partie imaginaire, de sorte à créer un potentiel optique :

$$U_{opt} = V_{mat} + i.W_{mat}, \quad (\text{Éq 1.16})$$

et un facteur de pertes qui traduit la probabilité de pertes par collision sur la paroi :

$$f = \frac{V_{mat}}{W_{mat}}. \quad (\text{Éq 1.17})$$

Le fait est qu’expérimentalement, la valeur théorique du facteur  $f$  est très difficile à retrouver et diffère souvent d’un ou plusieurs ordres de grandeur. En effet,  $f$  est théoriquement connu pour des matériaux purs et géométriquement parfaits, ce qu’il est presque impossible d’obtenir en réalité ; certaines impuretés migrent à l’intérieur du volume du matériau, d’autres espèces s’adsorbent sur leurs surfaces ou encore le matériau est « micro-fissuré » (notamment s’il s’agit d’un dépôt en couche mince). Tous ces éléments induisent non seulement une déviation du facteur de pertes, mais surtout une grande incertitude sur sa valeur, ce qui engendre finalement d’éventuelles sources d’erreurs systématiques sur la valeur de  $\tau_n$ . Pour tenter de s’acquitter de ce problème, il faudrait un piège aux dimensions infinies ce qui n’est, bien sûr, pas physiquement réalisable. Une alternative consiste à faire varier les dimensions du piège, car la fréquence de collision est intimement liée au rapport surface sur volume du piège, et de s’adonner à une extrapolation complexe aux dimensions infinies. L’expérience *Gravitrap* [32] utilise ce principe.

### 1.3.3 Type bouteille magnétique

L’avenir des mesures du temps de vie du neutron semble toutefois s’orienter vers un autre type de mesure, celle des « bouteilles » dites « magnétiques ». Le concept est identique à celui des « bouteilles matérielles » et consiste à remplir, attendre puis vider le piège et compter le nombre d’*UCN* survivants [26], [33]. En pratique, dans le cas de *HOPE*, une première phase est destinée à remplir le piège et une deuxième à fermer l’ouverture de remplissage grâce à l’emploi d’un champ magnétique généré par une bobine supraconductrice ; les neutrons sont piégés par ce champ par le bas, par la gravité par le haut et radialement par un système d’octupôles permanents. On peut alors définir une barrière de potentiel magnétique, exprimé en  $neV$ , à l’intérieur de laquelle les neutrons sont

confinés. Le déroulement est ensuite identique à celui énoncé précédemment pour les bouteilles matérielles.

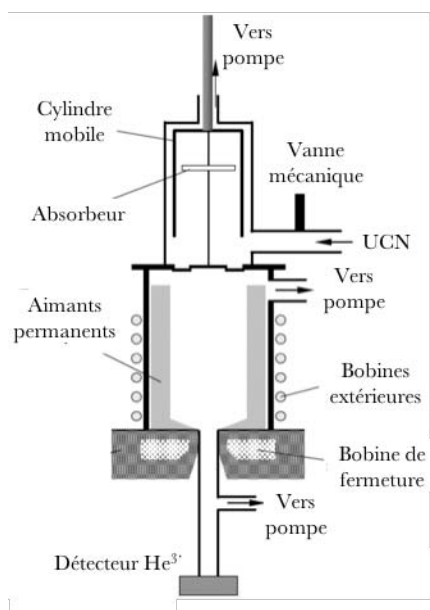


Figure 1.19 : Schéma de la bouteille magnétique utilisée par Ezhov et al.

Source : [26]

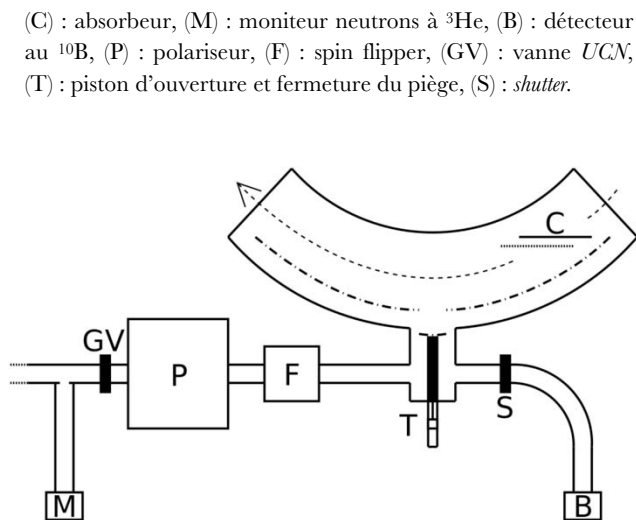


Figure 1.20 : Schéma de principe de l'expérience UCN- $\tau$

Source : [33]

La différence se traduit donc par un confinement exclusivement magnétique ou gravitationnel et magnétique, ce qui dans les deux cas se résume à un confinement des *UCN* exempt de tout contact « physique » entre les particules et les matériaux alentours. On comprend alors que tous les éléments précités, sources d'erreurs systématiques, disparaissent pour laisser place à des expériences insensibles, en première approche, à ces erreurs. La présence de gaz résiduels à l'intérieur du piège reste néanmoins une source de pertes potentielles d'*UCN* inévitable, à laquelle peut s'ajouter la perte par dépolarisation si aucune précaution n'est prise. En effet, un piège magnétique ne permet de stocker que les neutrons dont le spin est antiparallèle aux lignes de champ magnétique, les *LFS* (pour *Low Field Seekers*) – par opposition au *HFS* (*High Field Seekers*) ; ainsi, la polarisation dans le piège est de 100 %. Les dépolarisations (changements d'état de spin) peuvent avoir lieu uniquement dans les zones de champ magnétique nul, que l'on veillera en pratique à supprimer. Ces pertes éventuelles induisent néanmoins une erreur systématique faible au vu de la précision recherchée [19].

Tout semble donc être en faveur des expériences de type « bouteille magnétique », pourtant elles sont confrontées elles aussi à certains problèmes. Le premier, concomitant à toute physique liée aux *UCN*, est simplement statistique : actuellement les meilleures sources d'*UCN* du monde, notamment à l'*ILL*, fournissent des flux de neutrons modestes et un grand nombre de jours sont nécessaires pour accumuler une statistique suffisante. La deuxième subtilité à laquelle les physiciens doivent faire face avec ces pièges magnétiques (mais cela reste vrai, dans une moindre mesure, pour les pièges matériels) est le piégeage inopiné de

neutrons dits « sur-critiques ». En effet, certains neutrons dont l'énergie cinétique est supérieure à la barrière de potentiel théorique de piégeage peuvent néanmoins être confinés à l'intérieur du piège, dans l'hypothèse où leur trajectoire soit assez stable pour ne jamais explorer les régions du volume qui permettraient au neutron de s'échapper. Or, si une perturbation intervient pendant la durée du stockage et conduit finalement un de ces neutrons à sortir du piège, il sera faussement compté comme ayant subi une décroissance. Ce problème est discuté plus amplement dans le chapitre 2, mais méritait d'être cité ici car c'est l'un des rares inconvénients des mesures de ce type et reste le challenge des expériences à venir.

Le dernier point qu'il convient de mentionner est la polyvalence des pièges magnétiques, dans le sens où ils permettent, la plupart du temps, de laisser le choix entre les deux méthodes de mesure du temps de vie précitées. Bien sûr la méthode « *Fill & Empty* » est envisageable, mais le « comptage des morts » l'est tout autant. La présence de champs magnétiques permet dans certains cas de diriger les produits de décroissance vers un détecteur et de reconstruire de cette manière la courbe de décroissance temporelle inhérente à la population d'*UCN* piégés, pour finalement extraire  $\tau_n$ . Le détecteur développé au cours de cette thèse est très précisément destiné à ce type de mesure.

## ***Conclusion***

Comme vise à le montrer ce premier chapitre, le neutron est une source importante d'informations. Sa grande particularité est de mettre en exergue l'étroite connexion liant la cosmologie et la physique des particules, en sondant les implications sur les modèles de l'infiniment grand au travers des observations de l'infiniment petit. C'est très exactement l'objet de l'étude de la durée de vie du neutron qui reste, à plusieurs points de vue, un challenge expérimental. La suite de ce manuscrit se concentre donc sur la partie expérimentale avec notamment la description de l'expérience *HOPE* au chapitre suivant.

Learn from yesterday, live for today, *HOPE* for tomorrow.  
The important thing is not to stop questioning.

*Albert Einstein*

# Chapitre 2

## 2 L'expérience HOPE

---

L'expérience *HOPE* – acronyme de Halbach-type Octupole PERmanent magnet *UCN* trap – est basée sur le principe de piégeage magnéto-gravitationnel de neutrons ultra-froids. Grâce à un assemblage complexe d'aimants permanents et de bobines supraconductrices, les neutrons piégés ne peuvent interagir avec les parois matérielles, ce qui permet, dans l'objectif de mesurer le temps de vie moyen, de s'abstenir de nombreuses corrections systématiques très difficiles à établir. Dans la suite de cette section seront exposés les éléments clés de l'expérience en termes de concept et de fonctionnement, afin de pouvoir comprendre la mise en œuvre de la mesure du temps de vie du neutron grâce à cet instrument. Néanmoins, le lecteur est invité à consulter les manuscrits de thèse de mes prédécesseurs [19] [34], auxquels je ferai souvent référence par la suite, afin de prendre connaissance de tous les détails de conception de l'expérience.

### 2.1 Description technique de l'expérience

#### 2.1.1 Cryostat

*HOPE* est en premier lieu un cryostat à hélium liquide dans lequel sont immergées trois bobines supraconductrices afin de les maintenir à  $4,2\text{ K}$ . Le cryostat se compose de l'enceinte à vide principale et d'un écran thermique secondaire dans lequel la cuve en acier inoxydable contenant l'hélium liquide est isolée. Les trois bobines supraconductrices et leur *switch* respectif – permettant de créer une boucle de courant persistante – sont fixés à l'intérieur du bain. Les éléments de refroidissement sont situés au sommet du cryostat. Le premier est un *pulse-tube* à deux étages assurant le refroidissement de l'écran thermique et la condensation des vapeurs d'hélium. Le deuxième est une tête froide permettant de refroidir les amenées de courant des bobines, devant supporter trois cents ampères.

Le cryostat, tel que livré par le fabricant (*AS Scientific*), faisait état de défauts de connexions empêchant le bon refroidissement des amenées de courant en amont des passages étanches du bain d'hélium. Des modifications ont été faites en 2014 afin de pallier ce problème [34].

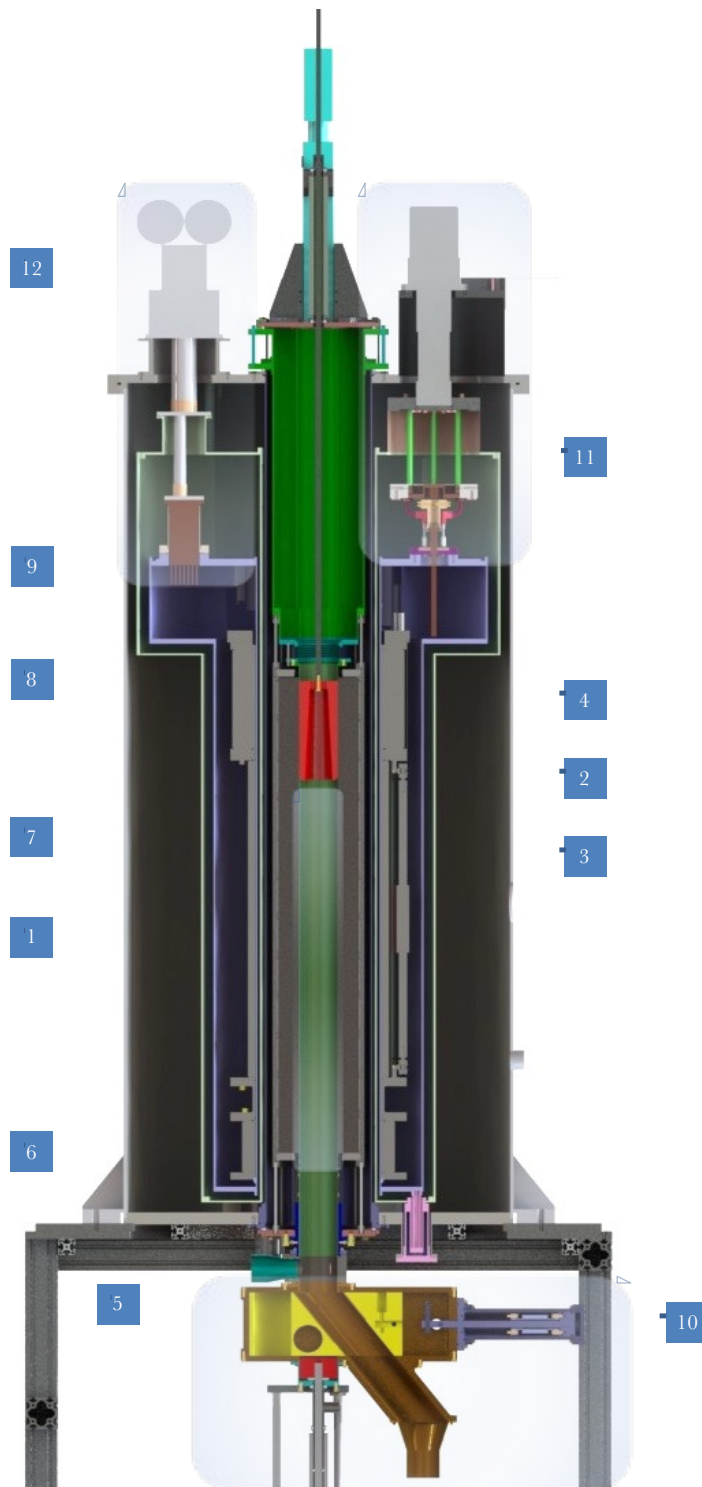


Figure 2.1 : Vue en coupe de l'expérience HOPE

(1) : volume de stockage des *UCN*, (2) : aimants permanents, (3) : bobines et *switches* supraconducteurs, (4) : absorbeur en polyéthylène, (5) : piston en téflon, (6) : cône d'entrée des *UCN*, (7) : enceinte à vide, (8) : écran thermique, (9) : bain d'hélium liquide, (10) : « ensemble *switch* » permettant soit l'actuation du piston soit le passage des *UCN* vers le détecteur, (11) : ensemble de refroidissement des amenées de courant, (12) : ensemble de refroidissement du bain et recondenseur de vapeurs d'hélium.



### 2.1.2 Système de piégeage

Le piégeage des neutrons est assuré par les bobines et par un ensemble complexe d'aimants permanents en alliage de fer, néodyme et bore – sous forme d'un réseau tétragonal  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Les aimants sont assemblés de sorte à former un octupôle et induisent un champ magnétique au contact d'environ  $1,35\text{ T}$ . Ainsi, ils permettent le confinement radial des neutrons. L'ensemble est refroidi à l'azote liquide et maintenu à une température de  $120\text{ K}$ . Cette opération est nécessaire pour empêcher une démagnétisation irréversible des aimants permanents qui aurait lieu à température ambiante lors de la mise en marche des bobines supraconductrices [19].

Les bobines, dont les axes coïncident avec celui des aimants, jouent des rôles différents. Celle située en bas permet de fermer et d'ouvrir le piège magnétique. Lorsqu'un courant est appliqué, les *LFS* sont repoussés vers le haut. La bobine intermédiaire assure en premier lieu la suppression des zones de champ nul. C'est un rôle essentiel puisque si les neutrons atteignent de telles zones, ils sont susceptibles de subir une dépolarisation – leur état de spin peut changer – ce qui les conduirait inévitablement à sortir du piège (ils ne seraient plus repoussés par le champ magnétique mais au contraire attirés). Le second objectif de cette bobine est de permettre une meilleure extraction des produits de désintégration (protons ou électrons) vers un détecteur situé en haut du piège. La dernière bobine vise, dans le cadre d'une détection des protons, à focaliser ces derniers sur le détecteur. À leur courant nominal de fonctionnement de trois cents ampères, les bobines sont dimensionnées pour générer un champ magnétique respectif de  $1,73$ ,  $0,5$  et  $5,0\text{ T}$ .

Ces bobines sont chacune associées à un *switch* supraconducteur. Il s'agit en réalité de fils supraconducteurs (du même matériau que les bobines), montés en parallèle de chaque bobine. La mise en marche des bobines se déroule de la manière suivante : grâce à une source de courant on fait circuler trois cents ampères à l'intérieur des bobines. Pour cela, il est nécessaire de chauffer le *switch* – grâce à un fil résistif positionné directement à son contact – afin qu'il transite et ne soit plus supraconducteur. Autrement, tout le courant serait dérivé dans ce *switch* au lieu de passer dans la bobine dans la mesure où l'inductance de cette dernière est bien plus élevée. Une fois que le courant nominal circule dans la bobine, le chauffage du *switch* est éteint, celui-ci refroidit, redevient supraconducteur, et le courant circule désormais dans la boucle supraconductrice sans perte (et donc sans effet Joule). La boucle de courant persistante étant en place, l'expérimentateur peut alors éteindre la source de courant. Ce système est particulièrement efficace puisqu'il permet une stabilité exceptionnelle et une consommation d'hélium liquide minimale.

Malheureusement, lors de la réception du cryostat, il s'est avéré que les *switches* transitaient spontanément au-delà de  $220\text{ A}$  environ. Lors des premières mesures en 2014, le système a donc été utilisé en dessous de ses capacités nominales dans l'attente des réparations nécessaires [Ann. C].

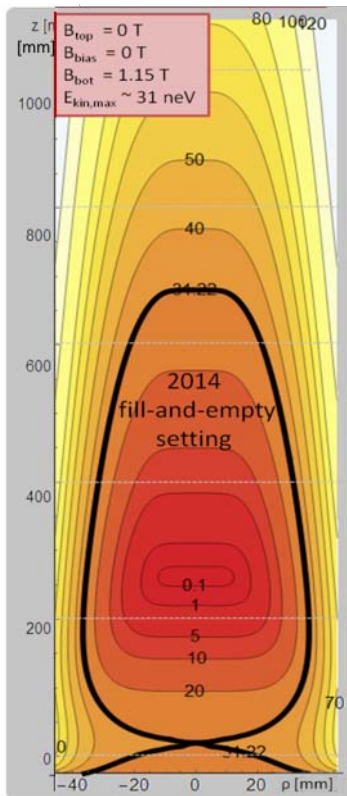


Figure 2.2 : Potentiel de piégeage des *UCN* dans les conditions des mesures en 2014

Cet agencement de champs magnétiques induit un potentiel magnétique ressenti par les neutrons piégés auquel vient s'ajouter un potentiel lié à la gravité. L'énergie potentielle totale des *UCN* peut s'écrire sous la forme :

$$E_{pot}(r) = B(r) \cdot 60,3 \text{ neV} \cdot T^{-1} + z \cdot 102 \text{ neV} \cdot m^{-1}, \quad (\text{Éq 2.1})$$

où  $B(r)$  est la valeur du champ magnétique,  $r$  le rayon par rapport à l'axe du piège et  $z$  l'altitude définie par rapport au plan médian de la bobine inférieure. Le calcul numérique du champ magnétique combiné des bobines et des aimants permanents en tout point du piège, et l'établissement de la carte de potentiel ressenti par les *UCN* piégés, font apparaître une zone de piégeage définie par un contour fermé [Fig. 2.2]. Les potentiels sont calculés en prenant pour référence le potentiel minimal du piège. Dans les conditions de fonctionnement à  $200 \text{ A}$  en 2014, la barrière de potentiel est évaluée au point de jonction (altitude  $0$ ) à environ  $31 \text{ neV}$ . À  $300 \text{ A}$ , la situation serait bien plus favorable puisque cette dernière se situerait autour de  $60 \text{ neV}$  [34]. Enfin, dans le cas d'un fonctionnement avec un détecteur, c'est-à-dire avec le champ de la bobine intermédiaire fixé à  $300 \text{ mT}$  (voir section [3.3.1]), la barrière se situe aux alentours de  $48 \text{ neV}$ .

### 2.1.3 Système de nettoyage

Sans entrer trop précisément dans les détails, disponibles dans la référence [34], nous allons développer très rapidement les éléments permettant le « nettoyage » du spectre des neutrons piégés à l'intérieur de *HOPE*.

Lors de la fermeture du piège par l'activation de la bobine inférieure, certains neutrons, dont l'énergie est supérieure à l'énergie de la barrière de potentiel, peuvent néanmoins rester piégés ; ce sont les neutrons dits sur-critiques. Ces neutrons ont une constante de temps de stockage plus courte que les neutrons sous-critiques, qui eux, ont une constante égale au temps de vie (en faisant abstraction des dépolarisations et collisions avec le gaz résiduel). La mesure du temps de vie est donc biaisée vers des valeurs plus basses sans suppression complète de ces neutrons indésirables. Leur présence n'est pas une spécificité des pièges magnétiques ; les neutrons sur-critiques existent aussi dans les bouteilles matérielles, néanmoins leur constante de temps de stockage est plus courte. En effet, dans les bouteilles magnétiques, la zone leur permettant de sortir du piège est très restreinte, voire se résume à un « point » en bas du piège [Fig. 2.2], ce qui explique leur longévité dans le piège. Il est donc nécessaire de trouver un moyen de se débarrasser de ces neutrons. Pour ce faire, certains outils ont été développés pour l'expérience *HOPE*.

*HOPE* dispose ainsi d'un piston en téflon qui peut être inséré par le bas du piège [5 @ Fig. 2.1]. Par l'intermédiaire de réflexions diffuses, il « désordonne » les trajectoires des *UCN*, et conduit les neutrons sur-critiques, ayant initialement des trajectoires stables, vers la sortie du piège. Pour aider à la suppression de ces neutrons indésirables, un absorbeur en polyéthylène peut être inséré par le haut du piège. La forme de l'absorbeur est telle, qu'elle épouse le contour défini par l'isopotentielle critique (en trait gras noir sur la figure [Figure 2.2]). Bien sûr, la hauteur d'insertion ainsi que la forme de l'absorbeur conditionnent le nombre de neutrons absorbés : si celui-ci est descendu trop bas dans le piège, les neutrons sous-critiques vont eux aussi être absorbés. Ces différents paramètres sont discutés dans la thèse de Felix Rosenau [34].

## 2.2 Tests systématiques et mesure du temps de stockage

L'expérience *HOPE* a été mise en service pour la première fois à l'Institut Laue Langevin en 2014 sur la ligne de faisceau *EDM* de la turbine *PF2*. Durant cette période nous avons pu faire fonctionner le piège magnétique avec succès et les données récoltées nous ont permis de définir le temps de stockage effectif de ce piège. Le défaut constaté sur les *switches* supraconducteurs a malheureusement conduit à un fonctionnement à puissance réduite ce qui implique une erreur statistique sur le temps de stockage relativement élevée. Toute la mesure et les résultats sont détaillés dans la référence [34] ; il n'en sera donné ici qu'un récapitulatif.

### 2.2.1 Protocole de mesure

Il est possible de définir six étapes précises dans le protocole de la mesure effectuée sur *PF2*.

#### Étape 1

Elle consiste au remplissage du piège. La vanne de la turbine de *PF2* est ouverte et délivre aux environs de dix mille neutrons ultra-froids par seconde. Ces *UCN* parcourent les cinq mètres de guide les séparant de l'entrée de *HOPE* et s'accumulent dans le volume de stockage jusqu'à atteindre un « équilibre » dans l'ensemble du volume combiné guide/*HOPE*. Lors de cette étape, le piston en téflon se trouve en position rasante par rapport à l'entrée du piège, de sorte que les neutrons ne puissent « tomber » (voir [Fig. 2.1]). Cette phase dure aux alentours de cent secondes. Cette valeur a été fixée arbitrairement, mais une étude plus poussée sur un temps de remplissage adapté pourra être effectuée lors de prochaines mesures.

#### Étape 2

Un courant (200 A pour cette mesure) est appliqué à la bobine supraconductrice selon une rampe d'environ  $10 \text{ A.s}^{-1}$ . Le champ magnétique généré par cette bobine permet donc d'empêcher les neutrons de sortir du piège. La nouvelle source de courant, capable de délivrer une rampe de  $32 \text{ A.s}^{-1}$ , n'a pas été utilisée à cause d'un problème de communication

logicielle avec l'ordinateur (désormais résolu). Une fois encore, des mesures plus précises sur les effets de « réchauffement » du spectre des  $UCN$  liés à la vitesse de montée en courant pourront être effectuées par la suite.

### Étape 3

Comme mentionné précédemment, le spectre des neutrons ainsi piégés doit être « nettoyé », c'est-à-dire que les neutrons sur-critiques doivent être éjectés de la zone de piégeage. Le piston en téflon est donc inséré jusqu'à l'altitude correspondant au point « zéro » de potentiel [Fig. 2.1] afin de perturber les trajectoires de tous les neutrons. Dans le même temps, l'absorbeur est inséré par le haut à une altitude  $z = 500 \text{ mm}$  [Fig. 2.2]. La phase de nettoyage dure  $120 \text{ s}$ . Les paramètres d'intérêts de cette phase sont extrêmement complexes à déterminer. Ils reposent dans un premier temps sur une approche itérative en ce qui concerne les hauteurs d'insertion et, dans un second temps, par un traitement des données par ajustement d'une courbe pilotée par une double exponentielle. Les constantes de temps de la double exponentielle sont représentatives respectivement des neutrons sous-critiques (temps de vie) et des neutrons sur-critiques.

Il n'y a aucun doute sur le caractère essentiel de cette phase qui conditionne l'erreur systématique de la mesure de temps de vie. De nombreux efforts doivent encore être faits pour définir le protocole final, la forme du piston et de l'absorbeur et les paramètres optimaux à mettre en œuvre. Nous discuterons plus en détail ces éléments dans la section suivante.

### Étape 4

La fin de la phase précédente marque le temps zéro à partir duquel les neutrons sont considérés piégés. Les neutrons sont stockés pour différentes valeurs de périodes temporelles. Le choix des intervalles et le nombre de points de mesures spécifiques sont discutés dans la référence [34]. Les temps de stockage choisis s'échelonnent entre  $500$  et  $2500 \text{ s}$ .

### Étape 5

Elle est déclenchée par l'ouverture progressive du piège, c'est-à-dire la descente en courant dans la bobine inférieure – suivant la même rampe qu'à l'étape 2. Durant quatre-vingts secondes, les  $UCN$  survivants – n'ayant pas subi de désintégration  $\beta$  – « tombent » vers un détecteur à hélium-3 qui effectue un comptage.

### Étape 6

La dernière étape consiste à monitorer le bruit dans le but de le soustraire lors du post-traitement des données.

### 2.2.2 Résultats

Les données acquises lors de la mesure sur *PF2* ont fait l'objet d'une première analyse [34]. Les valeurs de temps de stockage sont consistantes avec le temps de vie du neutron du *PDG*, bien que l'erreur associée à chacune de ces valeurs soit importante – et largement dominée par la composante statistique. Le temps de stockage qui ressort de l'analyse en utilisant les paramètres les plus efficaces pour le nettoyage du spectre est de :

$$\tau_{sto} = 880,8 \pm 45,5 \text{ s} \quad (\text{Éq 2.2})$$

Le calcul du taux de « pertes annexes » à partir de cette valeur et du temps de vie du neutron établi par le *PDG* – c'est-à-dire non liées à la désintégration  $\beta$  – s'avère très faible, ce qui, en soit, est très prometteur. En effet, cela confirmerait un taux de neutrons sur-critiques et un taux de pertes par dépolarisation ou par collision avec le gaz résiduel faibles.

Concernant le nombre de neutrons stockés dans le piège, le bilan est plus mitigé dans la mesure où les ajustements donnent un total d'environ cinquante neutrons pour un nettoyage du spectre très important. Il convient néanmoins de relativiser cette valeur car plusieurs éléments expliquent qu'elle soit si faible. Tout d'abord, le but était de démontrer l'intérêt de la phase de nettoyage et nous avons pour cela choisi un jeu de paramètres très contraignant en termes de pertes ; d'autres études doivent être faites pour affiner ces paramètres et peut-être éviter des absorptions de neutrons sous-critiques. D'autre part, *HOPE* n'a initialement pas été dimensionné pour fonctionner sur *PF2* mais sur *SUN2*, source pour laquelle la densité de neutrons exploitables devrait être meilleure, dans la mesure où le spectre est plus favorable au stockage dans *HOPE* (densité d'*UCN* peu énergétiques plus élevée). Enfin, le fonctionnement à puissance réduite (*200 A*) dessert considérablement le nombre de neutrons stockables. Le calcul théorique estime que le gain obtenu avec un fonctionnement à *300 A* serait d'un facteur *10*. L'expérience de 2014 n'a pas démontré un résultat aussi spectaculaire, le gain étant d'environ *3* [34], mais, une fois encore, cette valeur est fortement corrélée au spectre d'*UCN* non favorable sur *PF2*.

### 2.2.3 Perspectives

Ces premiers résultats ne sont que provisoires, mais ont le mérite de fournir assez d'éléments pour rester confiant sur l'avenir de l'expérience. À terme, *HOPE* sera installée sur *SUN2* et fonctionnera à son courant nominal de *300 A*. De nouveaux tests systématiques seront entrepris pour définir les paramètres de nettoyage du spectre neutronique les plus efficaces et dimensionner de manière optimale le piston et l'absorbeur. Tous ces éléments mis ensemble permettront de piéger bien plus de neutrons ultra-froids que sur *PF2* et d'espérer atteindre une erreur statistique raisonnable (inférieure à la seconde), dans des délais relativement courts (de l'ordre de la cinquantaine de jours).

Ce fonctionnement en mode *Fill & Empty* semble prometteur, néanmoins, l'utilisation d'un détecteur de produits de décroissance du neutron pourrait s'avérer encore plus efficace. D'un point de vue purement technique, cette mesure pourrait être réalisée en

même temps que la précédente, étant donné que la mise en place d'un détecteur ne perturberait pas le mode *Fill & Empty*. Cette mesure combinée serait un réel atout pour croiser les données recueillies par les deux méthodes. Toutefois, le réel intérêt de la méthode *counting-the-dead* réside dans une erreur statistique potentiellement atteinte plus rapidement et une moindre susceptibilité aux erreurs systématiques induites par les neutrons sur-critiques. L'objet de la section suivante est de discuter les aspects systématiques liés aux neutrons sur-critiques et de comparer les deux méthodes de mesure à ce sujet.

## 2.3 Erreurs statistique et systématiques dans l'expérience HOPE

Comme suggéré dans le chapitre 1, les incertitudes de mesure sur le temps de vie du neutron en bouteille magnétique sont dominées d'une part par la statistique et d'autre part par l'erreur systématique induite par la présence éventuelle de neutrons sur-critiques dans le piège. Le but de cette section est de proposer des améliorations envisageables pour réduire les effets de ces deux sources d'incertitude, au travers notamment de réflexions sur la stratégie de nettoyage du spectre des *UCN* piégés dans HOPE. La dernière partie de cette section sera consacrée à la comparaison entre les deux modes de mesure (*Fill & empty* et *counting-the-dead*) vis-à-vis de l'erreur systématique liée aux neutrons sur-critiques et de l'erreur statistique.

### 2.3.1 Évaluation de la fraction de neutrons sur-critiques dans le piège

Avant de discuter de la manière dont il est possible de s'affranchir des neutrons sur-critiques, il convient dans un premier temps d'estimer leur proportion dans le piège. Expérimentalement, grâce aux données collectées sur *PF2*, la proportion de neutrons sur-critiques dans le piège, juste après la phase de remplissage, peut être estimée à environ 22 % en fonctionnant à la capacité nominale de la bobine inférieure, et de 63 % à 200 A [34]. Même si l'on sait que le fonctionnement sur *PF2* est moins favorable que sur *SUN2* (les *UCN* étant plus énergétiques), ces valeurs restent tout de même élevées. Les neutrons sur-critiques représentent donc une fraction très importante des neutrons piégés. Le critère visé pour obtenir une erreur systématique raisonnable est au maximum d'un pour mille [34].

Analytiquement, il est très difficile de retrouver cette valeur dès lors qu'elle repose sur un nombre considérable de paramètres (spectre en énergie initial des *UCN*, géométrie, vitesse de rampe des bobines, etc.). En définitive, seule une simulation Monte-Carlo peut tenter d'évaluer la proportion d'*UCN* sur-critiques dans le piège, si tant est que le spectre initial des neutrons créés dans la source soit connu de manière certaine.

Des simulations ont été faites dans ce sens à partir du code de calcul *GEANT4* et des résultats mentionnés dans le chapitre 1. Réalisées conjointement avec mon collègue Loris Babin, ces simulations consistent à simuler les *UCN* générés par la source (spectre uniforme dans l'espace des phases et revêtement béryllium) et les « transporter » jusqu'au tube expérimental de HOPE. Une fois cette première phase accomplie, les résultats obtenus sont réinjectés dans une nouvelle simulation : à partir d'un instant  $t_0$ , les neutrons sont générés à

la sortie de l'extraction. Dix secondes plus tard, le champ magnétique des bobines est progressivement augmenté jusqu'à une valeur nominale de  $1,73 T$  et  $300 mT$  respectivement pour les bobines inférieure et intermédiaire (la durée de la rampe est fixée à  $15 s$ ). Les neutrons évoluent ensuite librement pendant vingt secondes. Leur position dans le piège ainsi que leurs autres caractéristiques (vecteur vitesse, spin, énergie) sont relevées toutes les cinq secondes. À titre de comparaison et de valeur de référence pour le mode *Fill & Empty*, une simulation identique est réalisée avec une valeur de champ pour la bobine intermédiaire d'environ  $0 mT$  ( $25 mT$  en toute rigueur). Il est alors possible d'évaluer l'évolution au cours du temps, après la montée en courant des bobines (ou *ramping*), de la fraction d'*UCN* sur-critiques contenus dans la zone de piégeage, ainsi que leur distribution en énergie. Les figures [Fig. 2.3 et 2.4] illustrent plusieurs conclusions :

- un grand nombre (environ  $40 \%$ ) de neutrons sur-critiques – les plus énergétiques – sont « évacués » dès les dix premières secondes qui suivent la fin du *ramping*,
- les neutrons très légèrement sur-critiques sont majoritaires et semblent avoir une constante de temps de stockage importante car leur population diminue très lentement après une dizaine de secondes,
- la population de neutrons sous-critiques diminue encore plus lentement car seule la décroissance *bêta* rentre en jeu dans le processus de perte.

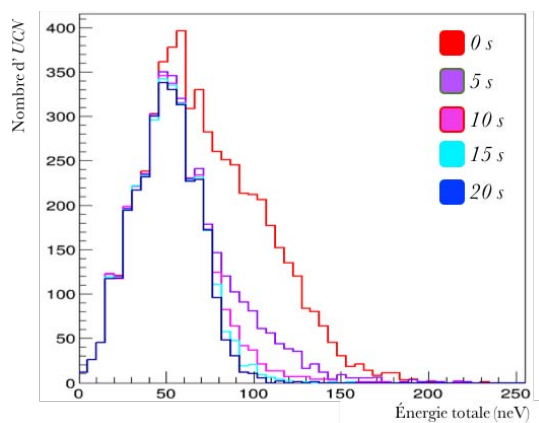


Figure 2.3 : Évolution temporelle du spectre en énergie des *UCN* piégés dans *HOPE*

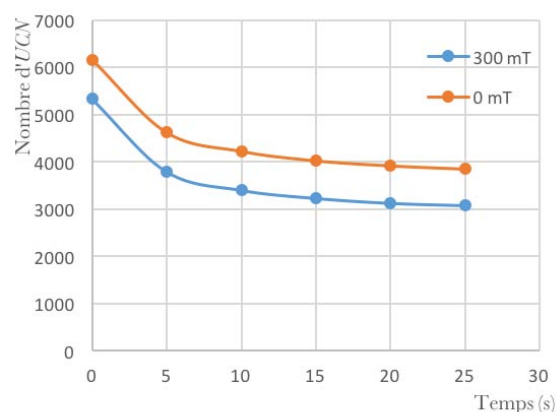


Figure 2.4 : Évolution temporelle du nombre d'*UCN* piégés après *ramping*, pour un champ de la bobine intermédiaire de  $0$  et  $300 mT$ , pour  $125000 UCN$  générés.

À  $300 mT$ , la fraction du flux incident d'*UCN* effectivement stockés dix secondes après le *ramping* est d'environ  $2,7 \%$  dont  $39,8 \%$  sont sous-critiques, c'est-à-dire d'énergie totale inférieure à  $47,6 neV^1$ . À  $0 mT$ , cette fraction est de  $3,4 \%$  dont  $46,2 \%$  sont sous-critiques (d'énergie inférieure  $60,4 neV^1$ ). Cela laisse espérer qu'une erreur statistique raisonnable sur la mesure du temps de vie du neutron puisse être atteinte dans des délais acceptables,

<sup>1</sup> Barrières de potentiel calculées à l'aide de *Radia* pour des champs de  $1,73 T$  et  $300 mT$  (ou  $0 mT$ ), pour les bobines inférieure et intermédiaire. Cette valeur de barrière est normalisée par rapport au point correspondant à l'énergie minimale dans le piège.

puisque le pourcentage visé est d'un pourcent<sup>1</sup> [34]. Par ailleurs, le nombre de neutrons piégés pour le mode *Fill & Empty* est 30 % plus important que pour le mode *counting-the-dead*.

Il peut également être noté que ces neutrons sont d'autant mieux piégés que leur composante axiale du moment cinétique est élevée. Cette observation est logique puisque cela implique qu'ils ne peuvent pas explorer la zone du piège – localisée en bas et sur l'axe – qui leur permettrait de sortir (voir [Fig. 2.5] pour  $L_z \neq 0$ ). En d'autres termes la barrière de potentiel précédemment décrite ([Fig 2.2]) est conservative puisqu'elle considère le cas extrême où tous les neutrons ont un moment cinétique axial nul. On comprend alors que la « véritable » définition d'un neutron critique résulte d'une complexe combinaison entre énergie et moment cinétique. En effet, en raison de l'axisymétrie du piège et en présence de forces uniquement conservatives, ce qui est précisément le cas ici, le moment cinétique axial est conservé ( $L_z = mrv_\theta$ , où  $m$  est la masse du neutron,  $v_\theta$  sa vitesse tangentielle et  $r$  sa distance par rapport à l'axe du piège). Cela signifie que si, à un instant  $t$ , le neutron a un couple énergie totale - moment cinétique qui ne peut le conduire à sortir du piège, alors ce neutron ne pourra jamais en sortir ; et ce, même si son énergie totale est supérieure à la barrière de potentiel. La question est donc de savoir si un tel neutron doit être considéré comme indésirable au sein du piège. En toute rigueur non, puisqu'il est véritablement piégé et n'a aucun moyen de s'échapper. Bien sûr, cela reste vrai uniquement si les forces restent conservatives et que les trajectoires des neutrons ne sont pas perturbées par une action extérieure. Pour illustrer ce propos, on peut s'appuyer sur la figure [Fig. 2.5] qui énumère les différentes trajectoires possibles pour un *UCN* piégé dans *HOPE* pour une énergie donnée. Afin de simplifier le raisonnement, la situation est étudiée dans un plan transverse loin de la bobine inférieure. En effet, dès que le neutron se trouve assez loin de la bobine inférieure – c'est-à-dire dès que la variation du gradient du champ magnétique est minimale – la forme de la projection de la trajectoire reste sensiblement identique. À l'inverse, à mesure qu'il s'en rapproche, la projection de la trajectoire dans le plan transverse reste la même mais avec des rayons maximaux de trajectoire plus petits.

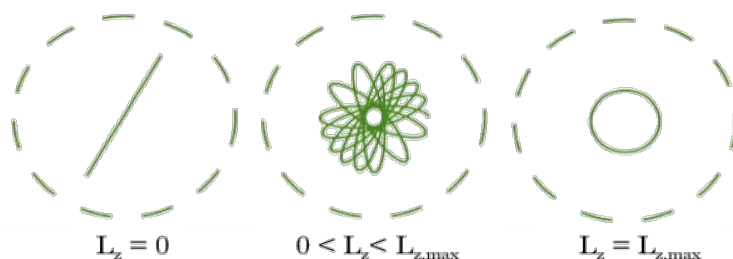


Figure 2.5 : Projection dans le plan transverse des trajectoires possibles pour un *UCN* d'énergie définie

<sup>1</sup> Sous-entendu, 1 % du incident total flux – nombre total de neutrons émis par la source – doit être piégé et sous-critique.



Nous raisonnerons par la suite sur la criticité des neutrons, en se basant soit sur la seule considération énergétique, soit sur le couple énergie-moment cinétique. La figure [Fig. 2.6] illustre la différence entre les deux définitions des barrières : le tracé de gauche montre les isopotentielles calculées à l'aide de *Mathematica* et du *plugin Radia* pour le calcul du champ magnétique, selon la formule décrite par l'équation [Eq. 2.1]. Les paramètres choisis sont un champ de bobine inférieure maximal (1,73 T, soit un courant de 300 A) et 300 mT pour la bobine intermédiaire. Le tracé de droite expose les mêmes isopotentielles calculées cette fois-ci pour des neutrons de moment cinétique axial égal à  $14,5 \cdot 10^{-16} \text{ kg}^{1/2} \cdot \text{neV}^{1/2} \cdot \text{m}$ . Il montre ainsi que la zone centrale devient inaccessible à ces neutrons. Le calcul du potentiel est défini par :

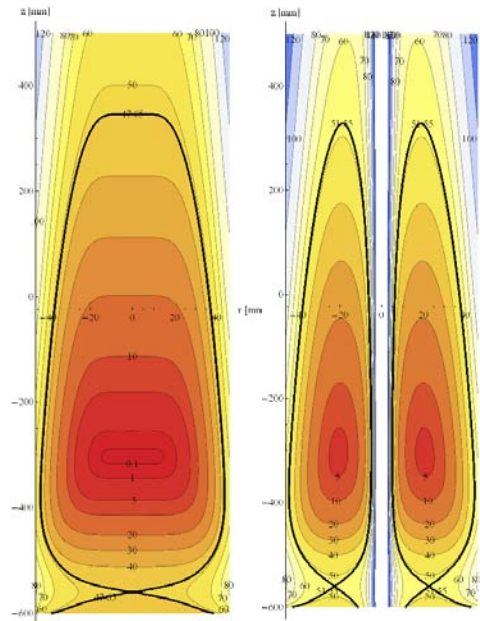


Figure 2.6 : Isopotentielles de piégeage des UCN pour différentes valeurs de moment cinétique axial

$$E_{pot}(r, z) = B(r) \cdot 60,3 \text{ neV} \cdot T^{-1} + e_z \times z \cdot 102 \text{ neV} \cdot \text{m}^{-1} + \frac{L_z^2}{2mr^2}, \quad (\text{Éq. 2.3})$$

l'ensemble des termes ayant été définis précédemment. L'étude de l'évolution de la barrière de potentiel en fonction du moment cinétique [Fig. 2.7] atteste que celle-ci suit presque parfaitement une loi polynomiale d'ordre deux.

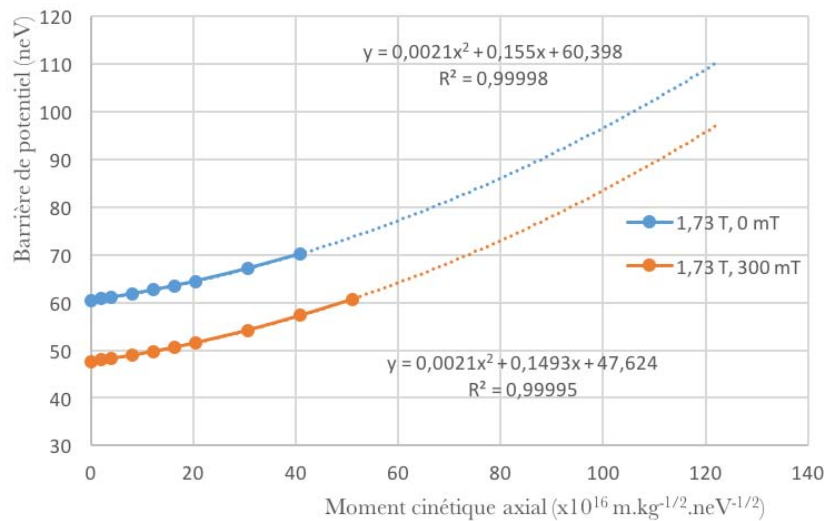


Figure 2.7 : Évolution de la barrière de potentiel en fonction du moment cinétique axial

Les courbes ne s'échelonnent pas sur la même gamme de moment cinétique car, au-delà d'une certaine valeur, la barrière de potentiel n'est plus « intérieure » au tube expérimental, c'est-à-dire que les neutrons peuvent éventuellement toucher ce dernier, alors que le bas du piège lui est fermé magnétiquement. Autrement dit, le contour dessiné en noir sur la figure [Fig. 2.3] s'étale au-delà d'un rayon de 45,8 mm. Le piège n'est alors plus « magnétique » dans ces zones, mais bien matériel pour certains neutrons.

Grâce à ces courbes et aux simulations, on est en mesure de déterminer une nouvelle proportion de neutrons sur-critiques dans le piège. Toutefois, il faut être vigilant à la signification de cette nouvelle barrière en énergie. À chaque  $UCN$  simulé correspondent une énergie totale et un moment cinétique. Si ce moment cinétique est inférieur à la valeur limite explicitée sur la figure [Fig. 2.4] (respectivement  $42.10^{-16}$  et  $51,1.10^{-16} \text{ kg}^{1/2}.\text{neV}^{1/2}.\text{m}$  pour  $0$  et  $300 \text{ mT}$ ), alors la barrière de piégeage est bien celle calculée grâce à l'équation [Eq. 2.3]. S'il est supérieur, alors on applique les valeurs limites obtenues et explicitées sur les courbes du graphique précédent (respectivement  $70,3 \text{ neV}$  et  $60,7 \text{ neV}$  pour  $0$  et  $300 \text{ mT}$ ). En tenant compte de cette nouvelle définition, la proportion de sous-critiques dix secondes après le *ramping* devient égale à  $55,9 \%$  à  $300 \text{ mT}$  et à  $58,0 \%$  à  $0 \text{ mT}$ , ce qui représente tout de même une augmentation de  $40 \%$ .

Il est encore possible d'améliorer la définition précédente en portant notre réflexion sur la typologie des trajectoires à proprement parler. En effet, la barrière en énergie définie par l'équation [Éq. 2.3] reste vraie pour certains neutrons même si leur moment cinétique est supérieur à la limite fixée par le graphique [Fig. 2.7]. En effet, pour une énergie totale et un moment cinétique axial donnés est associé un rayon maximal de trajectoire possible. En considérant qu'un stockage de vingt-cinq secondes soit suffisant pour que ce rayon maximal soit atteint<sup>1</sup>, cela garantit que l' $UCN$  ne touchera jamais les parois radiales du piège, dès lors qu'il est inférieur au rayon intérieur du tube. La proportion de neutrons qualifiés de sous-critiques grâce à cette nouvelle définition augmente alors de  $10 \%$  comparativement à la précédente (voir [Tab. 2.1]).

La fraction d' $UCN$  sur-critiques restant piégés dans HOPE oscille donc entre  $30$  à  $40 \%$  selon le champ généré par la bobine intermédiaire. Il est néanmoins possible de distinguer deux types de neutrons sur-critiques :

- ceux dont le rayon maximal de trajectoire est inférieur au rayon du tube expérimental (environ  $30 \%$ , *catégorie 1*),
- ceux qui ont un couple énergie - moment cinétique susceptible de leur faire toucher les parois du piège (environ  $70 \%$ , *catégorie 2*).

Les premiers ne peuvent quitter le piège que par le bas, en franchissant la barrière de potentiel, alors que les seconds peuvent être facilement absorbés par un dépôt apposé sur la paroi du tube expérimental et dont la section efficace de capture neutronique est élevée. L'essentiel du problème lié aux  $UCN$  sur-critiques et à l'erreur systématique induite sur la mesure du temps de vie réside donc dans la suppression de la première catégorie de neutrons sur-critiques, représentant au final environ  $10 \%$  des neutrons piégés dans HOPE. Le tableau ci-dessous récapitule l'ensemble des résultats présentés dans cette partie.

---

<sup>1</sup> Hypothèse justifiée dans la mesure où le temps moyen pour atteindre ce rayon est de moins d'une seconde. En outre, ce rayon maximal est nécessairement atteint – si le neutron survit assez longtemps – à la hauteur maximale qu'il peut atteindre, car le gradient de champ magnétique y est minimal.

Tableau 2.1 : Récapitulatif des résultats de simulation sur le piégeage des *UCN* dans *HOPE*

<i>0 mT</i>	<i>Piégés</i>	<i>Sous-crit. (Énergie)</i>	<i>Sous-crit. (Énergie-<math>L_z</math>)</i>	<i>Sous-crit. (Énergie-<math>L_z-r_{max}</math>)</i>	<i>Sur-crit. (Cat. 1)</i>	<i>Sur-crit. (Cat. 2)</i>
<i>0 s</i>	4,9	32,2	40,1	45,1	23,1	31,8
<i>5 s</i>	3,7	42,5	53,2	59,6	11,4	28,9
<i>10 s</i>	3,4	46,2	58,0	64,9	11,5	23,5
<i>15 s</i>	3,2	48,3	60,5	67,9	11,9	20,1
<i>20 s</i>	3,1	49,4	61,9	69,6	12,0	18,4
<i>25 s</i>	3,1	50,2	62,9	70,6	12,2	17,3
<i>300 mT</i>	<i>Piégés</i>	<i>Sous-crit. (Énergie)</i>	<i>Sous-crit. (Énergie-<math>L_z</math>)</i>	<i>Sous-crit. (Énergie-<math>L_z-r_{max}</math>)</i>	<i>Sur-crit. (Cat. 1)</i>	<i>Sur-crit. (Cat. 2)</i>
<i>0 s</i>	4,3	25,7	36,1	40,6	25,7	28,4
<i>5 s</i>	3,0	35,9	50,4	56,4	12,1	26,7
<i>10 s</i>	2,7	39,8	55,9	62,6	12,6	20,2
<i>15 s</i>	2,6	41,8	58,2	65,5	13,2	17,2
<i>20 s</i>	2,5	42,9	59,9	67,2	13,4	15,8
<i>25 s</i>	2,5	43,4	60,8	68,1	13,5	14,6

Le nombre de neutrons piégés est donné en pourcentage du nombre de neutrons générés en sortie d'extraction. Le nombre de sous- et sur-critiques est donné en pourcentage du nombre de neutrons piégés. Le nombre de sur-critiques (Cat. 1 et Cat. 2) est donné en considérant la définition de la criticité tenant compte du rayon maximal de trajectoire et/ou du moment cinétique.

La proportion de neutrons sur-critiques dans le piège, indépendamment de la définition retenue, reste élevée. Il convient donc de les supprimer grâce à un système de « nettoyage » du spectre, déjà mis en œuvre lors des mesures de 2014 [34]. Il faut néanmoins se rappeler que toute introduction d'un élément extérieur pouvant modifier le moment cinétique axial nécessite de revenir à la définition initiale de la criticité d'un *UCN* vis-à-vis du piège, et donc réduit considérablement le nombre de neutrons sous-critiques. Ainsi, l'insertion dans *HOPE* d'un piston diffusif n'est peut-être pas si bénéfique qu'il n'y paraît. L'insertion d'un absorber par le haut pourrait éventuellement suffire à la suppression des neutrons sur-critiques sans que ne soit affecté le moment cinétique des autres *UCN*, à condition de l'insérer pendant une durée suffisamment longue et d'adopter une géométrie compatible avec les couples énergie-moment cinétique à éliminer (discernables

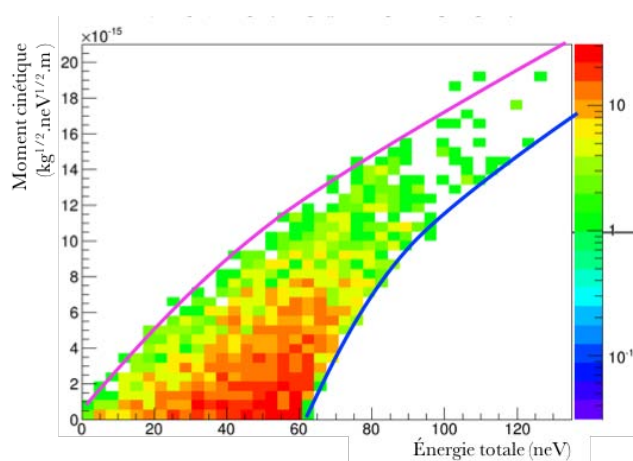


Figure 2.8 : Distribution des neutrons piégés et sous-critiques en fonction de leur énergie et de leur moment cinétique axial

La courbe rose symbolise le moment cinétique maximal pour chaque énergie (la projection dans le plan transverse de la trajectoire du neutron au sein du piège est alors un cercle). La courbe bleue est régie par l'équation explicitée sur la figure [Fig. 2.7].

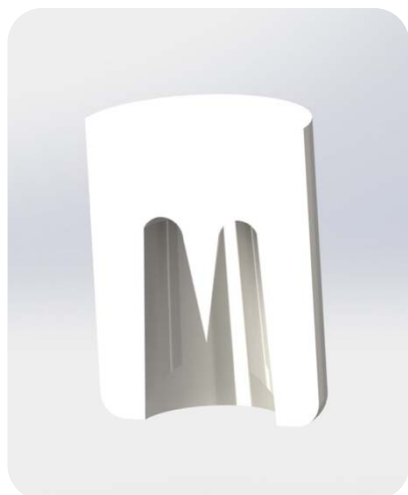


Figure 2.9 : Géométrie de l'absorbeur envisageable pour supprimer les neutrons sur-critiques piégés dans HOPE

sur la figure [Fig. 2.8] comme étant les couples de valeurs localisés sous la courbe bleue). La forme d'un tel absorbeur serait telle qu'exposée sur la vue en coupe [Fig 2.9] ; la paroi extérieure de la cavité intérieure correspond au contour de l'isopotentielle pour une énergie égale à l'énergie de la barrière de criticité sans prise en compte du moment cinétique. La partie centrale, en forme de pointe, correspond au rayon minimal admissible d'une trajectoire elliptique pour un moment cinétique donné. L'altitude de ces rayons est quant à elle définie par l'énergie totale. Les équations exactes des courbes pilotant cette forme peuvent être calculées à l'aide de *Radia* ; à droite de la figure [Fig. 2.5], on distingue d'ailleurs très distinctement le rayon minimal d'une trajectoire elliptique que peut avoir un *UCN* dont le moment cinétique est de  $14,5 \cdot 10^{-16} \text{ kg}^{1/2} \cdot \text{neV}^{1/2} \cdot \text{m}$ . Il est symbolisé par la zone centrale blanche et vaut environ  $2,5 \text{ mm}$ .

Cette solution est particulièrement intéressante car elle permettrait d'éviter l'insertion d'un piston dont les effets sur le spectre sont mal connus et maximiserait par la même occasion le nombre d'*UCN* sous-critiques exploitables. Néanmoins, elle s'avère impossible à mettre en œuvre pour le mode *counting-the-dead* dans la mesure où une telle géométrie obstrue complètement le tube intérieur et empêche l'extraction des produits de décroissance vers le détecteur. Le paragraphe suivant propose donc des améliorations du système de nettoyage sans tenir compte des réflexions menées sur le moment cinétique des particules, revenant ainsi à la première définition donnée pour les neutrons sur-critiques.

### 2.3.2 Réflexion sur un système de nettoyage amélioré

#### Nettoyage « matériel »

La procédure et le système de nettoyage de HOPE sont évoqués dans la section [2.1.3] et de manière plus détaillée dans la référence [34]. Si la forme de l'absorbeur semble la plus adaptée, le choix de la géométrie et du matériau du piston reste plus discutable. Il n'est pas assuré que le recours à un matériau à potentiel de Fermi élevé soit la meilleure option. En effet, le piège magnétique ne permet dans tous les cas de ne piéger que des neutrons de faible énergie. À quoi bon alors s'encombrer de neutrons qui pourraient être piégés tout en restant sur-critiques ? Le même raisonnement peut être tenu pour les guides d'acheminement vers l'expérience. Il semble donc plus pertinent de choisir un matériau dont le potentiel de Fermi est le plus bas possible : il doit être au moins supérieur à la somme de l'énergie de barrière potentielle de la zone de piégeage. Recouvrir le piston de graisse *fomblin*, par exemple, dont le potentiel est de  $110 \text{ neV}$ , pourrait être intéressant. Une seconde amélioration réside probablement dans la géométrie du piston qui, pour le moment, se résume à un simple cylindre plein. D'une part, une surface perpendiculaire à l'axe du piège

est la géométrie qui perturbe le moins les trajectoires stables des neutrons piégés. D'autre part, l'effet de « réchauffement » du spectre par effet Doppler est maximal, ce qui probablement conduit à une perte importante de neutrons potentiellement sous-critiques.

La figure [Fig. 2.10] propose plusieurs géométries dont l'efficacité serait sûrement meilleure. La première consiste à insérer une longue « plaque » d'une largeur équivalente au rayon du tube expérimental. Ainsi, la totalité des trajectoires stables pouvant exister dans le piège serait interceptée. Cette solution est toutefois un peu plus difficile à mettre en œuvre car elle nécessite la modification de certaines pièces de *HOPE*, notamment le réceptacle sous le « *switch détecteur* » [10 @ Fig. 2.1], ainsi qu'un plus grand débattement de la tige d'actionnement. La seconde propose une surface conique ou sphérique qui permet, lorsque le piston est en position rasante pendant le remplissage de l'expérience [Sec. 2.1.3], d'améliorer le transport des neutrons vers le tube expérimental. Cette géométrie augmente potentiellement la densité de neutrons piégés, et la modification de la direction du vecteur vitesse des neutrons dans le piège est un autre argument en faveur de celle-ci. Effectivement, par opposition au piston utilisé jusqu'alors, cette géométrie augmente en moyenne la composante axiale du vecteur vitesse des neutrons dans le piège. L'intérêt réside dans la réduction du nombre de neutrons ayant un moment cinétique dont la composante axiale est élevée. La probabilité qu'un neutron sur-critique explore la zone où il peut s'échapper (située autour de l'axe) est ainsi plus importante. La troisième géométrie est simplement la combinaison des deux précédentes qui, *a priori*, combine également leurs avantages.

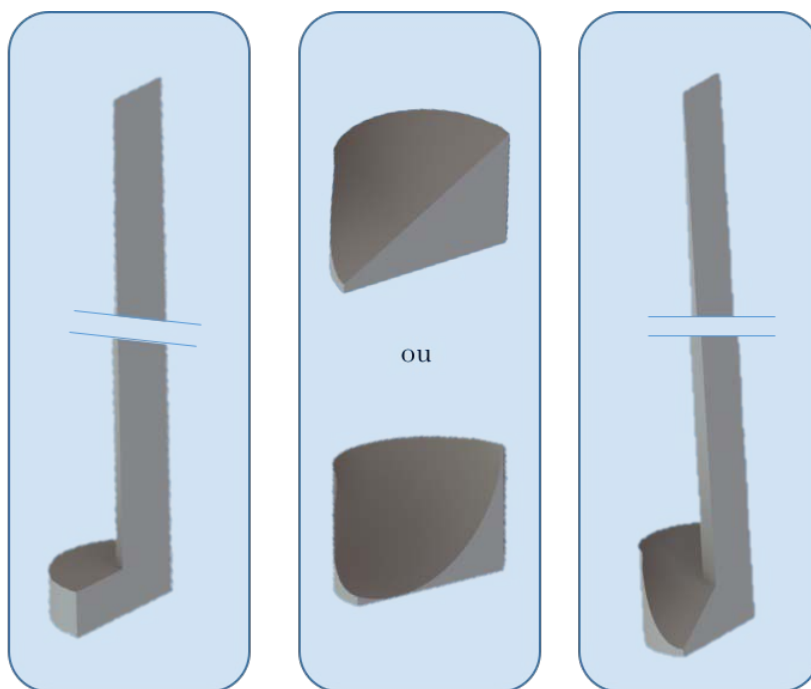


Figure 2.10 : Géométries de piston envisageables pour améliorer le spectre des *UCN* piégés

Nettoyage « magnétique »

Au-delà de l'aspect matériel du piston, j'ai également réfléchi à des solutions de nettoyage du spectre de manière magnétique. Les trajectoires stables qu'ont certains neutrons sur-critiques sont en partie liées à l'axi-symétrie du piège. Afin de perturber ces trajectoires, il est tout à fait envisageable d'introduire des aimants permanents, fixés sur le piston, afin de déformer localement la forme du champ et rompre la symétrie.

Une seconde possibilité consisterait à faire osciller le champ de la bobine inférieure. Ainsi, si le champ augmente (la barrière de potentiel aussi), un neutron se situant proche de la bobine gagne une certaine énergie potentielle magnétique. Quand le champ diminue, le neutron perd éventuellement moins d'énergie qu'il n'en a gagné au cours de la montée, par exemple dans le cas où le neutron se serait éloigné de la bobine. Dans l'éventualité où ce neutron était déjà sur-critique, il l'est d'autant plus après ce processus, et sa probabilité de fuite du piège pendant le nettoyage est alors plus élevée. L'inverse est également vrai, à savoir qu'il peut perdre plus d'énergie qu'il n'en gagne à la montée, ce qui éventuellement le ferait passer dans le domaine critique. Les mêmes conclusions sont valables pour des neutrons sous-critiques qui pourraient devenir soit sur-critiques, soit changer d'énergie tout en restant dans la gamme des sous-critiques.

L'ensemble du raisonnement porte à croire qu'en moyenne, le spectre de neutrons ne changerait pas et que la population diminuerait (par la création de sur-critiques capables de s'échapper), et ce, même pour des neutrons initialement sous-critiques. Cependant, cela n'est pas nécessairement vrai dans la mesure où les neutrons sur-critiques ont une probabilité plus importante – par rapport aux sous-critiques – de se trouver proche de la bobine dans le bas du piège et donc de ressentir les variations de champ de manière plus intense. Il est donc possible que l'effet moyen du processus soit positif et que cela contribue à diminuer cette fraction de neutrons indésirables. Analytiquement, il est assez complexe de calculer la résultante de cette procédure et une simulation Monte-Carlo semble plus à même de répondre aux interrogations soulevées. Ces simulations sont précisément en cours de réalisation pour déterminer si la procédure possède un quelconque intérêt ou si au contraire elle induit une perte de neutrons sans diminuer la fraction de neutrons sur-critiques.

Un raisonnement similaire pourrait être tenu pour le champ de confinement radial puisque les neutrons sur-critiques sont potentiellement plus proches des bords du tube expérimental que ne le sont les sous-critiques. L'intérêt aurait alors été de ne pas changer l'énergie de barrière au cours de l'oscillation, celle-ci étant définie par le champ de la bobine inférieure. Malheureusement, l'octupôle de *HOPE* est réalisé à l'aide d'aimants permanents ; il est donc impossible de faire varier le champ magnétique radial. Cela aurait pu être différent si ce même octupôle avait été constitué de bobines supraconductrices.

### 2.3.3 Comparaison des méthodes de mesures

La mesure du temps de vie du neutron au travers de l'expérience *HOPE* peut s'effectuer soit en mode *Fill & Empty*, soit avec le détecteur de produits de décroissance – les électrons dans le cas présent – ou éventuellement en combinant les deux méthodes. L'objectif de cette dernière partie est principalement de décrire les avantages du détecteur : pour cela on s'appuiera en partie sur les résultats présentés à la fin du chapitre suivant.

#### Erreur statistique

En mode *Fill & Empty* et en utilisant *SUN2* (revêtement du volume de conversion en béryllium) comme source d'*UCN*, une erreur statistique d'une seconde, associée à la mesure du temps de vie du neutron avec *HOPE*, peut être atteinte en cinquante jours de prise de données [34]. On considère donc ici que 4500 *UCN* sont piégés par remplissage<sup>1</sup>. En utilisant un détecteur d'électrons, cette erreur pourrait éventuellement être atteinte plus rapidement ; tout dépend de l'efficacité de détection des électrons. Des simulations Monte-Carlo permettent d'évaluer le nombre d'électrons détectés nécessaires pour une erreur statistique d'une seconde, à savoir environ  $9,0.10^5 e^-$  (pour un temps de stockage de 1600 s). 3600 neutrons sont supposés piégés à chaque remplissage. Cette valeur est inférieure à celle du *Fill & Empty* car l'activation de la bobine intermédiaire, nécessaire au guidage des électrons vers le détecteur, réduit la barrière de potentiel de piégeage. La différence du nombre d'*UCN* piégés est déterminée grâce aux calculs effectués dans la référence [19]. En supposant également que :

- le temps de stockage choisi est de 1600 s,
- la durée entre deux remplissages est de 45 min,
- l'efficacité de détection des électrons est de 34 % (cas le plus défavorable) [Sec. 3.3.1],

la durée nécessaire pour la prise de données est d'environ 27 jours, une durée bien moindre que pour la première méthode. C'est le premier avantage d'une mesure avec le détecteur d'électrons.

#### Erreurs systématiques

Quelle que soit la méthode, la mesure du temps de vie est sujette aux erreurs systématiques liées aux pertes par dépolarisation des neutrons et par collision avec le gaz résiduel, et à la présence de neutrons sur-critiques dans le piège. Pour les deux premiers types de pertes, les erreurs associées sont négligeables, et qui plus est, ne dépendent pas de

---

<sup>1</sup> En réalité, de nouvelles simulations [52] ont montré que l'utilisation de *SUN2* avec un revêtement de graisse *Fomblin* permettrait une nette amélioration du nombre de neutrons piégés – 20000/cycle. La fraction de sur-critiques associée serait également fortement réduite, à une valeur inférieure à un pour mille sans phase de « nettoyage ».

la méthode de mesure. L'erreur associée aux neutrons sur-critiques dépend quant à elle de la méthode ; là encore, la mesure avec le détecteur s'avère plus performante.

Dans le fonctionnement en mode *Fill & Empty*, la mesure s'effectue grâce au comptage du nombre de neutrons survivants. En faisant abstraction des pertes par dépolarisation et collision, ce nombre est égal à :

$$N_{surv} = N_{0,sous-crit} e^{-t/\tau_\beta} + N_{0,sur-crit} e^{-t/\tau_s}, \quad \frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_\beta} + \frac{1}{\tau_f}. \quad (\text{Éq 2.4})$$

$N_{0,sous-crit}$  et  $N_{0,sur-crit}$  désignent les nombres de neutrons initiaux sous-critiques et sur-critiques,  $\tau_\beta$  et  $\tau_f$  désignent respectivement le temps de vie moyen du neutron et la constante de temps moyenne liée aux fuites de neutrons du piège et  $t$  est la durée de stockage. Si la fraction de neutrons sur-critiques est non-nulle, le nombre de survivants ne dépend plus uniquement de la constante  $\tau_\beta$ . L'erreur systématique est d'autant plus importante que  $N_{0,sur-crit}$  est grand.

Considérons maintenant la méthode utilisant le détecteur ; elle consiste à détecter les électrons émis par décroissance et à enregistrer l'instant auquel parvient chaque électron au détecteur. Il existe alors deux possibilités d'exploiter les données. La première consiste à mesurer le taux d'émission d'électrons de la population de neutrons. En considérant une efficacité de détection de 100 %, l'expérimentateur est en mesure de reconstruire la courbe pilotée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_{e-det}}{dt} = \frac{1}{\tau_\beta} N_{0,sous-crit} e^{-t/\tau_\beta} + \frac{1}{\tau_\beta} N_{0,sur-crit} e^{-t/\tau_s}. \quad (\text{Éq 2.5})$$

L'émittance d'électrons est la même pour les deux populations et la courbe associée est donc sensiblement identique à celle du *Fill & Empty* à un facteur multiplicatif près.

Une autre solution consiste à étudier non plus le taux de comptage, mais la population d'électrons collectée au fil du temps de stockage et décrite, sur un intervalle de temps  $t$  avec une efficacité de détection de 100 %, par l'équation :

$$N_{e-det} = N_{0,sous-crit} (1 - e^{-t/\tau_\beta}) + \frac{\tau_s}{\tau_\beta} N_{0,sur-crit} (1 - e^{-t/\tau_s}). \quad (\text{Éq 2.6})$$

Dès lors, on peut comparer les deux modes de mesure en termes de pertes intervenant sur un même intervalle de temps  $[0,t]$ . La contribution relative de la population sur-critique par rapport à la population sous-critique représente donc :

$$r = \frac{(1 - e^{-t/\tau_\beta})}{(1 - e^{-t/\tau_s})}, \quad (\text{Éq 2.7})$$

pour la méthode *Fill & Empty* – ici deux points de mesure, à 0 et à  $t$ , ont été pris – et :



$$r = \frac{\tau_s (1 - e^{-t/\tau_\beta})}{\tau_\beta (1 - e^{-t/\tau_s})}, \quad (\text{Éq. 2.8})$$

pour la méthode *counting-the-dead*. Le ratio de ces contributions relatives valant  $\tau_s/\tau_\beta < 1$  montre que sur un même intervalle temporel, le nombre de pertes comptabilisées provenant de neutrons sur-critiques est plus grand pour le *Fill & Empty*, ce qui génère une plus grande erreur systématique.

On peut reprocher à cette comparaison le fait qu'elle ne tienne pas compte de la statistique associée à chaque mesure. En effet, quelle que soit la méthode, on peut choisir un intervalle de temps qui permet de diminuer l'erreur systématique au détriment de l'erreur statistique. Autrement dit, pour le *Fill & Empty*, on peut choisir de n'effectuer des mesures que pour des temps de stockage longs, ce qui a pour effet d'étudier une proportion de sur-critiques artificiellement réduite et donc de limiter l'erreur systématique. Bien sûr dans ce cas, le nombre de neutrons survivants comptés est bien moindre que dans le cas où l'on réalise la mesure avec des temps de stockage courts, ce qui nécessite un grand nombre de prises de données pour atteindre la même erreur statistique. De la même manière, pour le mode *counting-the-dead*, on est en mesure de privilégier l'erreur systématique par une perte volontaire d'informations (et donc de statistiques) :

- soit en traçant la courbe décrite par l'équation [Éq. 2.6] en fonction du temps pour différentes valeurs de temps de stockage,
- soit en sélectionnant judicieusement l'intervalle de temps sur lequel est extrait la valeur du temps de vie du neutron à partir de la courbe pilotée par l'équation [Éq. 2.5].

Néanmoins, le paragraphe précédent démontre que la méthode utilisant le détecteur disposait d'un large avantage du point de vue statistique. Cela nous amène à la conclusion que quels que soient les points de mesures choisis pour la méthode *Fill & Empty*, il existe nécessairement pour la méthode *counting-the-dead* un intervalle de mesure où l'erreur systématique est moins importante qu'avec la méthode *Fill & Empty*, à erreur statistique égale. Pour s'en convaincre, les exemples ci-dessous définissent plusieurs schémas de mesure qui justifient les conclusions précitées. Tous les exemples présentés ci-dessous considèrent une population initiale dans le piège de 1000 neutrons sous-critiques de constante de décroissance valant 880 s et 10 neutrons sur-critiques (1%) ayant tous une constante de décroissance valant  $\tau_s = 300$  s. Ces nombres de neutrons ne sont, *a priori*, pas représentatifs de ce que sera la réalité de l'expérience HOPE couplée à SUN2, mais servent de base à la réflexion. De plus, afin d'avoir une erreur statistique comparable, on souhaite mesurer pour chaque mode de mesure  $10^6$  neutrons ou électrons selon le cas.

#### Cas d'étude *Fill & Empty* :

Pour la méthode *Fill & Empty*, quatre points de mesure sont choisis arbitrairement selon un schéma comparable à certains schémas décrits dans la référence [34].

Tableau 2.2 : Étude de cas *Fill & Empty*

Mesure n°	Nombre de répétitions	Temps de stockage (s)	Nombre de survivants théoriques	Nombre de survivants réellement comptés
1	1	103,65	888,89	895,97
2	2	713,62	444,44	445,37
3	4	1323,59	222,22	222,34
4	8	1933,56	111,11	111,13

Les points de mesure ont été choisis de sorte que le nombre de neutrons comptés soit théoriquement – c'est-à-dire dans le cas où la population de neutrons soit exclusivement sous-critique – deux fois inférieur à celui relevé pour le temps de stockage précédent. Par ailleurs, chaque mesure est répétée un certain nombre de fois par rapport aux autres de sorte que chaque point de la courbe ait le même poids statistique d'un point de vue expérimental. Dans cette configuration, le temps total d'expérience est d'environ 72,58 jours (10<sup>6</sup> neutrons comptés). Le nombre de neutrons réellement détectés est calculé par l'équation [Éq. 2.4] ; s'agissant de valeurs « vraies », une erreur statistique nulle est associée à chaque point de mesure. C'est donc sur ces valeurs qu'est ajustée une courbe exponentielle décroissante du type :

$$N_{surv} = N_0 e^{-t/\tau_{\beta,FE}} . \quad (\text{Éq 2.9})$$

Cet ajustement donne une valeur du temps de vie calculé pour la méthode *Fill & Empty* de :

$$\tau_{\beta,FE} = 874,756 \text{ s} . \quad (\text{Éq 2.10})$$

Le biais constaté par rapport à la valeur théorique de 880 s représente l'erreur purement systématique de cette mesure, erreur de 5,244 s. Encore une fois, précisons que cette erreur systématique correspond à une fraction de sur-critiques d'un pourcent, et n'est valable que pour ce jeu précis de points de mesure ; en choisissant des temps de stockage plus longs, l'erreur systématique aurait été moins grande, mais cela aurait conduit à un temps total de mesure bien plus important.

#### Cas d'étude counting-the-dead n°1:

De la même manière que pour le cas précédent, quatre points de mesure sont choisis (les mêmes) et chaque mesure est répétée de sorte que la précision statistique de chaque point soit la même<sup>1</sup>. Ici, on choisit donc d'étudier la courbe décrite par [Éq. 2.6].

---

<sup>1</sup> On peut noter ici, que les méthodes *Fill & Empty* et *counting-the-dead n°1* peuvent éventuellement être réalisées simultanément, ce qui est très intéressant pour croiser les résultats expérimentaux. En revanche, il est difficile d'utiliser un schéma de mesure optimal pour les deux à la fois.

Tableau 2.3 : Étude de cas *counting-the-dead* n°1

Mesure n°	Nombre de répétitions	Temps de stockage	Nombre d'électrons théoriques	Nombre d'électrons réellement comptés
1	8	103,65	111,11	112,11
2	1,600	713,62	555,56	558,65
3	1,142	1323,59	777,78	781,15
4	1	1933,56	888,89	892,29

La durée totale de la réalisation des mesures est bien inférieure dans cette situation, même en prenant en compte l'efficacité du détecteur ( $\epsilon_{\text{moy}} \sim 45\%$  [Sec. 3.3.1]) puisqu'elle avoisine les *39,19 jours*. La raison vient du fait que les mesures les plus longues nécessitent moins de répétitions – et qui plus est, sont les plus intéressantes du point de vue de l'erreur systématique – alors que c'est tout le contraire pour *Fill & Empty*. Par ailleurs, on pourrait réduire cette durée en utilisant la mesure 4 pour réaliser dans le même temps les mesures 1, 2, 3 et 4. Néanmoins, les points de mesure ne seraient alors plus des variables indépendantes ce qui, dans le cadre d'une mesure réelle, compliquerait l'extraction du temps de vie basée sur une réduction du  $\chi^2$ . L'ajustement réalisé sur la courbe du nombre d'électrons effectivement comptés – valeurs calculées par l'équation [Éq. 2.6] – en fonction du temps nous donne une valeur de temps de vie effectif calculé de :

$$\tau_{\beta, \text{ctD1}} = 875,700 \text{ s} . \quad (\text{Éq. 2.11})$$

L'erreur commise est donc de *4,3 s*, erreur qui est bien inférieure à celle obtenue avec le mode *Fill & Empty*. La différence observée est due au terme  $\tau_s/\tau_\beta$  qui n'apparaît que dans l'une des équations. Compte tenu de la durée totale de l'expérience bien plus faible, on pourrait également décider de prendre des valeurs de temps de stockage plus grandes pour diminuer l'erreur systématique, au détriment de l'erreur statistique.

#### Cas d'étude *counting-the-dead* n°2:

Comme mentionné précédemment, il est également possible de travailler avec la courbe associée à l'équation [Éq. 2.5], c'est d'ailleurs la prise de mesure la plus commune. Considérons de nouveau une efficacité de détection de *45%*. En prenant pour temps maximal de mesure la même valeur que dans les deux cas précédents (*1933 s*), le temps total de l'expérience serait alors de *55,9 jours*. Cet intervalle de temps n'est pas nécessairement optimal d'un point de vue statistique pour cette méthode de mesure, mais permet d'avoir une référence fixe pour la comparaison. On peut alors tracer la courbe du taux de comptage d'électrons par seconde en fonction du temps et ajuster, sur l'intégralité de la fenêtre temporelle, une exponentielle décroissante du type :

$$N_{\text{surv}} = \frac{N_0}{\tau_{\beta, \text{ctD2}}} e^{-t/\tau_{\beta, \text{ctD2}}} . \quad (\text{Éq. 2.12})$$

La valeur du temps de vie calculé pour cette méthode est de :

$$\tau_{\beta,ctD2} = 874,802 \text{ s.} \quad (\text{Éq 2.13})$$

L'erreur par rapport au temps de vie théorique ( $5,198 \text{ s}$ ) est moins grande que pour le *Fill & Empty*. Pourtant, l'équation de la courbe décrite par ces données est la même que pour le *Fill & Empty* à un facteur multiplicatif près. La différence de biais constatée ne vient donc pas d'une « moindre sensibilité » aux neutrons sur-critiques comme c'est le cas pour la méthode précédente mais provient du fait qu'en moyenne, sur cet intervalle de temps précis, on « observe » une proportion moins importante de neutrons sur-critiques, ce qui fausse moins la valeur attendue. En outre, la meilleure performance statistique de cette méthode est conservée.

Il est également possible de sacrifier certaines données (donc de la statistique) afin de diminuer l'erreur systématique. Ainsi, si l'on se fixe le même objectif qu'avec le *Fill & Empty* pour la durée de réalisation de l'expérience ( $72,58 \text{ jours}$ ), on peut alors réaliser l'ajustement de la courbe uniquement sur l'intervalle  $[200,5 \text{ s} ; 1933 \text{ s}]$ , qui nous donne alors une valeur de temps de vie plus proche de la valeur visée :

$$\tau_{\beta,ctD2} = 876,491 \text{ s.} \quad (\text{Éq 2.14})$$

#### Bilan sur la comparaison des méthodes :

Il semble désormais assez clair que les méthodes de mesure utilisant le détecteur d'électrons sont, ou peuvent être, plus performantes vis-à-vis de l'erreur systématique. Cependant la seule vraie comparaison entre la méthode *Fill & Empty* et *counting-the-dead* qu'il est possible de réaliser, ou en tout cas la plus aisée, est celle s'intéressant à la population d'électrons récoltée, puisque l'on peut choisir d'étudier les mêmes points de mesure. En revanche, faire une comparaison avec la méthode *counting-the-dead* utilisant les données associées au taux de comptage est complexe, car les paramètres du schéma de mesure sont complètement différents de ceux du *Fill & Empty*.

Ce qu'il faut retenir, c'est d'une part, que la méthode *Fill & Empty*, à erreur statistique égale et pour des mesures expérimentalement réalisables, est moins performante d'un point de vue systématique que les méthodes *counting-the-dead*. En effet, pour ces dernières on peut systématiquement trouver un schéma de mesure plus favorable, tout en restant plus performant – ou, *a minima*, aussi performant – vis-à-vis de l'erreur statistique. D'autre part, il semble également plus intéressant d'utiliser la méthode *counting-the-dead n°1*, dans la mesure où l'établissement de la courbe est plus rapide sur le plan expérimental, (si l'on souhaite que l'erreur statistique associée à chaque point soit la même) et que cette courbe fait apparaître un terme  $\tau_s/\tau_\beta < 1$  qui vient réduire le biais induit par la présence de sur-critiques. À titre personnel, c'est donc cette méthode que je choisirais de mettre en œuvre pour mesurer le temps de vie du neutron. Quoiqu'il en soit, chaque méthode nécessite la définition d'un schéma optimal (et réalisable) de mesure qui diffère pour chacune d'entre elles.

À ces conclusions s'ajoutent une observation émanant des simulations réalisées pour le détecteur d'électrons [Sec. 3.3.1] qui n'a pas été mentionnée jusqu'alors mais qui est aussi à l'avantage de la méthode *counting-the-dead*. En effet, les électrons émis par des neutrons sur-critiques, de par leur position initiale dans le piège, sont moins détectés que ceux émis par les sous-critiques ( $\varepsilon_{ss} = 45,5 \%$  et  $\varepsilon_{sr} = 41,6 \%$ ). Ces valeurs ne sont valables que pour les conditions décrites dans la section [Sec. 3.3.1] mais la relation  $\varepsilon_{ss} > \varepsilon_{sr}$  reste vraie en toute circonstance. Les équations [Éq. 2.5] et [Éq. 2.6] sont donc modifiées comme suit :

$$\frac{dN_{e-det}}{dt} = \frac{\varepsilon_{ss}}{\tau_{\beta}} N_{0,sous-crit} e^{-t/\tau_{\beta}} + \frac{\varepsilon_{sr}}{\tau_{\beta}} N_{0,sur-crit} e^{-t/\tau_s}. \quad (\text{Éq. 2.15})$$

$$N_{e-det} = \varepsilon_{ss} N_{0,sous-crit} (1 - e^{-t/\tau_{\beta}}) + \frac{\tau_s}{\tau_{\beta}} \varepsilon_{sr} N_{0,sur-crit} (1 - e^{-t/\tau_s}). \quad (\text{Éq. 2.16})$$

La population de sur-critiques « visible » est par conséquent moins importante que dans le cas de la méthode *Fill & Empty*, et l'erreur systématique s'en trouve réduite.

## Conclusion

L'expérience *HOPE* a déjà donné des résultats prometteurs en 2014 en utilisant la méthode *Fill & Empty*, qui devront être validés par une mesure de temps de vie en utilisant la source d'*UCNSUN2*. Néanmoins, la présence de neutrons sur-critiques dans le piège reste une source d'erreur systématique importante et des moyens doivent être mis en œuvre pour s'assurer de les éliminer. À ce titre, l'usage d'un détecteur d'électrons au sein de *HOPE* semble être d'un véritable intérêt puisque qu'il est intrinsèquement moins sensible aux neutrons sur-critiques, de même que l'est – ou peut l'être – la méthode de mesure en soi. Le chapitre suivant décrira donc le détecteur développé au cours de cette thèse et spécifiquement conçu pour permettre la mesure du temps de vie du neutron.

## 3 Le détecteur *SECOND*

---

Le détecteur dont il est question dans ce chapitre vise à compter le nombre de décroissances de neutrons piégés à l'intérieur de *HOPE*. Durant cette thèse, j'ai conçu entièrement ce détecteur d'électrons, *SECOND* (acronyme de *Scintillation Electron COUNTER for Neutron Decay*), afin de remplir cette fonction. Ce chapitre est consacré à la description précise des choix de conception retenus en tenant compte des contraintes liées à l'expérience et son environnement, ainsi qu'aux divers procédés utilisés pour l'assemblage et les tests des différents éléments.

### 3.1 Contraintes et dimensionnement

#### 3.1.1 Contraintes liées à l'expérience *HOPE*

La première phase de conception réside dans l'établissement des contraintes auxquelles il faut faire face ou, autrement dit, le cahier des charges à respecter. Il convient en premier lieu de considérer l'emplacement du détecteur à l'intérieur de *HOPE*. L'entrée des *UCN* dans le piège s'effectuant par le bas, le détecteur est nécessairement positionné dans le haut du piège. Grâce à la combinaison des champs magnétiques des aimants permanents et de la bobine supraconductrice du milieu, les électrons évoluent verticalement dans le piège en décrivant des spirales le long d'une « étoile à 8 branches » – conditionnée par les aimants permanents formant un octupôle. Une description plus précise des trajectoires suivies par les électrons est fournie dans la section [Sec. 3.3.1]. Réfléchi par le champ magnétique induit par la bobine inférieure, la plupart des électrons sont extraits vers le haut du piège. L'efficacité d'extraction, bien qu'elle dépende du courant appliqué à la bobine intermédiaire et de l'altitude du détecteur, se situe autour des 60 %. La fraction d'électrons perdue correspond aux électrons qui terminent leur parcours dans le tube délimitant la surface intérieure des aimants du volume de décroissance. De plus, dès lors que l'on quitte la zone d'effet des aimants permanents, c'est-à-dire à la limite supérieure du tube intérieur, les électrons ne sont plus « confinés » et fuient la zone centrale.

En termes de positionnement, ces constatations imposent de placer le détecteur en haut du piège tout en restant dans la zone d'effet des aimants permanents, donc dans le tube intérieur. Ce placement est la cause des principales contraintes techniques à prendre en considération. La conception du détecteur doit en effet tenir compte des forts champs magnétiques (jusqu'à 1,3 T) et nécessite le recours à des matériaux faiblement magnétiques.

L'autre donnée importante est la température à laquelle sera soumis le détecteur. Comme mentionné précédemment, les aimants permanents sont refroidis au diazote liquide pour éviter leur dépolarisation lorsqu'ils sont exposés aux champs magnétiques des bobines supraconductrices. Pour des raisons évidentes d'efficacité, le détecteur devra être aussi large que possible pour capter le maximum d'électrons de désintégration et, par conséquent, sera selon toute vraisemblance en contact avec le tube intérieur. Ce tube ayant la même température que les aimants, soit  $120\text{ K}$ , le détecteur devra donc résister aux contraintes thermiques engendrées. Enfin, le diamètre de  $92\text{ mm}$  du tube intérieur impose un détecteur très compact.

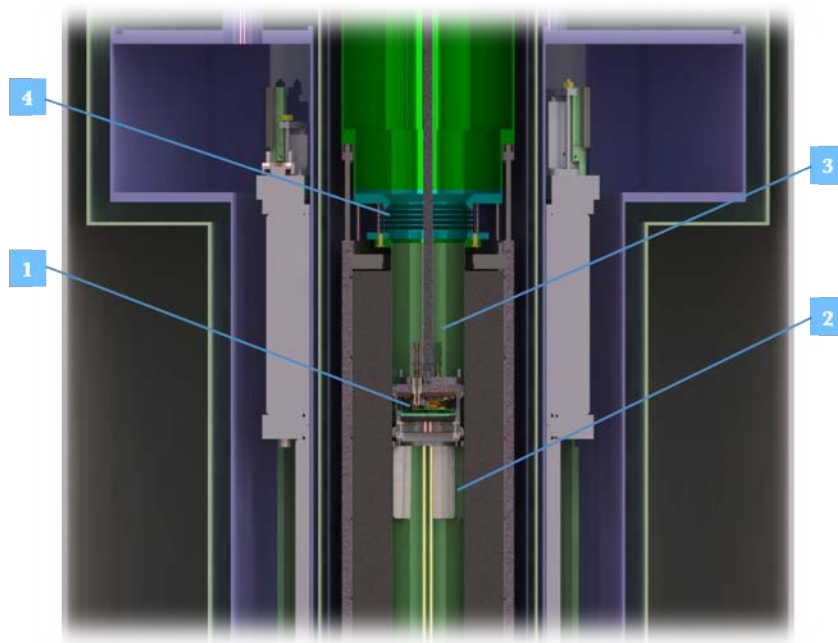


Figure 3.1 : Localisation du détecteur d'électrons dans *HOPE*

(1) : Détecteur, (2) : Absorbeur avec sa nouvelle géométrie conçue pour le passage des électrons fixé au détecteur, (3) : Tige d'actionnement de l'absorbeur, (4) : Soufflet de jonction.

Une mesure utilisant le détecteur d'électrons ne dispense pas pour autant l'utilisateur de devoir supprimer les neutrons sur-critiques dans le piège. Dans le design actuel, l'absorbeur de *HOPE* est inséré par le haut du piège, précisément à l'endroit où le détecteur se situe. Il est donc nécessaire de garder à l'esprit que l'absorbeur doit pouvoir être actionné même en présence du système de détection sans perturber la trajectoire des électrons.

### 3.1.2 Contraintes liées aux radiations extérieures

Dans le cadre d'une mesure avec l'expérience *HOPE* connectée à la source d'*UCN* *SUN2*, on peut espérer piéger à chaque remplissage aux environs de 2000 particules. Compte tenu de la durée de vie du neutron, le taux de décroissance évolue au cours du temps entre quelques hertz et moins d'un hertz. Le taux de comptage attendu par le détecteur est donc extrêmement faible ce qui nécessite la distinction des événements induits

par les autres rayonnements environnants. Les rayonnements dignes d'intérêt sont les suivants : le rayonnement cosmique (on ne tient compte ici que des muons) ainsi que les rayonnements gamma et neutron provenant principalement des guides de neutrons et de la source d'*UCN* situés, dans le cadre d'une expérience, à quelques mètres seulement.

Le rayonnement cosmique « muon » s'avère dans notre cas précis particulièrement problématique : le dépôt d'énergie d'un muon au sein d'un détecteur est comparable à la signature énergétique d'un électron, ce qui le rend la plupart du temps indissociable. Pour rappel, le spectre en énergie des électrons de décroissance est caractérisé par une énergie de coupure située à  $752 \text{ keV}$  et une énergie moyenne d'environ  $250 \text{ keV}$  [Fig. 3.2].

En effectuant un calcul rapide pour un détecteur de  $60 \text{ cm}^2$  (section du tube intérieur de *HOPE*) et en prenant un flux moyen de muons à la surface de la Terre de  $130 \mu.m^{-2}.s^{-1}$ , on obtient une valeur de taux de comptage de  $0,8 \text{ Hz}$ , du même ordre de grandeur que celui attendu pour les électrons de décroissance.

La solution standard pour remédier à ce problème est habituellement l'utilisation d'un « veto muon ». Un « veto muon » est généralement constitué d'un grand scintillateur plastique couplé à un système de lecture de type photomultiplicateur. Ce dispositif est ensuite placé au-dessus du détecteur principal de sorte que les muons qui interagissent dans ce dernier, passent forcément à travers le « veto ». Les événements induisant un signal dans les deux détecteurs sont rejetés par anti-coïncidence.

Alors que l'utilisation d'un « veto » semble être tout indiquée dans le cas de *HOPE*, il s'avère que sa mise en place pour couvrir l'intégralité du détecteur d'électrons est complexe. Dans l'éventualité de mettre un « veto » à l'extérieur de l'expérience, son positionnement devrait nécessairement s'effectuer au-dessus de tous les éléments cryogéniques. Outre l'encombrement engendré pour pouvoir couvrir tout l'angle solide par rapport au détecteur situé plus de deux mètres plus bas, ce sont les opérations lors du fonctionnement de l'expérience, tel que le rechargement en hélium, qui poseraient un problème. L'alternative, *a priori* la plus simple, est de positionner le « veto muon » à l'intérieur de *HOPE* dans l'extension du volume de vide au-dessous du soufflet de jonction [4 @ Fig. 3.1]. Ici, deux inconvénients se dessinent : tout d'abord, l'obligation d'avoir un absorbeur mobile implique d'avoir un « veto » qui présente des zones « percées » permettant le passage de la tige d'actionnement de l'absorbeur. Deuxièmement, l'angle solide ne pourrait être couvert entièrement à cause de la distance séparant le détecteur du « veto ». L'utilisation d'un « veto » ne permettant pas de satisfaire une discrimination efficace des

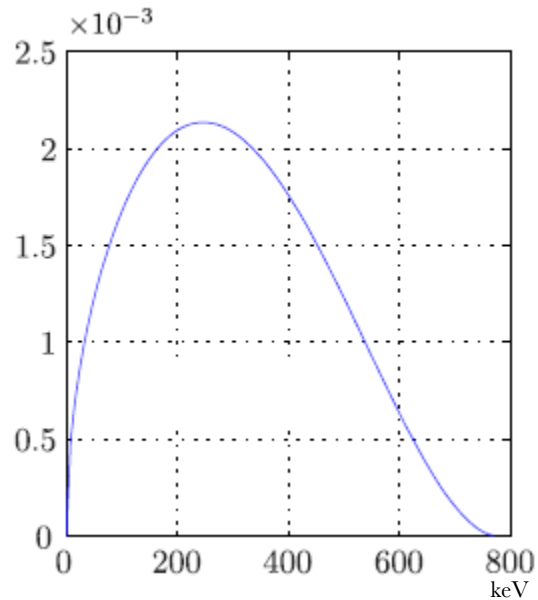


Figure 3.2 : Spectre des électrons bêta émis par décroissance du neutron libre



muons, une autre solution a donc été retenue : la mise en place d'un assemblage de deux scintillateurs couplés au même système de lecture [Sec. 3.2.1].

Les rayonnements gammas et neutrons posent autant de problèmes si l'on imagine la mise en place d'un détecteur solide, type scintillateur plastique. En effet, ces deux types de particules peuvent interagir au sein du scintillateur, lui transférant ainsi une partie de leur énergie pouvant être proche de celle déposée par un électron de décroissance – dans le cas par exemple de diffusions *Compton* avec d'émission d'un électron de recul. En considérant un débit de dose gamma de  $2 \mu Sv.h^{-1}$  à  $1 m$  autour de *SUN2* – valeur typique de débit de dose lorsque la source est en fonctionnement – on peut estimer que le flux de particules est d'environ  $100 \gamma_{(1MeV)}.cm^{-2}.s^{-1}$  [35], soit un flux de particule équivalent à  $1,70 m$  (position du détecteur par rapport à *SUN2*) de  $35 \gamma_{(1MeV)}.cm^{-2}.s^{-1}$ . Rapporté à une surface arbitraire de  $60 cm^2$  d'un détecteur solide et en tenant compte du blindage constitué par *HOPE*, de la probabilité d'interaction au sein du scintillateur et d'un facteur géométrique d'atténuation raisonnable, le taux de comptage vu par le détecteur est vraisemblablement du même ordre de grandeur voire bien supérieur à celui attendu pour les électrons. La sensibilité de la détection à ces interactions a été simulée à l'aide de *GEANT4* [Sec. 3.3.3] et il paraît clair qu'il est nécessaire de discriminer ces rayonnements parasites.

## 3.2 Conception

Compte tenu des contraintes énumérées précédemment, le détecteur a été conçu de sorte à pouvoir discriminer l'ensemble des rayonnements. Pour ce faire, deux étages de détection distincts ont été développés, composés d'une part de scintillateurs plastiques et d'autre part d'un détecteur gazeux. L'objet de cette section est de présenter le fonctionnement général de ces deux étages, ainsi que le rôle des autres pièces du détecteur. Chaque élément sera donc traité séparément. Les choix retenus pour l'assemblage complet et le fonctionnement global du détecteur *SECOND* seront discutés dans une dernière partie.

### 3.2.1 L'étage de détection « solide »

Puisqu'il ne s'agit *a priori* que du comptage des électrons de décroissance, la résolution en énergie du détecteur importe finalement peu, dès lors que la discrimination des autres particules ne repose pas uniquement sur l'énergie déposée. Cette première donnée autorise le choix d'un scintillateur plastique pour absorber l'électron et enregistrer la décroissance correspondante.

#### Choix du système de détection

Le choix d'un scintillateur plastique a plusieurs avantages. Son faible coût permet de couvrir une zone importante du tube intérieur afin d'intercepter le maximum de particules et sa résistance à des températures basses autour de  $120 K$  est assurée. En contrepartie, la difficulté repose principalement sur la lecture des photons de scintillation. Les possibilités en matière de collection du signal ne sont pas très nombreuses. Le choix du

photomultiplicateur, dont la susceptibilité au magnétisme est très importante, a très vite été écarté en raison du champ magnétique intense à l'intérieur de *HOPE*. De plus, son encombrement représente un autre inconvénient à son utilisation. L'alternative consisterait à recourir à des guides de lumière qui assureraient la liaison optique entre le scintillateur situé dans le tube et le photomultiplicateur localisé bien plus haut, hors de la zone d'effet des bobines et des aimants. Cependant la complexité géométrique de cette solution, notamment liée à la présence de l'absorbeur, a encouragé l'utilisation de photomultiplicateurs-silicium, plus communément appelés *Si-PM* (*Silicon-Photomultiplier*). Ces détecteurs silicium, très différents des photomultiplicateurs « classiques », sont constitués d'une multitude de pixels, chaque pixel étant une photodiode à avalanche indépendante (*APD : Avalanche Photodiode*) fonctionnant en mode *Geiger*. Les détails de fonctionnement sont fournis en annexe [Ann. D].

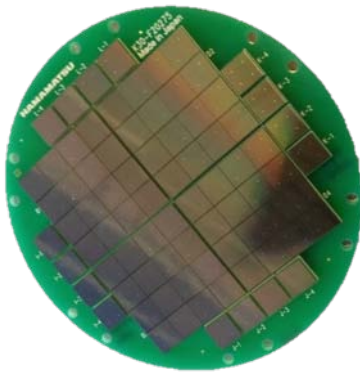


Figure 3.3 : Disposition des 80 MPPC assemblés sur leur circuit imprimé

L'ensemble des capteurs utilisés ont été fabriqués par Hamamatsu. Il est composé de plusieurs matrices de *MPPC* (*Multi-Pixel Photon Counter*, nom commercial des *Si-PM* du fournisseur) pour une surface totale de détection d'environ  $29 \text{ cm}^2$ . Ces capteurs ont l'énorme avantage de ne pas être impactés par la présence d'un champ magnétique et leur encombrement est également minimal. La grande difficulté était d'appréhender leur comportement à basse température. Certaines publications [36] font état de rupture de la fenêtre d'entrée. Finalement, cette crainte a été écartée grâce à plusieurs discussions [37] portant sur d'autres expériences refroidies au diazote liquide et pour lesquelles aucune dégradation n'a été constatée. Des tests préliminaires ont également été conduits afin de s'assurer de la résistance des capteurs.

### Choix des scintillateurs.

Les électrons de décroissance sont très rapidement arrêtés par la matière ; l'épaisseur du scintillateur n'a donc pas besoin d'être très importante. En prenant pour référence les pouvoirs d'arrêt répertoriés par le *NIST* pour l'anthracène [38] – un scintillateur plastique standard – ou en appliquant les formules empiriques pour le calcul du parcours des électrons [Éq. 3.1], le parcours maximal obtenu pour le spectre en énergie considéré est d'environ  $2,2 \text{ mm}$  dans l'anthracène (densité :  $1,25 \text{ g.cm}^{-3}$ ).

$$R_{\beta}[\text{g.cm}^{-2}] = 0,407 \cdot E^{1,38} \quad E < 0,8 \text{ MeV} \quad (\text{Éq 3.1})$$

$$R_{\beta}[\text{g.cm}^{-2}] = 0,542 \cdot E - 0,133 \quad 0,8 \text{ MeV} < E < 3,7 \text{ MeV}$$

Néanmoins, la densité des scintillateurs choisis pour ce détecteur étant plus proche de  $1.0 \text{ g.cm}^{-3}$ , cette valeur est susceptible d'être plus élevée. À titre de borne supérieure, les mêmes calculs effectués avec une densité similaire donnent un parcours de  $2,7 \text{ mm}$ . En outre, les trajectoires des électrons montrent une incidence moyenne par rapport à la surface d'un

scintillateur positionné perpendiculairement à l'axe du piège d'environ  $46^\circ$  [Sec. 3.3.1]. En toute rigueur, cela permet de réduire l'épaisseur nécessaire pour une absorption totale ( $1,7\text{ mm}$ ). Par précaution et dans la mesure où l'incidence sur la collection des photons est tout à fait négligeable, l'épaisseur du scintillateur retenue est de  $3,5\text{ mm}$ . Malheureusement, le fournisseur responsable de l'usinage a commis une erreur ramenant cette valeur à  $3,2\text{ mm}$ . Le matériau sélectionné est un scintillateur de type BC-408 de la marque BICRON® produit par Saint-Gobain [Ann. C]. Comme nous le verrons plus tard, la longueur d'onde pour laquelle l'émission de ce matériau est maximale est particulièrement intéressante puisqu'elle coïncide presque parfaitement avec le maximum d'efficacité des photodiodes utilisées. De plus, elle est très proche de celle du second scintillateur utilisé dans ce détecteur et dont l'utilité sera expliquée dans les lignes qui suivent.

Il a été introduit précédemment que le taux de comptage attendu nécessitait la discrimination des muons. En effet, la perte linéique des muons dans la matière peut être approximée grossièrement à  $2\rho.MeV.cm^{-1}$  en moyenne, où  $\rho$  est la densité du matériau (exprimée en  $g.cm^{-3}$ ). Dans le cas présent, cela correspond à une perte d'environ  $0,64\text{ MeV}$ , valeur qui se situe dans le spectre des *bêtas* provenant de la désintégration des neutrons. Une discrimination portant sur la quantité d'énergie déposée dans le scintillateur n'est pas envisageable pour deux raisons : d'une part, la résolution en énergie du système de détection est trop faible pour se fier à la valeur absolue lue par le détecteur. D'autre part, même si la plupart des muons déposent une énergie supérieure à  $752\text{ keV}$  (énergie de coupure du spectre des *bêtas* de décroissance), d'autres événements sont moins énergétiques [Sec. 3.3.3] : le dépôt d'énergie est ainsi comparable à celui d'un électron.

L'utilisation d'un « véto », c'est-à-dire un couple scintillateur-photomultiplicateur, a déjà été écartée [Sec. 3.1.2]. La solution retenue consiste en l'adjonction de deux scintillateurs ayant des constantes de temps de désexcitation différentes. Le premier, cité dans le paragraphe précédent et dit « rapide », possède une constante de décroissance de  $2,1\text{ ns}$ . Le deuxième scintillateur plastique choisi – dit scintillateur « lent » par la suite – est le BC-444 de la marque BICRON® produit par Saint-Gobain [Ann. C]. Ce dernier possède une constante de  $285\text{ ns}$ . Alors que les électrons seront stoppés dans les  $3,2\text{ mm}$  d'épaisseur du premier scintillateur, les muons, eux, traversent l'ensemble des deux scintillateurs [Fig. 3.4]. C'est cette différence notable qui va permettre de distinguer les deux types de particules, puisque les électrons génèrent un signal de scintillation très court alors que le signal de scintillation des muons est une superposition d'un signal court et d'un signal long. Cette discrimination est dite discrimination par « analyse de spectre » (en anglais « *pulse shape discrimination* »).

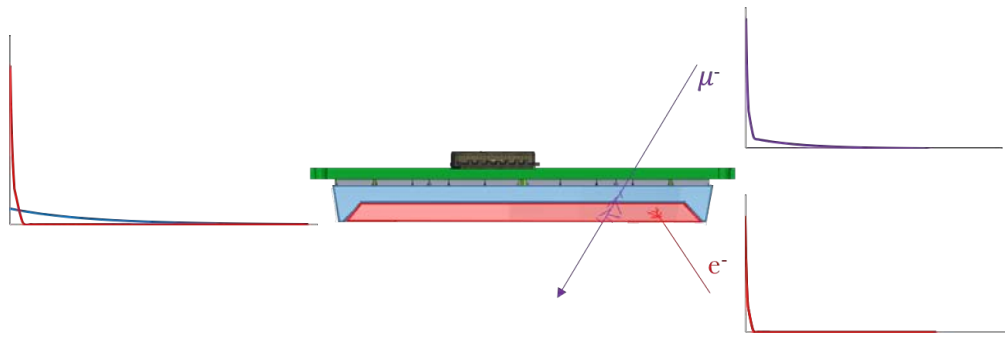


Figure 3.4 : Interaction d'un muon et d'un électron au sein des scintillateurs de l'étage de détection solide

Les scintillateurs lent et rapide sont respectivement en bleu et rouge sur la figure. L'axe horizontal des graphiques est représentatif du temps. Sur le graphique de gauche figurent les signaux de scintillation émis par chaque scintillateur (des facteurs multiplicatifs ont été appliqués pour permettre une meilleure lecture des graphiques). Les graphiques de droite donnent le signal de scintillation engendré par le passage d'un muon et celui engendré par l'absorption d'un électron. Le signal « muon » aura systématiquement une composante lente.

La forme complexe des deux scintillateurs [Fig. 3.4] répond à des objectifs précis. Le scintillateur lent – situé au-dessus –, traversé seulement par les muons et ayant la constante de désexcitation la plus longue, est chanfreiné sur la tranche pour lui permettre de se loger parfaitement dans son réceptacle. Cela permet d'une part une mise en place ajustée, mais aussi une diminution des contraintes liées aux contractions thermiques, en comparaison avec une géométrie de type « disque ». La section trapézoïdale du scintillateur rapide, dont l'empreinte est identique dans le scintillateur lent, a été pensée de sorte à ce que l'écoulement des bulles d'air éventuellement contenues dans la colle soit le plus efficace possible<sup>1</sup>. De plus, pour garantir que les muons traversent dans tous les cas de figure le scintillateur lent, ce dernier a été dessiné de manière à couvrir complètement le scintillateur rapide. Enfin, la géométrie circulaire de l'ensemble se justifie par la symétrie axiale de *HOPE*, ainsi que la forme des trajectoires des électrons [Sec. 3.3.1].

Cet assemblage est réalisé par collage, procédé décrit plus amplement dans la section [Sec. 4.1.2], et constitue ce qui est appelé par la suite le « *phoswich* » (abréviation de *phosphorescent sandwich*). Ce *phoswich* est maintenu accolé à la matrice de *MPPC* par l'intermédiaire d'un support vissé au circuit imprimé des capteurs. Durant les tests, aucune couche intermédiaire (colle ou membrane silicone) n'a été utilisée comme jonction optique. Cela signifie que l'existence d'une lame d'air entre les composants est probable et que l'efficacité de détection en est diminuée. Les patches ou graisses en silicone proposés par les fabricants et permettant de joindre deux surfaces optiques de manière non permanentes (type BC-634A ou BC-630 de Saint-Gobain) ne sont pas spécifiquement conçus pour un

<sup>1</sup> Une géométrie plus simple avait initialement été prévue pour effectuer des tests : il s'agissait de deux disques chanfreinés. Malheureusement, elle n'a pu être testée puisqu'une autre erreur d'usinage par le fabricant (inversion des deux matériaux) a rendu inutilisables les pièces pour un *phoswich*, le scintillateur rapide devant obligatoirement se trouver en bas.

fonctionnement à  $120\text{ K}$ . Ainsi, ni leur transparence, ni leur résistance mécanique dans le cas des patches ne sont garanties. D'autre part, l'impact de la présence de graisse sur la pureté du gaz du détecteur peut également être un problème. Néanmoins il est clair que, sous réserve de trouver un matériau adéquat pour remplir cette fonction, la collection de lumière ne pourra que bénéficier d'un tel dispositif. Devant l'irréversibilité et la complexité du collage [Sec. 4.1.2], nécessitant entre autre le dépolissage de la fenêtre d'entrée des *MPPC*, la solution à privilégier serait la mise en place d'un patch en silicone résistant aux basses températures.

### 3.2.2 L'étage gazeux

La discrimination des particules gammas et neutrons ne peut pas reposer uniquement sur l'étage de détection solide, dans la mesure où un photon gamma, par l'intermédiaire d'un effet *Compton* ou photoélectrique, peut déposer autant d'énergie qu'un électron de décroissance. De même, un neutron peut être capturé et le nouveau composé créé peut éventuellement se désexciter et émettre un gamma, ou encore décroître et émettre un électron... La solution viable est le recours à un détecteur gazeux utilisé en coïncidence de l'étage de détection solide ; alors qu'un électron issu de la désintégration du neutron va systématiquement déposer de l'énergie à la fois dans le gaz et dans le scintillateur, un photon gamma a une probabilité très faible d'interagir au sein d'un gaz « léger » et encore moins d'interagir dans les deux étages de détection. Le même raisonnement peut être tenu pour les neutrons rapides et même thermiques<sup>1</sup>.

#### Intérêt de l'utilisation d'un gaz

La figure [Fig. 3.5] liste les interactions susceptibles de générer des signaux faux-positifs et induire des erreurs systématiques sur la mesure. Le cas (1) représente un photon gamma interagissant sur la paroi du tube expérimental et éjectant un électron de l'atome concerné (le résultat peut être identique qu'il s'agisse d'un effet *Compton* ou photoélectrique). L'électron dépose de l'énergie dans le gaz en créant des paires électron-ion, puis dans le scintillateur où il finit sa course. La situation est la même pour le cas (2). Pour ces deux premières typologies d'événements, il y en réalité peu de chance – et ce d'autant moins pour le premier – pour que l'électron atteigne le scintillateur. La présence du champ magnétique généré par l'octupôle induit une périodicité sur la trajectoire de l'électron dont les détails sont fournis dans la section [Sec 3.3.1]. Ainsi, il y a une probabilité non négligeable pour qu'au long de sa trajectoire, l'électron passe par une position dont la distance par rapport à l'axe du piège est identique à celle qu'il avait lors de son émission, c'est-à-dire proche de la paroi. Si tel est le cas, il sera probablement « absorbé » par cette dernière.

La probabilité des cas (3) et (4) est faible compte tenu de la densité peu élevée du gaz et c'est bien là que réside la justification à cet étage gazeux. Ils sont tous deux susceptibles de donner des faux-positifs mais nous verrons dans la partie [Sec 3.3.3] que la probabilité

---

<sup>1</sup> Sous réserve de ne pas choisir des matériaux à fortes sections efficaces de capture neutronique.

de tels évènements est extrêmement faible. On peut déjà noter que le cas (4) pourrait potentiellement être discriminé grâce au *phoswich* dans le cas où l'électron secondaire déposerait de l'énergie dans le scintillateur lent. Les seuls évènements réellement problématiques et plus fréquents que les précédents sont ceux du type (5) où l'électron secondaire est créé dans le scintillateur rapide et part en direction du gaz.

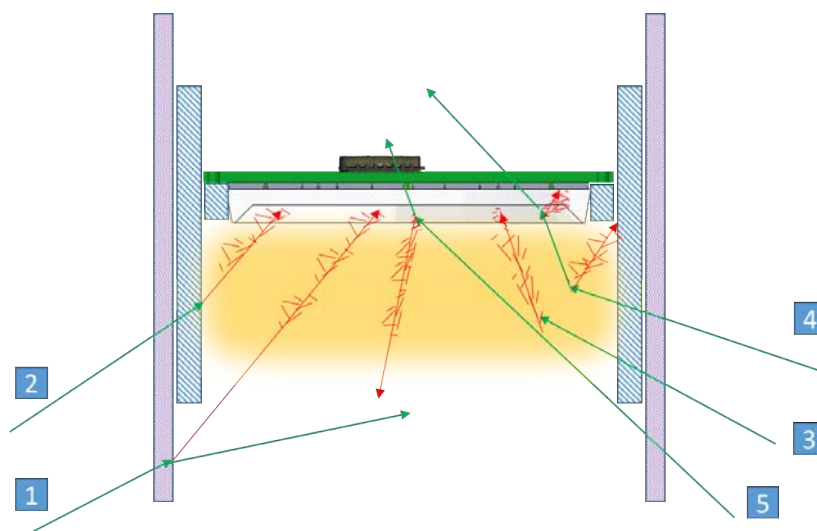


Figure 3.5 : Représentation schématique de différentes interactions de photons gamma pouvant induire des événements faux-positifs dans le détecteur

Les flèches vertes représentent les photons gamma. Les rouges symbolisent les électrons secondaires créés par effet *Compton* ou photoélectrique. Les traits rouges correspondent aux électrons éjectés des molécules de gaz tout au long de la trajectoire. La zone jaune représente le gaz du détecteur. Les zones bleues et violettes représentent respectivement les parois du détecteur et du tube expérimental.

### Fonctionnement général d'un détecteur gazeux

En pratique, l'électron primaire issu de la décroissance d'un neutron – ou par exemple d'un effet *Compton* dans le cas d'un événement parasite – traverse le gaz en y créant tout au long de sa trajectoire des paires ion-électron. Selon les paramètres du gaz (pression, température, densité) et la nature de la particule incidente, ce nombre de paires peut différer. Pour un gaz dont la densité est faible et pour un électron incident dont le parcours maximum dans le gaz est bien supérieur aux dimensions du détecteur, ce nombre se hisse à quelques centaines. Pour collecter ces paires, on applique un champ électrique de l'ordre de  $1000 \text{ V.cm}^{-1}$  au sein du gaz à l'aide de deux électrodes afin d'accélérer faire migrer les ions

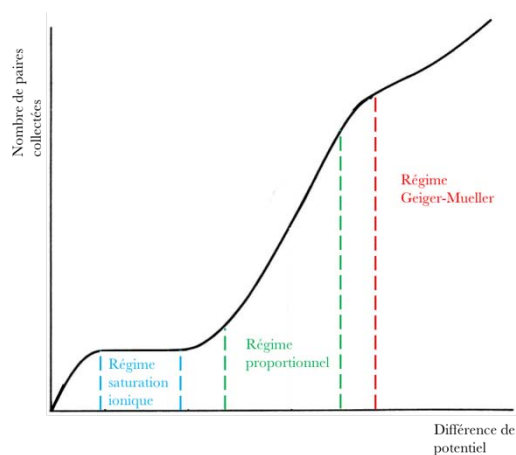


Figure 3.6 : Régime d'ionisation au sein d'un détecteur gazeux en fonction du potentiel appliqué

vers la cathode et les électrons vers l'anode. Certains électrons atteignent une énergie cinétique suffisante pour ioniser à leur tour d'autres molécules ou atomes de gaz. Il existe alors trois régimes de fonctionnement en fonction du potentiel appliqué :

- le régime de saturation ionique,
- le régime proportionnel,
- le régime Geiger-Mueller.

Dans le premier, les recombinaisons des électrons avec les ions alentours compensent les nouvelles ionisations induites par les électrons secondaires. La charge déposée par la particule primaire est identique à la charge collectée à l'anode ; c'est le principe de fonctionnement d'une chambre d'ionisation. Lorsqu'on augmente la différence de potentiel entre les électrodes, on passe en régime proportionnel. Les ionisations générées par les électrons secondaires sont bien plus importantes que les pertes par recombinaison. Chaque nouvel électron issu d'une ionisation peut acquérir assez d'énergie cinétique pour ioniser à son tour d'autres atomes, et ce grâce à l'accélération induite par le champ électrique. Il se produit donc au sein du gaz une avalanche électronique, qui reste proportionnelle au nombre de paires initiales tant que le champ électrique ne dépasse pas une certaine valeur critique, à partir de laquelle la création de charge d'espace rentre en ligne de compte. Au-delà de cette valeur critique, le nombre d'avalanches n'est plus corrélé au nombre d'ionisations primaires : c'est le régime Geiger-Mueller. Les raisons de la multiplication des avalanches sont multiples et peuvent être trouvées en référence [39] et [40].

Dans le cas de *SECOND*, c'est le régime proportionnel qui est intéressant du fait du faible dépôt d'énergie dans le détecteur. Le signal électrique généré peut être traité par une chaîne d'acquisition électronique adaptée afin de déterminer l'énergie déposée par la particule. Il existe néanmoins une alternative qui consiste à détecter les photons de scintillation émis par le gaz lors des avalanches électroniques. Les électrons libres créés le long de la trajectoire de l'électron primaire – tout comme ceux créés dans l'avalanche électronique – peuvent exciter des atomes de gaz par collision inélastique. Ces atomes excités ont alors plusieurs voies de désexcitation :

- la collision et le transfert d'énergie avec un autre atome,
- le transfert thermique d'énergie vers des états vibrationnels et rotationnels de la molécule de gaz,
- l'émission de photons de scintillation appartenant généralement aux ultraviolets.

L'occurrence de désexcitations par scintillation est de manière générale favorisée par l'utilisation de gaz rares. L'explication réside dans la diminution des transitions vibrationnelles et rotationnelles qui, par définition, sont inexistantes pour un gaz rare monoatomique. Le même raisonnement s'applique pour des molécules dont la structure électronique est particulièrement stable (par exemple le diazote).

Dans un compteur proportionnel, il existe deux pics de scintillation ; le premier, dit « prompt », provient des excitations liées aux premiers électrons libres créés dans le gaz. Le

second, dit « retardé », est dû aux excitations des atomes lors de l'avalanche électronique et intervient quelques centaines de nanosecondes plus tard. Ce retard est lié à la durée de migration – d'environ une microseconde – des électrons secondaires jusqu'aux abords du lieu où se produit l'avalanche. Ces photons peuvent alors exciter ou ioniser d'autres atomes de gaz ou être détectés à l'aide d'un dispositif optique. Ce dernier cas est particulièrement intéressant pour le détecteur *SECOND* puisqu'il dispose déjà d'un système de détection de photons : la matrice de *Si-PM*, capable de détecter un seul photon, sous réserve d'une électronique d'acquisition adaptée. Les avantages d'une détection optique résident dans l'absence de sensibilité au bruit électronique (en amont de la chaîne d'acquisition) et le découplage de l'électronique et du milieu de détection.

### Choix du gaz du détecteur

Compte tenu de la température à laquelle le détecteur sera à l'équilibre – environ  $120\text{ K}$  – le choix du gaz devient assez restreint car beaucoup d'espèces se liquéfient à ces températures et à pression atmosphérique  $P_{atm}$ . Nous verrons dans la section [Sec 3.3] que la pression est choisie inférieure à  $500\text{ mbar}$  pour avoir une fenêtre d'entrée la plus fine possible. Le tableau [Tab. 3.1] répertorie les gaz pertinents dans le cadre de cette application et dans la gamme de température considérée :

Tableau 3.1 : Liste des éléments utilisables en tant que gaz de détection

<b>Élément ou composé</b>	<b>Masse volumique à <math>15\text{ °C}</math> et <math>P_{atm}</math> (<math>\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}</math>)</b>	<b><math>T_{éb}</math> à <math>P_{atm}</math> (K)</b>	<b><math>T_{éb}</math> à <math>500\text{ mbar}</math> (K)<sup>1</sup></b>	<b><math>T_{éb}</math> à <math>250\text{ mbar}</math> (K)<sup>1</sup></b>
<b>He</b>	0,17	4,2	~4	~3,8
<b>Ne</b>	0,85	27,1	~25	~22,5
<b>Ar</b>	1,69	87,3	~83	~77
<b>Kr</b>	3,55	119,73	~115	~110
<b>Xe</b>	5,58	165,05	~162	~148
<b>N<sub>2</sub></b>	1,18	77,35	~73	~68
<b>H<sub>2</sub></b>	0,085	20,4	~18	~16
<b>CO</b>	1,18	81,65	~75	~71
<b>CH<sub>4</sub></b>	0,6797	111,67	~104	~97
<b>CF<sub>4</sub></b>	3,04	145,2	~133	~125

Dans la mesure où la discrimination est d'autant meilleure que la densité du gaz est faible<sup>2</sup>, il semble raisonnable de considérer l'hélium comme le meilleur candidat. Néanmoins il reste un gaz très difficile à opérer expérimentalement dès lors qu'un fort potentiel électrique est

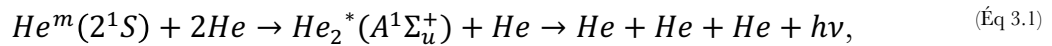
<sup>1</sup> Valeurs lues sur les courbes d'équilibre liquide-vapeur des gaz listés. Source [38].

<sup>2</sup> La probabilité d'interaction des *gammas* ou des rayons *X* est d'autant plus grande que la masse atomique est élevée.



appliqué car sa susceptibilité au claquage est importante. Plusieurs publications [41], [42], [43] montrent cependant que la baisse de la température permet des conditions d’opération acceptables.

On pourrait donc envisager pour *SECOND* un fonctionnement avec de l’hélium pur mais il semble dans ce cas que le recours à un « *quencher* » soit plus avantageux pour plusieurs raisons. Un *quencher* est un gaz – la plupart du temps pluri-atomique – permettant de mettre fin à l’avalanche électronique au sein du gaz de détection. La structure électronique de ce type de gaz offre généralement beaucoup de possibilités de transfert d’énergie par transitions entre les états vibrationnels et rotationnels de la molécule. Ces transferts d’énergie limitent le nombre de nouvelles ionisations dans le gaz et inhibent l’avalanche électronique au-delà d’une certaine intensité, évitant ainsi le phénomène de claquage. À titre d’exemple, on peut citer le dioxyde de carbone souvent utilisé dans les détecteurs utilisant l’argon comme gaz de détection principal. Dans le cas de *SECOND*, l’intérêt principal d’utiliser un gaz secondaire réside dans l’augmentation du rendement de scintillation. En effet, la désexcitation de l’hélium par scintillation est un phénomène complexe qui met en jeu des interactions à trois corps (pour une majorité des désexcitations radiatives) [44]:



où le photon d’énergie  $h\nu$  possède une longueur d’onde d’environ  $60\text{ nm}$ . La majorité des singulets métastables  $He^m(2^1S)$  sont produits par une interaction à trois corps mais peuvent également être produit par une collision avec un seul atome d’hélium. Dans ce dernier cas, la désexcitation du singulet  $He_2^*(A^1\Sigma_u^+)$  produit deux atomes d’hélium et un photon de longueur d’onde entre  $60$  et  $110\text{ nm}$ . Cette voie de désexcitation reste très concurrencée et sa probabilité d’occurrence s’en trouve fortement réduite, ce qui explique un rendement de scintillation du gaz assez mauvais. D’autre part, elle est fortement corrélée à la pression du gaz dans le détecteur – qui sera vraisemblablement faible – puisque la probabilité d’une interaction à trois corps augmente avec la densité. La subtilité consiste donc à transférer l’énergie d’excitation des atomes d’hélium sur une molécule dont la probabilité de désexcitation par scintillation est plus élevée. À ce titre, le tétrafluorométhane ( $CF_4$ ), voire le diazote ( $N_2$ ), sont de bons candidats [45]. Tous deux montrent une compatibilité chimique satisfaisante [46] compte tenu des matériaux utilisés dans le détecteur [Sec. 3.2.3] et un rendement de scintillation correct avec néanmoins un net avantage pour le  $CF_4$  [45]. La contrepartie à l’utilisation de ce dernier est sa température d’ébullition légèrement supérieure à la température d’opération du détecteur. Néanmoins, en limitant la proportion massique de  $CF_4$  dans le mélange gazeux à quelques pour cent, le  $CF_4$  devrait rester intégralement gazeux. En toute rigueur il faudrait pour s’en assurer disposer de la courbe d’équilibre liquide-vapeur ou avoir *a minima* des renseignements sur l’azéotropie du mélange. Malheureusement cette courbe semble introuvable dans la littérature. En première approche, et dans la mesure où l’hélium n’interagit quasiment pas – chimiquement parlant – avec les autres gaz, on peut raisonner uniquement sur la pression partielle du  $CF_4$  dans le mélange. En se référant à la courbe d’équilibre liquide-vapeur du  $CF_4$  [Fig. 3.7], on constate

qu'à 120 K, la pression d'ébullition est d'environ 150 mbar. Par mesure de sécurité, il semble raisonnable de prendre une marge et de considérer une pression partielle maximale acceptable de 50 mbar (pression d'ébullition à 110 K), ce qui correspond à une fraction molaire bien supérieure à ce qui est nécessaire. Il est donc tout à fait envisageable de fonctionner avec un mélange He-CF<sub>4</sub> à hauteur de 1 à 10 % de CF<sub>4</sub> dans le détecteur.

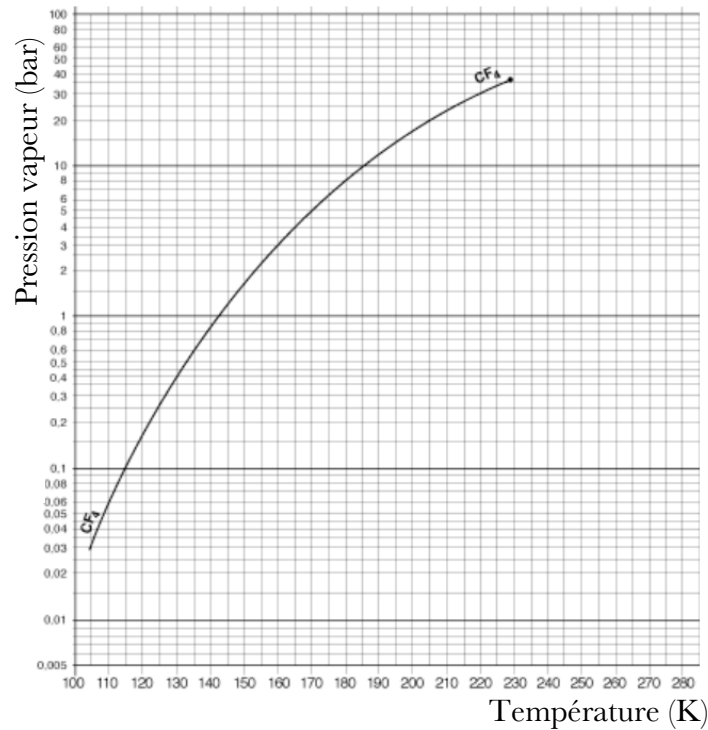


Figure 3.7 : Courbe d'équilibre liquide-vapeur du CF<sub>4</sub>

### Choix des électrodes

Les électrodes d'un détecteur gazeux peuvent être de différentes natures. Dans le cas du détecteur *SECOND*, la chambre contenant le gaz peut accueillir deux types d'électrodes permettant de générer le champ électrique qui engendrera les avalanches proportionnelles au nombre de paires électron-ion créées dans le gaz.

a) La chambre multi-fils

Le premier type d'électrodes est un plan de fils permettant de créer « une chambre multi-fils » (ou Multi-Wire Proportional Counter *MWPC* en anglais). Les fils en tungstène doré, d'un diamètre de  $15\ \mu\text{m}$ , ont été soudés sur un support en fibre de verre. L'assemblage a été réalisé au *LPSC* avec une machine rotative adaptée pour garantir une tension et un espacement de  $5\ \text{mm}$  identique pour tous les fils [Fig. 3.8]. Je remercie M. Marton qui m'a beaucoup aidé dans cette tâche notamment dans la gestion de l'appareillage spécifique. Il est impératif que les fils restent en tension permanente pour compenser les efforts induits par le champ électrique, et ce, même à basse température ( $120\ \text{K}$ ). Le support en fibre de verre, d'une épaisseur de  $0,8\ \text{mm}$ , limite la rétraction thermique grâce à son faible coefficient de dilatation et la tension appliquée sur le fil lui permet de rester tendu dans ces conditions.

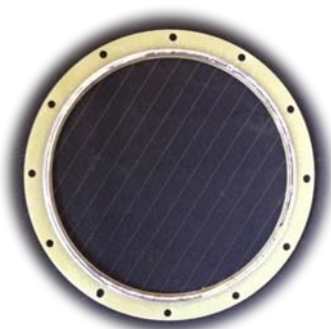


Figure 3.8 : Support des fils de tungstène de la chambre multi-fils

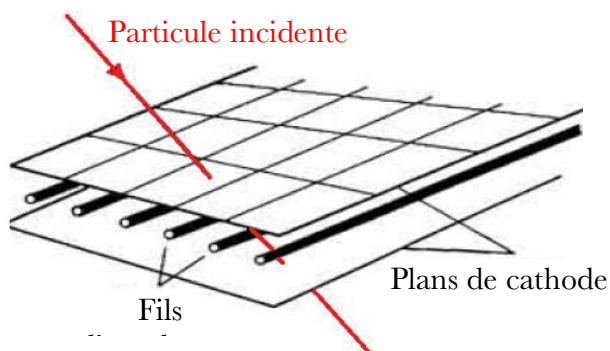


Figure 3.9 : Schéma de principe d'une chambre multi-fils

Dans sa conception la plus simple, une chambre à fils est constituée d'un plan de fils constituant l'anode inséré entre deux autres plans constituant les cathodes [Fig. 3.9]. Généralement, le signal électrique collecté sur chaque fil est traité séparément. De cette manière, en plus d'avoir une information sur la charge et donc l'énergie, on obtient également une information sur la position de

l'interaction en reconstruisant le barycentre des charges collectées. Ce type de détecteur offre de nombreuses possibilités, telles que la combinaison de plusieurs plans de fils ou l'utilisation de cathodes à bandes. Ces différentes options ne sont pas discutées ici, mais le lecteur est invité à consulter l'ouvrage [39] pour plus de détails.

La solution envisagée dans *SECOND* réduit la chambre à fils à sa plus simple configuration géométrique ; tous les fils sont mis en commun car l'information sur la position n'est pas pertinente au vu de la trajectoire des électrons [Sec. 3.3.1]. Le signal électronique collecté sur ce plan de fils sous haute tension (un ou plusieurs milliers de volts) informe sur l'énergie déposée par une particule incidente dans le gaz. L'alternative choisie pour ce détecteur consiste à collecter les photons de scintillation émis par le gaz mais le signal électronique est tout de même collecté et peut être éventuellement traité en coïncidence. Les

cathodes sont constituées d'une part de la fenêtre d'entrée du détecteur en Mylar<sup>®1</sup> aluminisée et d'autre part, d'une grille en cuivre ou d'une feuille de Mylar<sup>®</sup> aluminisée si l'on n'utilise pas la scintillation du gaz comme moyen de lecture. La figure [Fig. 3.10] montre une vue en trois dimensions du dispositif. La grille en cuivre dont l'épaisseur est de quatre microns possède un maillage dont la surface d'ouverture est de 88 %, ce qui permet le passage des photons de scintillation sans pertes excessives.

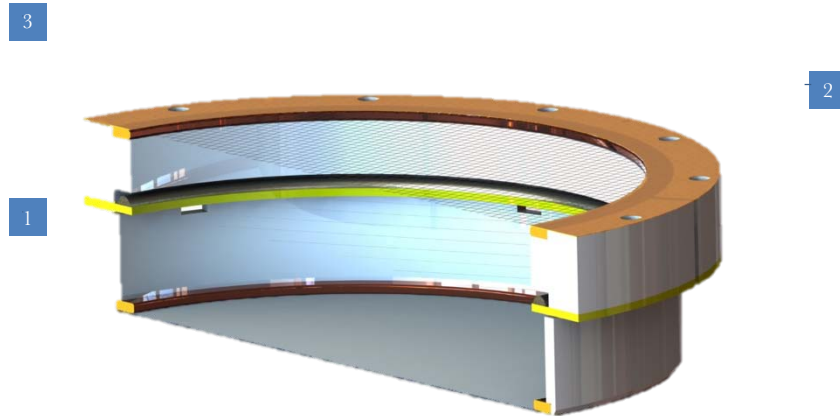


Figure 3.10 : Vue en coupe de l'étage gazeux

(1) : feuille de Mylar<sup>®</sup> aluminisée (cathode), (2) : plan de fils (anode), (3) : grille en cuivre (cathode)

### b) Les feuilles GEM

Comme mentionné précédemment, un second système est prévu pour fonctionner dans la chambre contenant le gaz. Il s'agit cette fois d'utiliser des feuilles appelées « *GEM* » (pour *Gas Electron Multiplier*), afin de multiplier les électrons secondaires et générer les avalanches. Ce sont des feuilles de cinquante microns de Kapton<sup>®</sup> recouvertes par quelques centaines de nanomètres de chrome et enfin par une couche de cinq microns de cuivre.

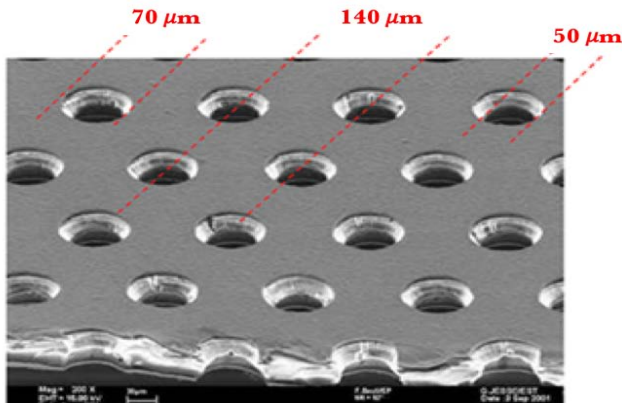


Figure 3.12 : Image de la structure d'une feuille *GEM* prise au *MEB*

Source : CERN

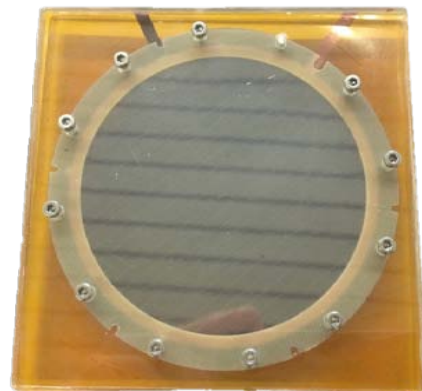


Figure 3.11 : Photographie d'une feuille *GEM* collée entre ses supports en FR4

<sup>1</sup> Film en polyéthylène fabriqué par DuPont Teijin Films. Les données à température ambiante sont disponibles sur le site web du fabricant.

Dans le cas de *SECOND*, cette dernière couche a été remplacée par un simple réseau de cuivre d'un pas de  $5\text{ mm}$  pour diminuer l'épaisseur globale de la feuille. Ces feuilles sont percées par photolithographie d'une multitude de trous de  $50\ \mu\text{m}$  selon un réseau hexagonal d'un pas de  $140\ \mu\text{m}$  [Fig. 3.12]. Une différence de potentiel de quelques centaines de volts appliquée entre les deux couches de chrome crée alors une zone de champ électrique très intense (plusieurs dizaines de milliers de volts par centimètre) au sein des trous où ont lieu les avalanches électroniques. Ces feuilles sont ensuite collées<sup>1</sup> entre deux supports en fibre de verre afin de les maintenir tendues [Fig. 3.11].

La figure [Fig. 3.13] schématise un dispositif utilisant une feuille *GEM*. Les dimensions spécifiées sont celles retenues pour le dimensionnement du détecteur. La fenêtre d'entrée est maintenue sous tension ( $\sim 1500\text{ V}$ ) pour permettre la dérive des électrons secondaires vers la feuille *GEM* où ils vont se multiplier. La différence de potentiel aux bornes de la feuille est d'environ  $250\text{ V}$  et la cathode est maintenue à la masse ( $0\text{ V}$ ). Dans la zone de dérive, les électrons migrent vers la feuille *GEM* en créant le long de leur dérive approximativement autant d'ionisations que de pertes par recombinaison. Aux abords de la feuille, les lignes de champ guident les électrons dans les trous et la forte accélération qu'ils subissent déclenche l'avalanche électronique. Dans la zone d'induction (entre la deuxième électrode et l'anode), les électrons sont extraits par migration vers l'anode.

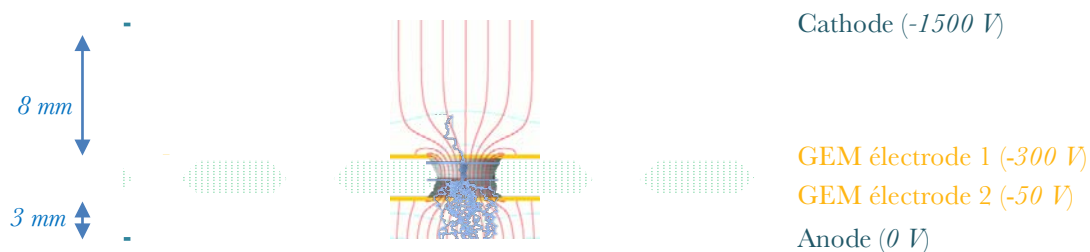


Figure 3.13 : Schéma de fonctionnement d'un détecteur utilisant une *GEM*

En rouge, les lignes de champ électrique générés par les différents potentiels.  
En bleu, avalanche électronique induite par le champ intense créé entre les électrodes de la feuille *GEM*.

L'avantage des feuilles *GEM* par rapport aux chambres à fils est leur capacité à fonctionner à flux élevé. Pourtant, dans l'application présente, le flux de particules est faible voire très faible. Malgré cela, l'utilisation de *GEM* est tout de même justifiée dans la mesure où la stabilité de ces détecteurs fonctionnant en atmosphère hélium pur a été démontrée dans les travaux cités en [42] et [43]. Dans ces travaux plusieurs configurations utilisant une ou plusieurs *GEM* en cascade ont été testées à différentes températures et pour divers mélanges gazeux ( $\text{He}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ne}+\text{H}_2$ ,  $\text{Kr}$  ...). On retient de ces études qu'à de très basses températures, proches de  $20\text{ K}$ , le comportement en atmosphère hélium est stable mais l'amplification observée est faible [42]. En revanche dans [43], la température plus élevée

<sup>1</sup> La procédure de collage est décrite dans la section [4.1.1]

(123 K) semble permettre d'atteindre des gains plus importants de l'ordre de  $10^5$  pour une cascade de trois feuilles *GEM* ce qui équivaut à une amplification d'un facteur 46 par feuille. Les résultats obtenus avec un mélange Ne-H<sub>2</sub> sont également tout à fait convenables et ce mélange à densité faible pourrait être envisageable dans le cas du détecteur *SECOND*. Pour atteindre ces valeurs de gain avec une chambre à fils, la différence de potentiel entre les cathodes et les fils doit être de plusieurs milliers de volts (bien plus élevée qu'aux bornes de la feuille *GEM*), ce qui, du point de vue de la gestion du risque de claquage en atmosphère hélium, peut s'avérer complexe.

Il subsiste un inconvénient majeur à l'utilisation de ces feuilles, lié à leur épaisseur. En effet, les électrons issus de la décroissance du neutron doivent traverser complètement le volume gazeux, donc la feuille *GEM*, afin d'interagir dans un second temps avec le *phoswich*. L'épaisseur de la *GEM* de 50  $\mu\text{m}$  constitue une source de pertes et de rétrodiffusions de ces électrons primaires et donc une perte de statistiques pour la mesure du temps de vie dans *HOPE* avec ce détecteur. Nous aborderons de nouveau ce point dans la section [Sec. 3.2.4].

### 3.2.3 Autres composants du détecteur

#### Corps du détecteur

La première étape du dimensionnement est la définition du diamètre extérieur du détecteur. Il est évident que plus ce dernier est important, plus la surface utile de détection – et donc l'efficacité de collection des électrons – l'est aussi, dans la mesure où l'on ne peut focaliser ces électrons. La question subsidiaire est de savoir s'il est préférable que le détecteur touche ou non les parois intérieures de *HOPE*, c'est-à-dire le tube délimitant le vide expérimental thermalisé à 120 K à cause du contact avec les aimants. Certes une telle température implique certaines difficultés techniques de conception, mais nous avons également montré dans les parties précédentes qu'elle peut être d'un réel intérêt. D'autre part, le détecteur est maintenu dans le piège seulement par la tige de l'absorbeur mesurant plus d'un mètre de long. Enfin, le tube expérimental n'est pas strictement cylindrique puisqu'il a été fabriqué à partir d'une feuille d'Inox de 0,5 mm d'épaisseur recourbée sur elle-même est soudée sur la longueur [34]. Ainsi, pour toutes ces raisons, il est difficile de garantir que le détecteur, même si son diamètre extérieur est inférieur de plusieurs millimètres à celui du tube expérimental (91,6 mm), ne touche pas la paroi. De ce point de vue, le diamètre du détecteur a été choisi le plus grand possible, quitte à toucher les parois, afin de disposer de la plus grande surface utile de détection. Le diamètre est limité à 90 mm de sorte à garantir son passage dans le tube expérimental.

Un des inconvénients à placer le détecteur dans le guide principal est l'obstruction quasi totale de la section et conséquemment une diminution de l'efficacité du pompage dont une partie s'effectue par le haut du piège. Pour limiter ces pertes d'efficacité et alléger l'ensemble, toutes les zones du pourtour extérieur du détecteur qui ne sont pas nécessaires pour visser les couvercles du détecteur ont été enlevées [Fig. 3.14]. Cela facilite le pompage du gaz et permet le passage des tiges servant à maintenir l'absorbéur situé sous le détecteur (voir [Sec. 3.2.4]).



Figure 3.14 : Vue 3D du corps du détecteur *SECOND*

Le corps du détecteur est doté de deux couvercles, l'un supportant la fenêtre d'entrée et les éléments associés, et l'autre accueillant tous les connecteurs pour l'électronique. Tous ces éléments sont présentés dans les paragraphes suivants. Les couvercles sont vissés au corps par 24 vis  $M2,5$ . L'étanchéité du détecteur ne peut être assurée à ces températures de fonctionnement par un joint élastomère ; la solution choisie est donc l'emploi de joints en indium pour leur efficacité et le gain de place. Ainsi, on retrouve sur le corps du détecteur une rainure de largeur  $1\text{ mm}$  et de profondeur  $0,85\text{ mm}$  permettant d'insérer un fil d'un millimètre de diamètre d'indium. Sur les couvercles, on retrouve une dent de centrage dont l'empreinte coïncide avec la rainure du corps. Les dimensions sont calculées de sorte que le volume restant – c'est-à-dire le volume de la rainure auquel on retranche celui de la dent – soit de  $15\%$  inférieur au volume occupé par le fil d'indium.

Le matériau choisi pour la réalisation du corps du détecteur et des couvercles est l'acier inoxydable 316 L pour sa faible susceptibilité magnétique et sa faible conductivité thermique, ce qui rend le détecteur peu sensible aux variations de température inhérentes à l'actionnement des vannes d'azote permettant le refroidissement des aimants.

#### Couvercle inférieur et fenêtre d'entrée du détecteur

La fenêtre d'entrée du détecteur est l'un des composants clés car elle doit répondre à plusieurs caractéristiques :

- avoir une épaisseur la moins élevée possible pour limiter l'absorption et les rétrodiffusions des électrons incidents,
- montrer une résistance mécanique suffisante pour supporter un différentiel positif de pression interne de  $500\text{ mbar}$  à  $120\text{ K}$ ,
- limiter le taux de fuite du détecteur,
- jouer le rôle d'électrode pour le fonctionnement du détecteur gazeux.

Le matériau employé doit incarner le bon compromis entre tous ces paramètres sachant que le diamètre d'ouverture du détecteur est de  $64\text{ mm}$ , soit une surface utile de  $32\text{ cm}^2$ .



Le choix s'est porté sur une feuille Mylar® d'épaisseur  $5\ \mu\text{m}$  recouverte sur l'une de ses faces par un dépôt de quelques dizaines de nanomètres d'aluminium. Cette aluminisation permet d'une part à la fenêtre de remplir son rôle d'électrode pour le détecteur gazeux, mais semble également grandement limiter la perméabilité du gaz – *a priori* de l'hélium – à travers la feuille. En outre, la température de fonctionnement du détecteur à  $120\ \text{K}$  réduit également cette perméabilité. D'après le fabricant, la perméabilité du matériau aux vapeurs d'hélium est 1,5 à 2 fois plus importante que pour le dihydrogène pour des températures comprises entre  $293$  et  $333\ \text{K}$ . En considérant que ce ratio est toujours vrai pour des températures proches de  $77\ \text{K}$ , on peut alors utiliser les résultats de l'étude référencée [47] comme base de réflexion. Cette étude fournit des résultats quant au comportement du Mylar® vis-à-vis de vapeurs de dihydrogène à  $1\ \text{bar}$  de pression à différentes températures ( $293$ ,  $77$  et  $20\ \text{K}$ ). La sensibilité du dispositif de mesure n'a pas permis de constater une influence de la baisse de la température entre  $77$  et  $20\ \text{K}$ , mais il est en revanche avéré que la perméabilité du Mylar® décroît de presque deux ordres de grandeur entre  $293$  et  $77\ \text{K}$ . La valeur de perméabilité mesurée pour un film de  $25\ \mu\text{m}$  à  $77\ \text{K}$ , sous une pression de  $1\ \text{bar}$  est de  $3,2 \cdot 10^{-8}\ \text{cm}^3 \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ , à comparer à la valeur à température ambiante de  $1,1 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}^3 \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ . L'étude mentionne également une amélioration substantielle de l'efficacité du Mylar® en tant que barrière pour le gaz quand celui-ci est aluminisé (du côté du gaz), ce qui vient corroborer les données du fabricant qui stipulent un gain d'un facteur pouvant aller jusqu'à  $100$ . Le reste du document témoigne de la supériorité des films de ce type en termes de résistance mécanique par rapport à d'autres matériaux laminés. Il montre également que la contrainte maximale admissible augmente avec la baisse de la température alors que l'allongement maximal diminue. Toutes ces constatations justifient l'utilisation de ce matériau comme fenêtre d'entrée pour ce détecteur, même si l'épaisseur de film envisagée est plus faible que dans l'étude. En extrapolant, grâce à l'ensemble des données précitées, le taux de fuite dans le cas du détecteur *SECOND*, on obtient une valeur approximative comprise entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}\ \text{mbar} \cdot \text{L} \cdot \text{s}^{-1}$ . C'est une valeur convenable, mais qui ne suffit pas pour avoir un détecteur scellé. Le renouvellement permanent du gaz semble plus approprié afin de maintenir une pression constante au sein du détecteur.

Le deuxième point à considérer est le fait que ces fuites d'hélium seront directement disséminées dans le volume expérimental de *HOPE*. Le choix de l'hélium-4 est alors d'autant plus pertinent que sa section efficace de capture neutronique est rigoureusement nulle. Cela ne devrait donc pas causer de pertes d'*UCN*, à l'exception de collision pouvant éventuellement faire sortir les neutrons de la gamme d'énergie des

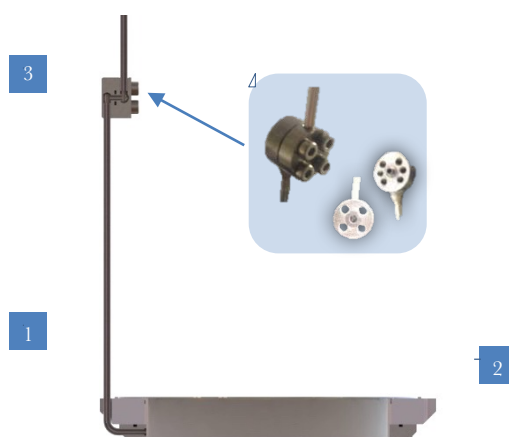


Figure 3.15 : Vue en coupe de la zone « tampon » du détecteur *SECOND*

(1) : fenêtre d'entrée du détecteur, (2) : fenêtre secondaire délimitant la zone « tampon », (3) : pièce de raccord permettant le pompage du gaz dans la zone « tampon ». À titre indicatif, le diamètre de la pièce de raccord mesure  $1\ \text{mm}$ . La compression du joint indium s'effectue à l'aide de 4 vis M2. La hauteur de la zone « tampon » est d'environ  $1,3\ \text{cm}$ .



*UCN*. Pour limiter la diffusion de l'hélium dans *HOPE*, une zone « tampon » est délimitée par une seconde fenêtre de  $3,5 \mu\text{m}$  de Mylar<sup>®</sup>, disposée en amont (par rapport à la trajectoire d'un électron incident). Cette zone « tampon » est destinée à recueillir les fuites d'hélium qui est ensuite pompé à travers un capillaire de diamètre intérieur  $1,4 \text{ mm}$ . Au bout de ce capillaire, j'ai usiné deux pièces à l'encombrement minimal permettant une connexion étanche assurée par un joint en indium entre la zone « tampon » et le système de pompage [Fig. 3.15].

La résistance mécanique de la fenêtre est un élément délicat à traiter. Le premier point important est la surface d'ouverture assez importante. Sans renforcement, il est impossible de contenir une pression de  $500 \text{ mbar}$  sans rupture de la feuille, car les efforts exercés en son centre sont trop importants. J'ai donc décidé de réaliser un tissage de fibres de Kevlar<sup>®</sup> (nom commercial du téréphtalamide de polyparaphénylène), composées chacune de soixante-dix filaments de  $17 \mu\text{m}$ , et tangentes à la fenêtre afin de supporter cette dernière. Le choix du Kevlar<sup>®</sup> est pertinent compte tenu de son très faible coefficient de dilatation thermique, mais aussi de l'augmentation de sa résistance avec la baisse de la température [48]. De plus, la surface occultée par les fibres – source potentielle de pertes d'électrons primaires – est négligeable puisqu'elle représente environ  $0,84 \text{ cm}^2$  d'une épaisseur moyenne de  $70 \mu\text{m}$ .

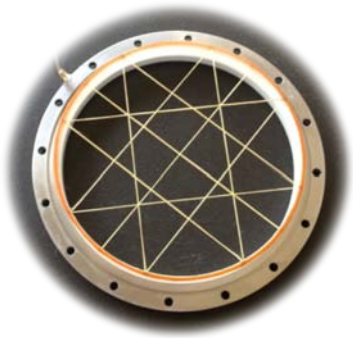
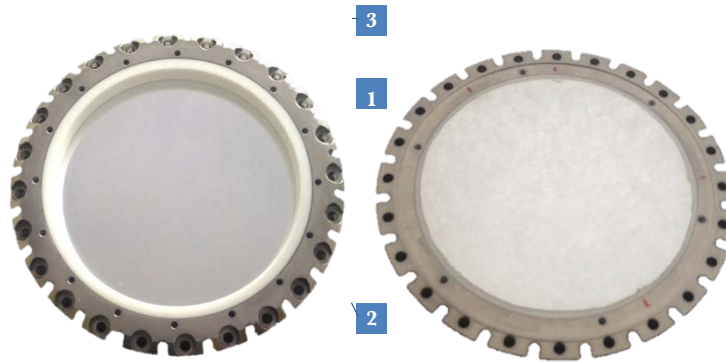


Figure 3.16 : Support des fibres de Kevlar<sup>®</sup> du détecteur *SECOND*

Pour les premiers tests de dimensionnement, un réseau de fibres de type « grille » a été testé [Sec. 4.2.3]. Finalement, un réseau plus adapté à la symétrie axiale du détecteur et garantissant une meilleure résistance au centre de la fenêtre, précisément là où les efforts sont les plus importants a été adopté [Fig. 3.16]. Il faut noter par ailleurs qu'une fine couche de Kapton ( $140 \mu\text{m}$ ) a été collée sur la surface supérieure. Son rôle est « d'effacer » les éventuelles aspérités de la colle au niveau des fibres qui pourraient éventuellement percer la fenêtre d'entrée une fois le détecteur mis en surpression.

La feuille de Mylar<sup>®</sup> constituant la fenêtre d'entrée a été collée au couvercle du détecteur suivant la procédure décrite dans la section [Sec. 4.1.3]. Ce couvercle se compose de deux parties, l'une en acier 316 L et l'autre en céramique de type MACOR<sup>®</sup>, collées l'une à l'autre avec la même colle que celle utilisée pour la fenêtre. L'utilisation de la colle est pertinente car elle permet d'absorber les contraintes de contraction de l'acier à basse température. La présence de la céramique sur laquelle est collée la fenêtre permet d'assurer l'isolation électrique entre le couvercle et la feuille de Mylar<sup>®</sup> aluminisée. Bien sûr, le revêtement en aluminium est à l'intérieur du détecteur [Fig. 3.17] et la colle étant isolante, aucun contact électrique ne devrait exister entre le support et la fenêtre. Néanmoins, compte tenu de la finesse de la feuille et du procédé de collage, il semble plus sûr de coller la fenêtre sur un matériau isolant (en cas de rupture par exemple, le Mylar<sup>®</sup> pourrait effleurer le couvercle et mettre sous tension l'ensemble sans la présence d'un isolant).

Figure 3.17 : Photographie du couvercle inférieur du détecteur *SECOND*

À gauche, côté extérieur du couvercle. À droite, côté intérieur du couvercle.  
 (1) : fenêtre en Mylar®, (2) : pièce en acier 316L, (3) : pièce en céramique MACOR®.

On peut également remarquer sur la figure [Fig. 3.16] que le support des fibres en Kevlar® est lui aussi en deux parties collées l'une à l'autre, usinées dans les mêmes matériaux que le couvercle (acier 316 L et MACOR®). La première permet de visser le support sur le couvercle du détecteur et de coller la feuille de Mylar® délimitant la zone « tampon » sur la face extérieure. Une rainure sert de logement à un fil d'indium qui assure l'étanchéité de l'ensemble. La partie en MACOR® sert plus particulièrement au tissage des fibres. Des encoches d'une profondeur de  $0,3\text{ mm}$  guident les fibres et une rainure sur le pourtour extérieur permet de disposer et coller les fibres sans surépaisseur par rapport au diamètre maximal de cette pièce. Les raisons du choix de la céramique pour cette application sont les mêmes que celles exposées pour le couvercle du détecteur.

#### Couvercle supérieur et connecteurs

Les connecteurs électriques<sup>1</sup> et les passages étanches d'entrée et sortie du gaz sont collés au couvercle supérieur [Fig. 3.18]. On y retrouve quatre traversées étanches  $3000\text{ V}$  (notées (2) sur la figure) utilisables pour la mise sous tension de la fenêtre d'entrée, ainsi que de la (ou les) feuille(s) *GEM*. Le connecteur coaxial *MHV 5000 V* (noté (1)) permet collecter le signal électrique et mettre sous tension l'anode du détecteur (plan de fil pour la chambre multi-fils ou grille en cuivre pour la configuration avec la feuille *GEM*). L'entrée et la sortie du gaz s'effectuent au travers de deux connexions *VCR*<sup>2</sup> d' $1/8''$  (notées (4)). Les

Figure 3.18 : Vue de dessus du couvercle supérieur du détecteur *SECOND*

(1) : *MHV 5000 V*, (2) traversées  $3000\text{ V}$ , (3) : micro-D 51 voies, (4) : *VCR 1/8''*

<sup>1</sup> Produits achetés auprès de MDC Vacuum Products

<sup>2</sup> Produits achetés auprès de Swagelok

derniers connecteurs (notés (3)) sont de type micro-D de 51 voies. L'ensemble des canaux de la matrice de *Si-PM* est relié à ces connecteurs par l'intermédiaire de deux circuits imprimés et d'une nappe en Kapton® flexible.

Les cordons pour connecter le détecteur côté vide expérimental de *HOPE* sont tous des cordons standards achetés dans le commerce. En revanche pour toutes les connexions internes au détecteur, j'ai fabriqué les connecteurs sur mesure car les pièces disponibles dans le commerce étaient trop volumineuses. Pour les connexions aux sorties coaxiales, il s'agit simplement de petites pièces en PEEK (acronyme de Poly-ÉtherÉtherKetone), au sein desquelles sont insérés des connecteurs en alliage de cuivre-béryllium doré pour assurer le contact électrique [Fig. 3.20].

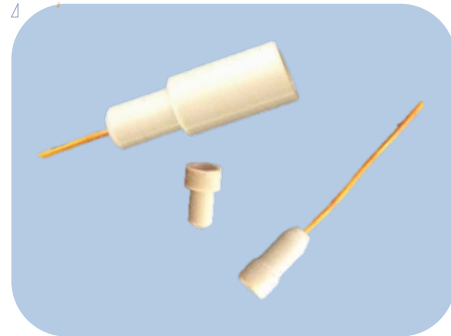


Figure 3.20 : Connecteurs électriques internes du détecteur *SECOND*

Un fil gainé au Kapton® assure la liaison entre le connecteur et les différents composants électriques du détecteur. La fabrication s'est montrée bien plus ardue pour les connecteurs micro-D du fait de l'espacement de  $1,27\text{ mm}$  entre les différents contacts. Les contacts mâles ont été achetés séparément et seule la pièce permettant de les maintenir tous en position a été fabriquée sur place. Pour cela, j'ai usiné plusieurs pièces en PEEK de sorte à accueillir les 51 contacts mâles [Fig. 3.19].

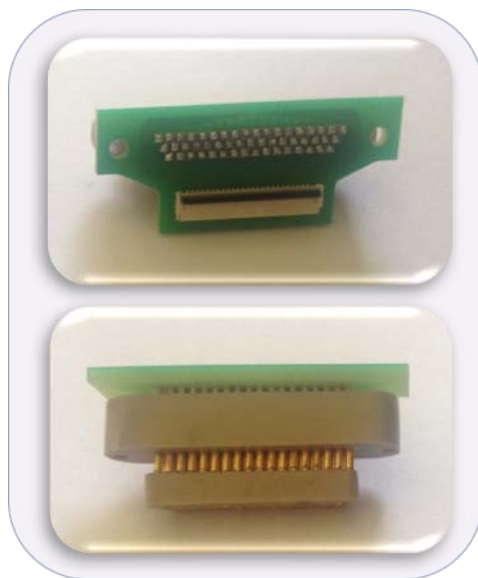


Figure 3.19 : Connecteurs Micro-D 51 voies fabriqués sur-mesure

Ensuite j'ai dessiné et fait réaliser un circuit imprimé doté de logement permettant d'accueillir chaque contact. J'ai ensuite brasé à l'étain ces contacts au circuit imprimé en apportant un soin particulier à la vérification de l'isolation entre chaque contact car l'espacement entre les pistes oscille entre quatre-vingts et deux cents microns. Les pistes sont reliées à un connecteur MOLEX® pour permettre d'insérer une nappe flexible en Kapton® de 51 voies. Cette nappe assure la jonction électrique, tout en autorisant la manipulation du couvercle du détecteur. La seconde extrémité de la nappe est connectée à un deuxième circuit imprimé, disposant d'un connecteur SAMTEC® femelle de 80 voies correspondant à la version mâle soudée sur la matrice de *Si-PM* fabriquée par Hamamatsu. Le détail de toutes ces connexions est fourni en annexe [Ann. E].

Les circuits imprimés connectés à la matrice disposent également d'une sonde de température thermoélectrique de type PT100 et d'un capteur de pression piezo-résistif (MPXM2102AS) afin de monitorer les paramètres correspondants au sein du détecteur. Pour fixer ces circuits imprimés au reste des étages de détection, j'ai fabriqué plusieurs supports en aluminium, lesquels sont finalement vissés au réceptacle des scintillateurs plastiques.

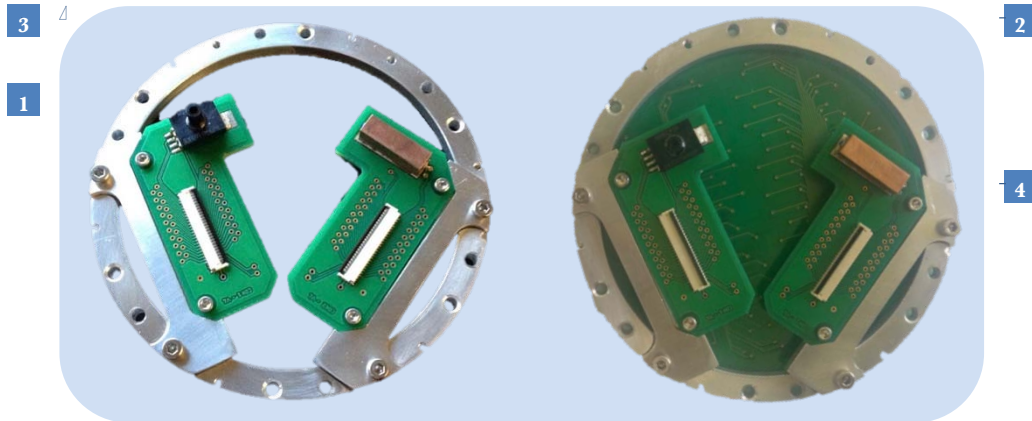


Figure 3.21 : Support et connecteurs de la matrice de *Si-PM*

À gauche, le support sans la matrice. À droite, le support avec la matrice. (1) : connecteur MOLEX pour connecter la nappe en Kapton®, (2) : PT100 inséré dans un bloc de cuivre, (3) : capteur piezo-résistif de pression, (4) : supports en aluminium

### Isolation et maintien des pièces internes

L'étage de détection gazeux nécessite la présence de parois isolantes, quelle que soit la configuration choisie. Au total, ce sont trois pièces en PEEK qui assurent cette fonction ainsi que le maintien de tous les composants sur le couvercle inférieur.

Les deux premières s'assemblent et forment les parois de la zone de dérive inférieure de la chambre gazeuse. En bas et à l'intérieur, un épaulement permet d'accueillir une bague en cuivre dont le rôle est d'assurer la mise en tension de la fenêtre d'entrée. Cette bague est soudée à un fil connecté à l'une des traversées étanches haute tension [Fig. 3.22]. Sur l'extérieur, on retrouve deux fois six logements dédiés à la mise en place de vis en configuration tête-bêche. Celles dirigées vers le haut maintiennent toutes les pièces de l'étage gazeux sur le logement des scintillateurs plastiques. Celles dirigées vers le bas fixent l'ensemble sur le couvercle. Sur la partie supérieure, les pièces disposent de 6 rainures permettant le passage du gaz sans toutefois mettre en regard les électrodes avec les parois en Inox du détecteur. La diffusion du gaz à travers ces orifices a été pensée de sorte à renouveler le gaz au plus près des zones où les charges d'espaces sont potentiellement les plus importantes.

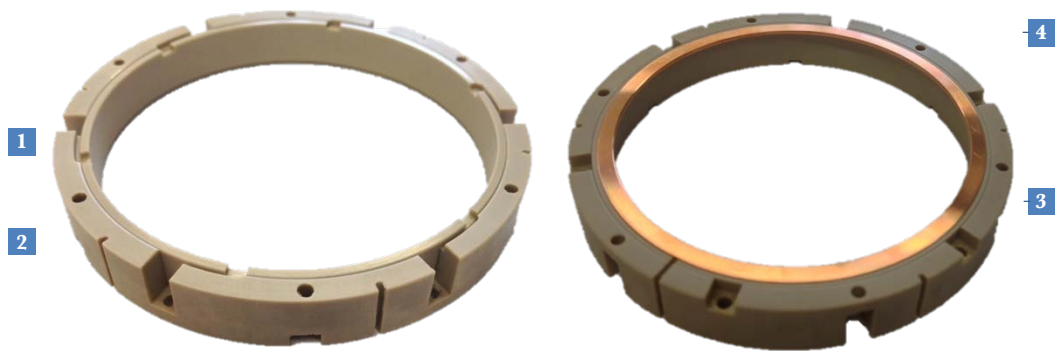


Figure 3.22 : Parois du volume de dérive de la chambre gazeuse

À gauche vue de dessus des pièces d'assemblage. À droite vue de dessous avec l'ajout de la bague en cuivre. (1) : rainure de passage du gaz, (2) : logement des vis de fixation au couvercle, (3) logement des vis de fixation au logement des scintillateurs, (4) : bague en cuivre assurant la connexion électrique avec la fenêtre d'entrée.

Sur ces deux pièces est fixé soit le plan de fils, soit la feuille *GEM*, puis vient ensuite la seconde paroi isolante. Celle-ci dispose selon la configuration, d'un ou deux épaulements permettant de tenir compte de la surépaisseur liée à la soudure des fils et de la grille en cuivre. La hauteur de la pièce est moins importante pour la configuration avec la *GEM* car la zone d'induction – définie dans la partie 3.2.2 – ne nécessite pas d'être très importante [Fig. 3.23]. Elles ont également toutes deux une rainure pour le passage du fil d'alimentation de la bague en cuivre. L'ensemble des pièces internes dont le diamètre extérieur coïncide avec le diamètre intérieur du corps du détecteur dispose de 6 rainures équ réparties sur leur contour pour permettre le passage des fils d'alimentation.



Figure 3.23 : Vue de dessous des parois du volume d'induction de la chambre gazeuse

À gauche, parois de la chambre multi-fils. À droite, parois de la chambre utilisant la *GEM*. La grille en cuivre que l'on peut voir sur l'image de droite peut être montée sur les deux pièces.



Systeme de distribution du gaz

Figure 3.24 : Bloc de distribution du gaz du détecteur SECOND

- (1) : canal d'entrée du gaz, (2) : canaux de distribution,  
 (3) : orifice de sortie, (4) : tubulure de distribution

Dans les paragraphes précédents sont évoqués les points d'entrée du gaz dans la chambre proportionnelle ainsi que les connecteurs disposés sur le couvercle du détecteur. Pour acheminer le gaz de l'un à l'autre, trois tubulures adjointes à une pièce en cuivre assurent la distribution uniforme du gaz. L'ensemble est vissé au couvercle par dix vis proches des lignes d'acheminement.

Sur la figure [Fig. 3.24], on peut voir le tracé des lignes de transfert du gaz qui ont été dessinées de sorte à être toutes de mêmes longueur et section. Le choix du cuivre est justifié par la volonté de thermaliser au mieux possible le gaz entrant, potentiellement plus chaud que celui à l'intérieur du détecteur.

Alimentation MPPC

L'alimentation des photomultiplicateurs-silicium est extérieure au détecteur. C'est une alimentation achetée auprès d'Hamamatsu permettant de délivrer une tension stabilisée entre 41 et 100 V pour une tension d'alimentation de 5 V. Elle est pilotée par un programme Labview qui envoie les informations via RS232 reconverties en niveaux de signaux TTL que peut lire la puce d'alimentation. Le schéma du dispositif de conversion est donné sur la figure [Fig. 3.25].

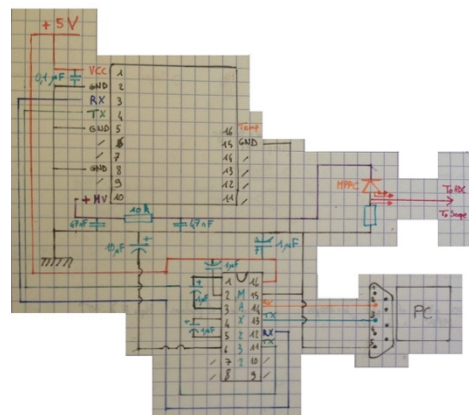
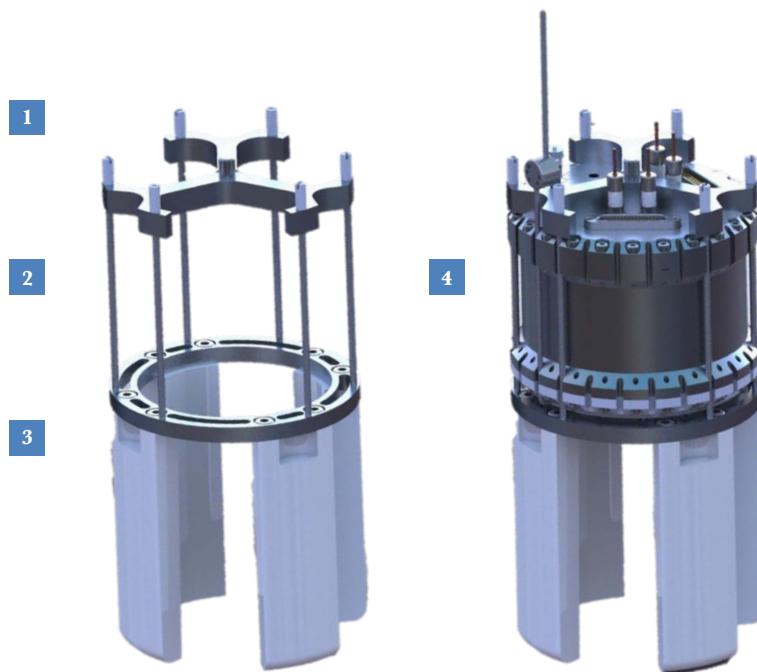


Figure 3.25 : Schéma de câblage de la puce d'alimentation des MPPC

Absorbeur

Le rôle de l'absorbeur est de capturer les neutrons sur-critiques [Sec. 2.3]. L'utilisation du détecteur nécessite de revoir sa géométrie comparée à celle utilisée en 2014 [34], afin de ne pas intercepter les trajectoires des électrons. De plus, la présence du détecteur ne permet pas le passage de la tige de maintien. À cet effet, plusieurs pièces en aluminium ont été réalisées afin d'assembler le détecteur et l'absorbeur sur la tige d'actionnement. Comme pour le corps du détecteur, un maximum de matière a été enlevé, de sorte à alléger l'ensemble et améliorer l'efficacité du pompage du vide expérimental.

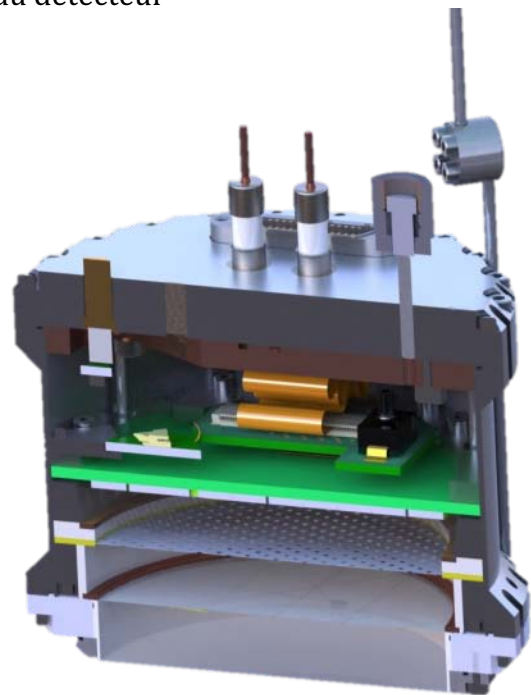
Figure 3.26 : Structure de maintien de l'absorbeur et du détecteur *SECOND*

(1) : vis de serrage à la tige d'actionnement de l'absorbeur, (2) : tiges filetées, (3) : absorbeur en 4 secteurs permettant le passage des électrons vers le détecteur, (4) : détecteur.

### 3.2.4 Fonctionnement détaillé du détecteur

Les sections précédentes décrivent le détail de chacune des pièces du détecteur. Ce paragraphe vise à fournir un aperçu plus global en décrivant cette fois-ci le fonctionnement du détecteur *SECOND* dans son ensemble. La figure [Fig. 3.27] présente une vue en coupe du détecteur assemblé et la figure [Fig. 3.28] en montre une vue éclatée. Toutes les pièces mentionnées précédemment sont reportées sur ces figures, à l'exception du support de l'absorbeur.

Ce détecteur d'électrons est donc constitué de deux étages de détection opérant en coïncidence. Guidés par le champ magnétique généré par la bobine intermédiaire de *HOPE*, les électrons peuvent atteindre *SECOND*. Ils doivent alors franchir la fenêtre de la zone « tampon » puis une seconde, la fenêtre principale du détecteur. Le diamètre d'ouverture

Figure 3.27 : Vue en coupe du détecteur *SECOND*

du détecteur est de  $64\text{ mm}$ . Ainsi, la plupart des électrons dont le rayon de trajectoire dans le piège reste inférieur à  $32\text{ mm}$  ont une forte probabilité d'interagir dans *SECOND*. Compte-tenu de la finesse des fenêtres, le taux de pertes par absorption ou rétrodiffusion est faible. Une fois les fenêtres franchies, l'électron incident pénètre au sein du gaz qui remplit l'ensemble du détecteur – d'un volume total de  $150\text{ cm}^3$  environ – et plus particulièrement l'étage de détection gazeux. L'électron dépose ainsi quelques kilo-électron-Volts d'énergie au sein du gaz, soit l'équivalent de plusieurs dizaines à centaines de paires électron-ion (en prenant une valeur de  $30\text{ eV}$  pour l'énergie d'ionisation). La configuration du détecteur permet l'utilisation, soit d'un plan de fils, soit d'une feuille GEM pour réaliser la multiplication du nombre de paires initiales. Les paragraphes précédents mettent en avant les avantages de chaque type d'électrode et seuls des tests expérimentaux permettront de déterminer lequel est le plus performant.

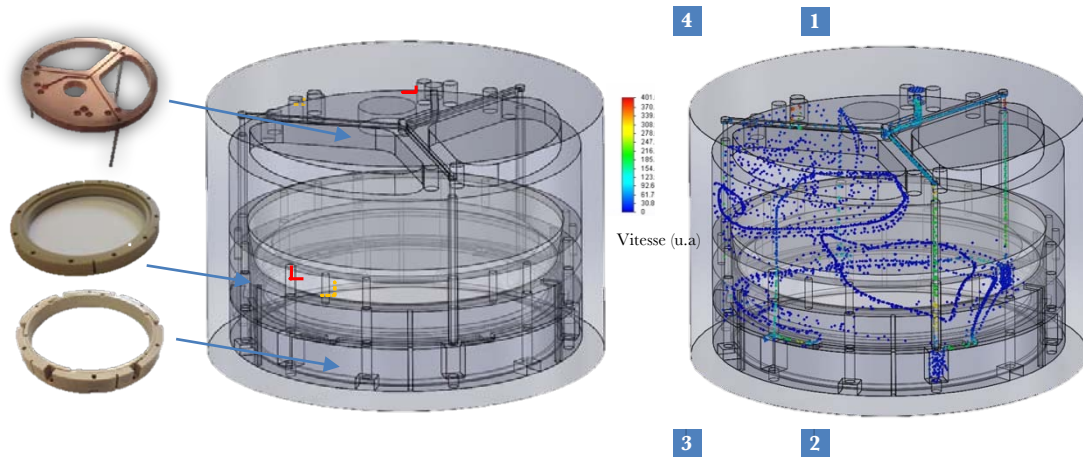
Le détecteur n'étant pas scellé à cause de la faible perméabilité de la fenêtre d'entrée [Sec. 3.2.3], le gaz circule continuellement dans le détecteur qui dispose à ce titre d'une entrée et d'une sortie. Cela assure le maintien d'une pression constante mais aussi la purification du gaz. D'autre part, l'acheminement du gaz « frais » à l'intérieur du détecteur, et plus particulièrement vers l'étage de détection gazeux, s'effectue via différents canaux [Fig. 3.29]. Le renouvellement uniforme du gaz est ainsi assuré dans les zones les plus critiques du détecteur.





Figure 3.28 : Vue éclatée du détecteur *SECOND*

(1) : couvercle supérieur et connecteur électrique, (2) : bloc de distribution du gaz, (3) : connecteur interne micro-D 51 voies, (4) : circuit imprimé de connexion à la matrice de *Si-PM*, (5) : nappe flexible en Kapton®, (6) : matrice de *Si-PM* et supports en aluminium, (7) : scintillateurs, (8) : support des scintillateurs, (9) : isolant en Kapton®, (10) : grille en cuivre, (11) : paroi zone d'induction, (12) : feuille *GEM* ou plan de fils sur son support composite, (13) : paroi de la zone de dérive, (14) : bague de connexion électrique à la fenêtre d'entrée, (15) : pièce de fixation au couvercle, (16) : corps du détecteur, (17) : couvercle inférieur et fenêtre d'entrée principale, (18) : capillaire de pompage de la zone « tampon », (19) : raccord étanche, (20) : fibres en Kevlar®, (21) : support des fibres et parois de la zone « tampon », (22) : fenêtre de la zone « tampon ».

Figure 3.29 : Injection du gaz dans le détecteur *SECOND*

À droite, modèle simplifié pour la simulation du transport du gaz. À gauche, tracé de la vitesse pour quelques trajectoires de particules de gaz dans le détecteur. En rouge, sur la figure de droite, trajectoire des molécules de gaz guidées vers l'étage de détection. En orange, évolution « libre » des particules de gaz. (1) : entrée du gaz dans le détecteur, (2) : point d'entrée du gaz dans l'étage de détection gazeux, (3) : point de sortie du gaz de l'étage de détection gazeux, (4) : sortie du gaz du détecteur.

Le type de gaz reste à définir précisément par une série de tests, même si un mélange hélium- $\text{CF}_4$  semble particulièrement intéressant. En limitant la proportion de  $\text{CF}_4$ , le mélange est, d'une part, compatible avec la température d'opération de  $120\text{ K}$ , et d'autre part, sa faible densité confère à la chambre gazeuse une très faible section efficace vis-à-vis des rayonnements parasites. Enfin, les propriétés de scintillation d'un tel mélange permettent une lecture optique de l'étage gazeux à l'aide du même dispositif que celui utilisé pour le deuxième étage.

Une fois le gaz traversé, l'électron de décroissance termine sa course et dépose la totalité de son énergie – sous réserve qu'il ne soit pas rétrodiffusé – dans le *phoswich* de scintillateurs plastiques, et plus précisément dans le premier scintillateur qu'il rencontre, c'est-à-dire celui dont la constante de temps de désexcitation est faible. Le signal de scintillation est donc intense et court et détecté quasiment instantanément par la matrice de *Si-PM*. Plusieurs centaines de nanosecondes plus tard, les photons de scintillation émis par le gaz suite au passage de l'électron primaire parviennent également jusqu'aux photodiodes<sup>1</sup>. Ce retard est lié à la durée de migration des électrons secondaires vers l'anode du détecteur où a lieu l'avalanche électronique et où la majorité des photons de scintillation sont créés. Ce retard est de plusieurs centaines de nanosecondes voire d'une microseconde, ce qui permet *a priori* de résoudre distinctement les deux signaux [Fig. 3.30]. La constante

<sup>1</sup> En toute rigueur, un premier signal de scintillation du gaz se superpose (arrive au même instant) au signal de scintillation du *phoswich*. C'est le signal de scintillation prompt lié aux premières désexcitations des molécules de gaz consécutives aux créations de paires électron-ion initiales (celles créées avant l'avalanche électronique).

de décroissance des signaux, bien plus longue que celle du scintillateur rapide, est liée à la capacité intrinsèque élevée des capteurs.

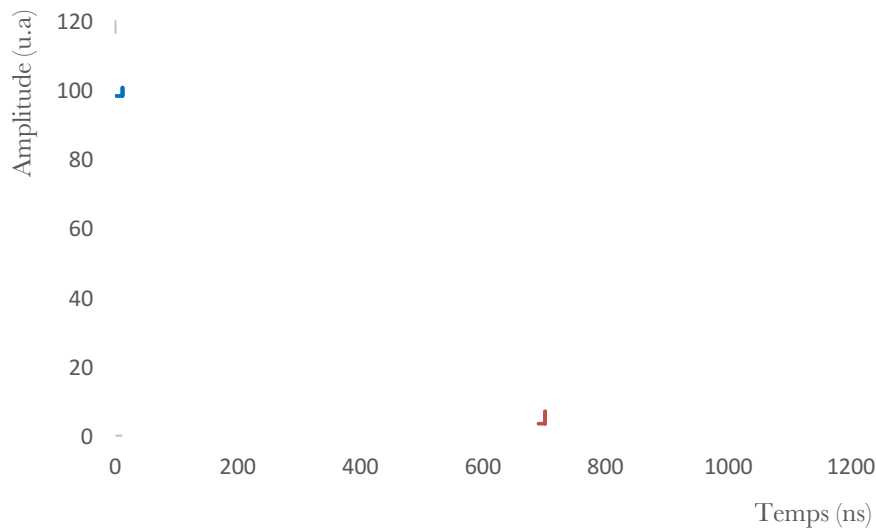


Figure 3.30 : Exemple de signal des Si-PM attendu suite au passage d'un électron dans le gaz puis dans le scintillateur

Le détecteur gazeux opère donc en coïncidence avec l'étage solide du détecteur. Il reste néanmoins un élément nécessaire au fonctionnement de *SECOND* qui est conséquent à la longueur d'onde des photons de scintillation du gaz. En général, et cela est d'autant plus vrai pour l'hélium, les gaz rares scintillent dans le domaine de l'ultraviolet lointain. En utilisant un gaz secondaire de scintillation tel que le  $\text{CF}_4$ , le problème est déporté vers des longueurs d'onde plus proches du visible (mais restant dans l'ultraviolet). Or, les scintillateurs ainsi que la fenêtre en époxy des *Si-PM* absorbent les *UV*. Il faut donc « transformer » ce rayonnement vers des longueurs d'onde compatibles avec le spectre d'absorption des scintillateurs et de l'époxy ; le recours à un « *shifter* » est donc indispensable. Un « *shifter* » ou « *wavelength shifter* » est un matériau capable d'absorber des photons puis de les réémettre dans des longueurs d'onde plus élevées. Le 1,1,4,4-tétraphényl-1,3-butadiène (*TPB*) est l'un des meilleurs candidats pour cette application puisqu'il absorbe les photons de longueur d'onde inférieure à  $400 \text{ nm}$ , et son pic de réémission est centré sur  $425 \text{ nm}$ . D'une part le spectre d'émission est compatible avec les scintillateurs car leur absorption à ces longueurs d'onde est faible, mais d'autre part, il est centré précisément là où l'efficacité de détection des *Si-PM* est maximale [Ann. F]. Le principe consiste donc à effectuer un dépôt chimique de *TPB* sur la face inférieure du *phoswich*. La figure [Fig. 3.31] schématise l'émission de photons de scintillation au sein du détecteur ainsi que l'absorption des photons émis par le gaz et leur réémission par le *TPB*.

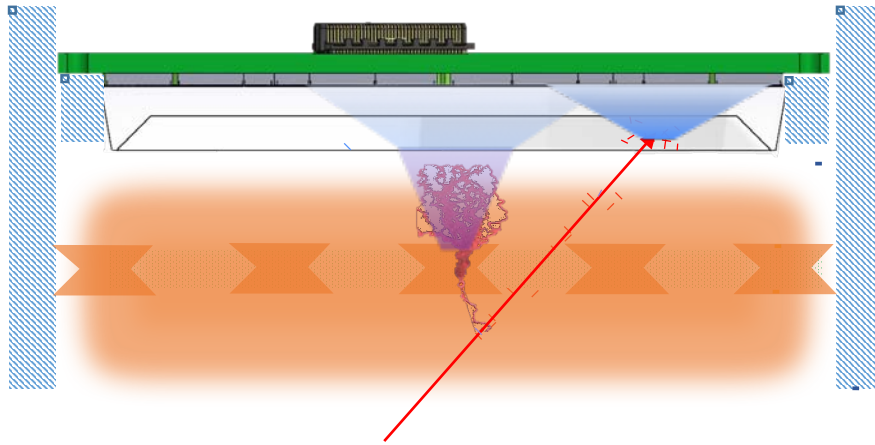


Figure 3.31 : Schéma des photons de scintillation effectivement détectés suite au passage d'un électron

L'échelle des différents composants n'est volontairement pas respectée. En orange, le gaz du détecteur. En rouge, les électrons primaire ou secondaires. En violet les photons  $UV$  émis au sein du gaz. En bleu, les photons émis par le scintillateur ou réémis par le  $TPB$  déposé sur la surface de scintillateur rapide. La plupart des photons  $UV$  détectés sont issus de l'avalanche électronique et convertis par le  $TPB$  à la surface du scintillateur.

La réémission par le  $TPB$  est isotrope ; une proportion conséquente des photons réémis est donc perdue. Cette perte peut-être en partie compensée par l'efficacité de conversion des photons de l'extrême ultra-violet ( $60 - 200 \text{ nm}$ ) vers des longueurs d'onde plus élevées, qui peut être supérieure à  $100 \%$  [49].

### 3.3 Simulations

La modélisation a joué un rôle essentiel dans la conception du détecteur. Toutes les simulations relatives aux transports des particules ont été réalisées à l'aide du code de calcul *Monte-Carlo GEANT4 v 10.01* doté des bibliothèques de sections efficaces d'interaction à basse énergie *penelope*. En réalité, la simulation a été utilisée avant même la conception des premières pièces du détecteur pour une évaluation des possibilités mais également tout au long du développement. Par souci de concision, les seuls résultats présentés dans cette section ne tiendront compte que des données simulées avec la géométrie définitive du détecteur.

### 3.3.1 Efficacité de détection des électrons

Les simulations présentées dans ce paragraphe permettent d'estimer l'efficacité de détection des électrons issus de la décroissance des neutrons ultra-froids piégés à l'intérieur de *HOPE*. L'émission des électrons est considérée isotrope, quant à leur position initiale dans le piège, elle est générée à partir de la distribution spatiale des *UCN* à un instant donné. Cette distribution est calculée à partir du potentiel magnétique induit par les bobines supraconductrices et aimants permanents de *HOPE*, en considérant une répartition initialement uniforme dans l'espace des phases dans la zone de piégeage. Cette dernière hypothèse n'est pas strictement exacte dans la mesure où la distribution dépend de paramètres tels que les conditions de remplissage (y compris la géométrie des guides), la vitesse de montée en courant de la bobine inférieure de *HOPE*, etc. Néanmoins, elle fournit une base acceptable pour simuler les positions initiales des électrons. La figure [Fig. 3.32] décrit la distribution dans un demi-plan longitudinal du piège, la distribution volumique pouvant être obtenue par symétrie de révolution axiale. Sauf mention contraire, les simulations sont effectuées avec le détecteur dans sa configuration « chambre multi-fils » et rempli d'hélium à  $300\text{ mbar}$ .

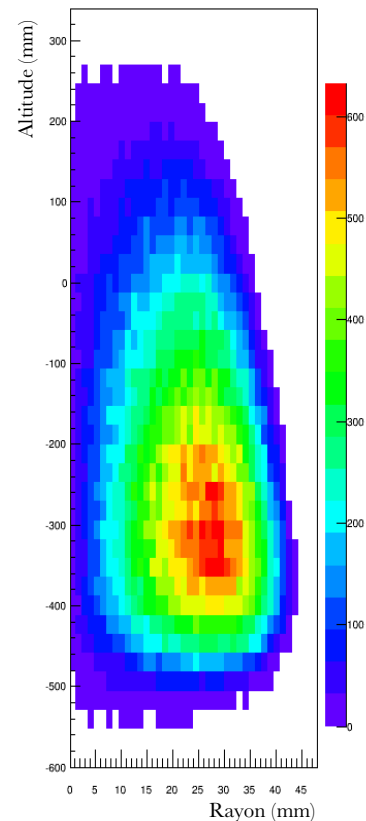


Figure 3.32 : Densité de probabilité de présence des neutrons au sein du piège

#### Trajectoires et efficacité de détection

Les trajectoires des électrons dans le piège sont fortement influencées par les champs magnétiques en présence. Les électrons sont guidés vers le haut en suivant des trajectoires en spirale. Les vues en coupe [Fig. 3.33] illustrent un exemple de ces trajectoires qui témoignent d'une certaine périodicité. Cette périodicité implique indirectement que la plupart des électrons, initialement situés ou qui au cours de leur trajectoire se trouvent sur un rayon supérieur au rayon d'ouverture du détecteur ( $32\text{ mm}$ ) par rapport à l'axe du piège, ne peuvent vraisemblablement pas être détectés car la probabilité qu'ils touchent les parois du détecteur est élevée. Les résultats de la simulation montrent que seuls  $4,8\%$  des électrons détectés étaient situés initialement sur un rayon supérieur à  $32\text{ mm}$ .

Outre la perte sur les parois du détecteur, bon nombre des électrons sont perdus dans les parois du volume de stockage avant même de l'atteindre. L'efficacité d'extraction des électrons par le champ magnétique n'est donc pas de  $100\%$  et les pertes résultent de la complexe combinaison entre les paramètres initiaux des électrons (position et vecteur vitesse) et le vecteur champ magnétique qui sera discutée dans le prochain paragraphe.

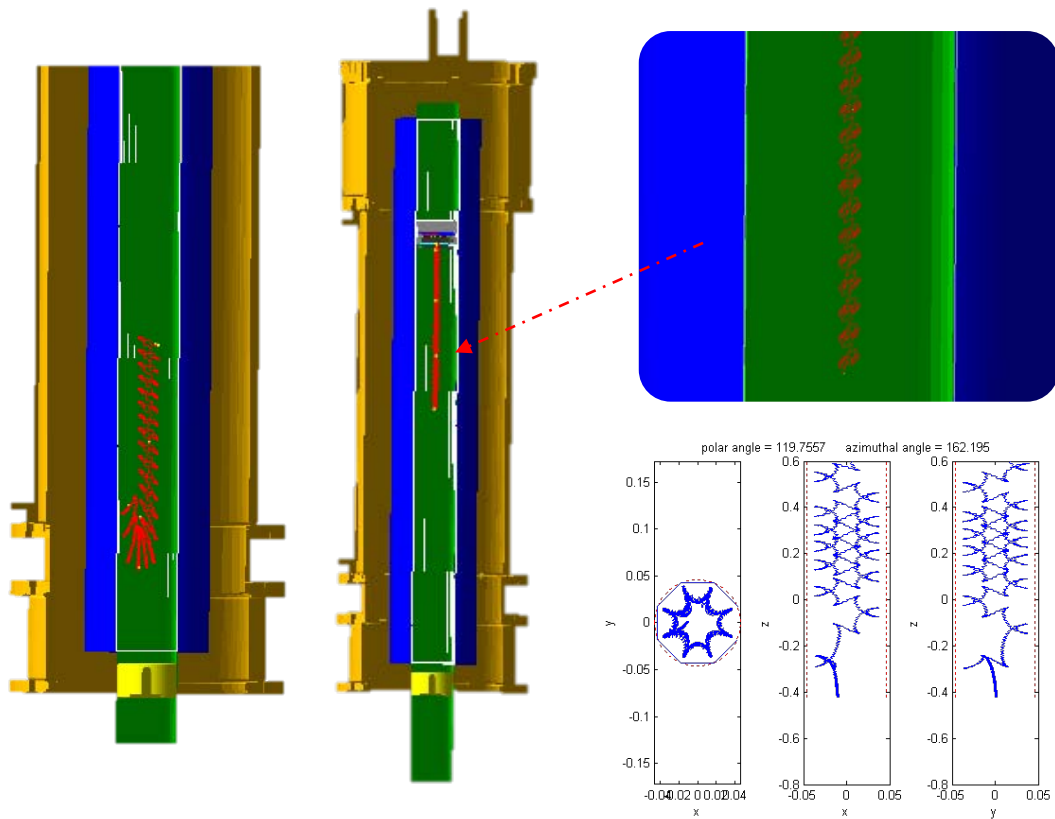


Figure 3.33 : Quelques exemples de trajectoires simulées avec *GEANT4* et Matlab

À gauche, trajectoire d'un électron simulée avec *GEANT4* permettent de visualiser le miroir magnétique généré par la bobine inférieure. Au milieu, trajectoire d'un électron interagissant dans le détecteur, avec en haut à droite une vue agrandie. En bas à droite, trajectoire « périodique » d'un électron simulée avec Matlab [34].

Les paramètres sur lesquels il est possible d'influer pour augmenter la probabilité de collection d'un électron sont le champ magnétique de la bobine intermédiaire de *HOPE* et la position du détecteur. Ainsi, différentes valeurs de champ ont été simulées [19], et la valeur de  $300\text{ mT}$  a été retenue comme étant le meilleur compromis entre le nombre d'*UCN* piégés et l'efficacité de collection des électrons. La position du détecteur dans le piège peut également varier grâce à la tige d'actionnement de l'absorbeur. Cependant, il existe une limite basse imposée par la présence de l'absorbeur lui-même qui ne peut être descendu trop profondément dans le piège. Bien sûr, plus le détecteur est bas – autrement dit, plus l'on réduit la distance entre le détecteur et les électrons de décroissance – meilleure est l'efficacité de collection. Ainsi, pour un positionnement de la fenêtre d'entrée à  $320\text{ mm}$  au-dessus du plan médian de l'assemblage d'aimants, les électrons ont une probabilité d'atteindre la fenêtre d'environ  $64\%$ , les particules manquantes étant perdues sur les parois du piège. La figure [Fig. 3.34] témoigne de la distribution des électrons dans le plan  $z = 300\text{ mm}$ . On distingue la forme particulière de la distribution liée à la présence de l'octupôle. Dès lors, on peut imaginer une nouvelle géométrie d'absorbeur qui ne perturberait que très peu la trajectoire des électrons. En effet, en le positionnant dans les quatre zones où la présence des

électrons est faible voire inexistante, il est possible de minimiser les pertes tout en ayant un absorbeur de neutrons efficace. C'est l'objet du modèle présenté plus haut dans la section [3.2.3].

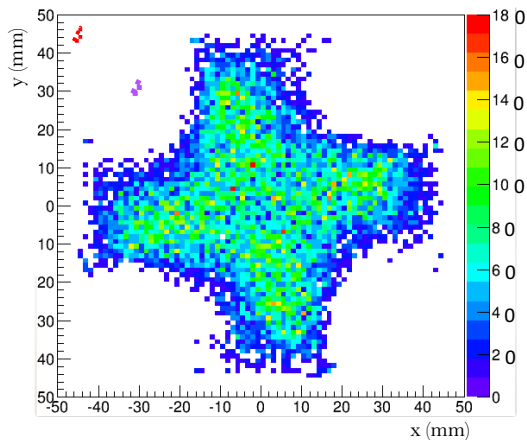


Figure 3.34 : Distribution spatiale des électrons à l'altitude  $z = 300 \text{ mm}$

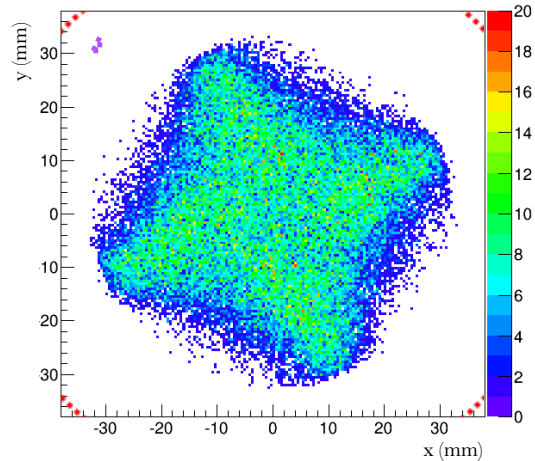


Figure 3.35 : Distribution spatiale des électrons dans le scintillateur

Les cercles pointillés en rouge et violet correspondent respectivement à la surface du tube intérieur et au diamètre d'ouverture du détecteur.

La distribution spatiale des électrons obtenue au moment de leur interaction dans le scintillateur est sensiblement identique à la précédente, à la différence près qu'il n'y a aucun électron au-delà de  $64 \text{ mm}$  de diamètre [Fig. 3.35]. Cela signifie que les trajectoires des électrons sont peu perturbées par la présence du gaz. L'efficacité de détection des électrons chute à  $49 \%$  en prenant en compte le diamètre d'ouverture du détecteur, soit une perte d'environ  $25 \%$  des électrons parvenant jusqu'à la hauteur  $z = 300 \text{ mm}$ , c'est-à-dire juste en amont du détecteur.

#### Efficacité d'extraction et de détection en fonction des paramètres initiaux des électrons

Plusieurs éléments peuvent être conclus à partir des données précédentes :

- l'efficacité de détection est fonction de la position radiale initiale,
- l'efficacité d'extraction n'est pas de  $100 \%$  et dépend donc nécessairement des paramètres initiaux des électrons,
- ces deux efficacités sont très étroitement corrélées pour une position radiale de l'électron inférieur au rayon d'ouverture du détecteur.

Dans la suite, nous raisonnerons alternativement sur l'efficacité d'extraction ou de détection selon la pertinence des éléments étudiés, mais le lecteur doit garder à l'esprit l'étroite connexion qu'il existe entre les deux.



En raisonnant uniquement sur la position radiale des électrons, on constate que l'efficacité d'extraction diminue drastiquement en fonction du rayon initial sur lequel se trouve l'électron [Fig. 3.36]. C'est un résultat d'autant plus intéressant qu'au-delà de ce rayon critique, la densité de probabilité de présence des neutrons est plus importante pour les neutrons de plus haute énergie, et *a fortiori*, pour les neutrons sur-critiques pouvant être piégés [voir Sec. 2.3]. Cela signifie qu'intrinsèquement, les neutrons sur-critiques sont moins détectés que les autres neutrons du piège ce qui réduit l'erreur systématique commise sur la mesure du temps de vie du neutron.

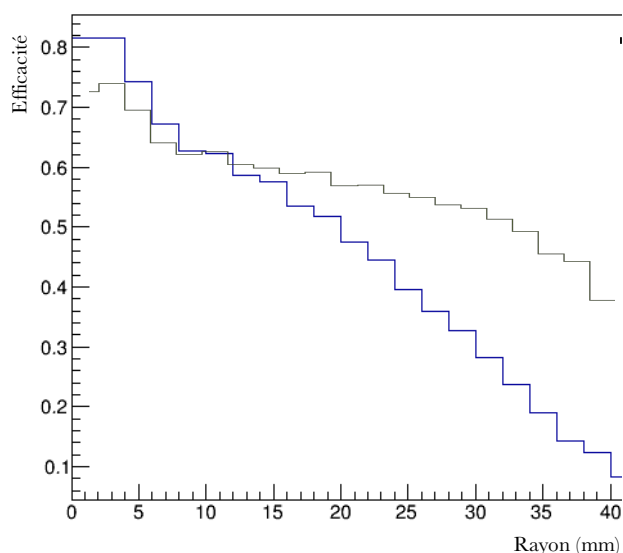


Figure 3.36 : Efficacité d'extraction (vert) et de détection (bleu) des électrons en fonction de leur position radiale initiale

En poussant plus loin l'analyse, on remarque que l'efficacité de détection des électrons de rayon originel supérieur à  $32\text{ mm}$  est dépendante de la position angulaire. Les électrons préférentiellement discriminés sont ceux situés initialement sur les lignes de champ ortho-radiales induites par les aimants permanents. La figure [Fig. 3.37] illustre ce propos et le graphique [Fig. 3.38] illustre que cette corrélation – entre l'efficacité de détection et la position angulaire – existe quelle que soit la position radiale et diminue rapidement quand on se rapproche de l'axe. Cette dernière remarque est en accord avec le fait que la composante du champ magnétique liée aux aimants devient de plus en plus faible à mesure que le rayon diminue.

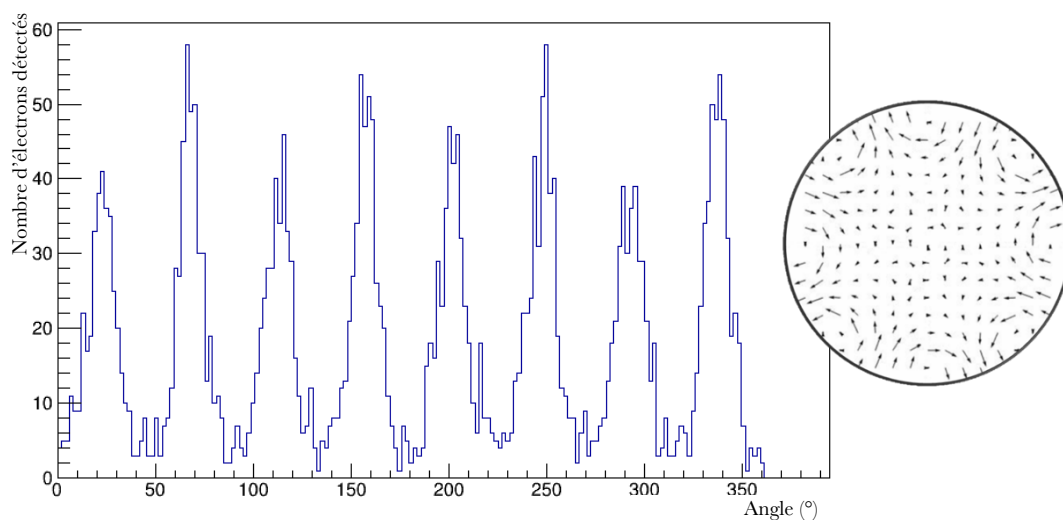


Figure 3.37 : Nombre d'électrons détectés en fonction de leur position angulaire initiale pour  $r > 32\text{ mm}$

$r$  désigne la distance initiale de l'électron par rapport à l'axe. L'encart sur la droite montre les lignes de champ produites par les aimants permanents. L'origine pour le calcul de l'angle est prise sur le diamètre horizontal.



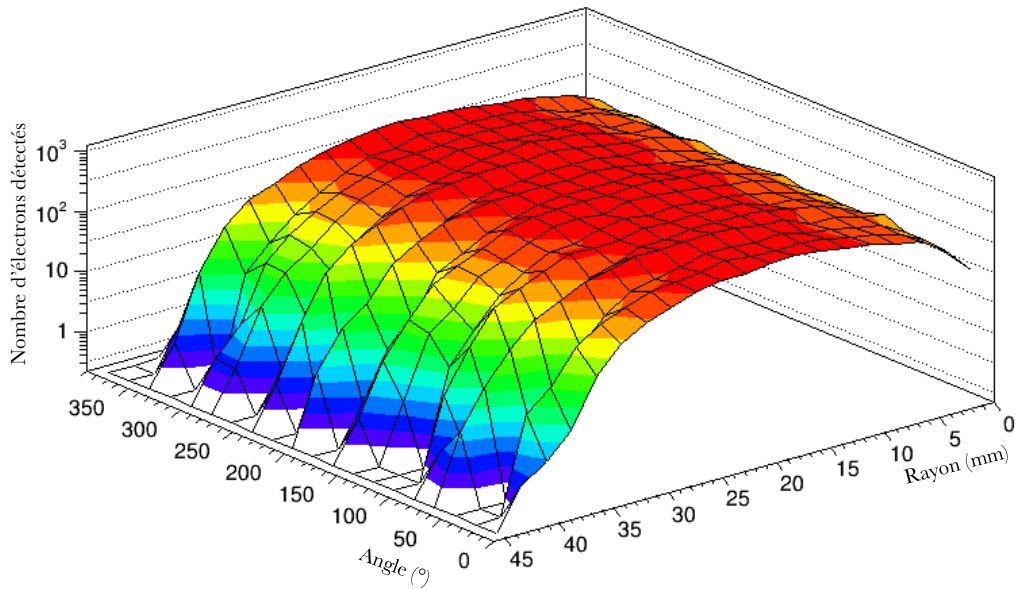


Figure 3.38 : Nombre d'électrons détectés en fonction de leurs positions radiale et angulaire initiales

Pour les rayons élevés, l'efficacité est faible, mais est surtout très dépendante de la position angulaire. C'est la raison des creux et des bosses sur la figure. À mesure que le rayon diminue, la différence de hauteur entre les creux et les bosses diminue, jusqu'à s'éteindre complètement, d'où la planéité de la surface observée à partir d'un rayon inférieur à  $20\text{ mm}$ .

La probabilité qu'un électron atteigne un plan situé à une altitude  $z$  dans le piège est donc fonction de sa position initiale, radiale et angulaire. Mais, elle dépend aussi de la direction de son vecteur vitesse initial. Ainsi, on constate sur la figure [Fig. 3.39] que les électrons ayant une composante axiale de vitesse initiale trop importante sont moins bien extraits et détectés que les autres. La raison vient du fait que la force s'exerçant sur l'électron  $-q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$ , où  $q$ ,  $v$  et  $B$  désignent respectivement la charge et la vitesse de l'électron et le champ magnétique – est purement radiale si la vitesse initiale est selon l'axe vertical, projetant alors l'électron vers les parois (potentiellement vers des rayons de trajectoire supérieurs à  $32\text{ mm}$ ).

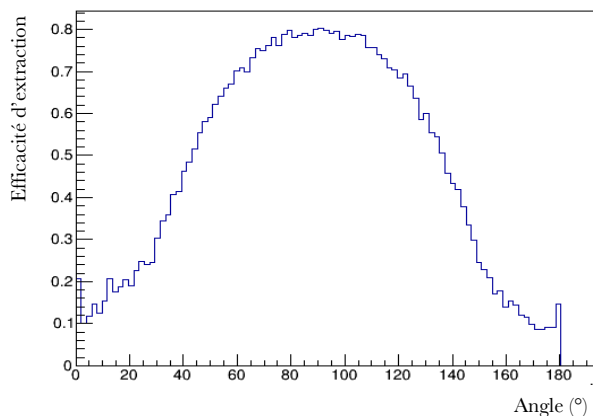


Figure 3.39 : Efficacité d'extraction en fonction de l'angle par rapport à l'axe vertical

Ce résultat est intéressant car l'hypothèse d'émission isotrope des électrons dans le piège est inexacte. En effet, la décroissance  $\beta$  est asymétrique et l'émission des électrons se fait préférentiellement dans la direction opposée au spin du neutron de sorte que la distribution angulaire est donnée par

$$W(\theta) = 1 + A \cdot P \cdot \cos(\theta) \quad (\text{Éq 3.2})$$

où  $A$  est le coefficient de corrélation angulaire de l'asymétrie *bêta* valant  $-0,1184 \pm 0,0010$  [8],  $P$  le facteur de polarisation (100 % dans ce cas), et  $\theta$  l'angle décrit entre le spin du neutron et la quantité de mouvement de l'électron. Or l'orientation du spin du neutron suit celle du vecteur champ magnétique et s'oppose au ligne de champ. La description faite dans la section [Sec. 2.3.1] montre que l'orientation du spin est de plus en plus verticale à mesure que le rayon décroît ; le champ des aimants devient minoritaire par rapport à celui de la bobine. Au vu de la légère asymétrie de la désintégration *bêta*, cela signifie que les neutrons sur-critiques seraient détectés plus facilement que les autres ; en effet, leur probabilité de présence près des bords du piège est plus élevée que les neutrons sous-critiques et ce sont dans ces zones que l'orientation du spin est la moins verticale.

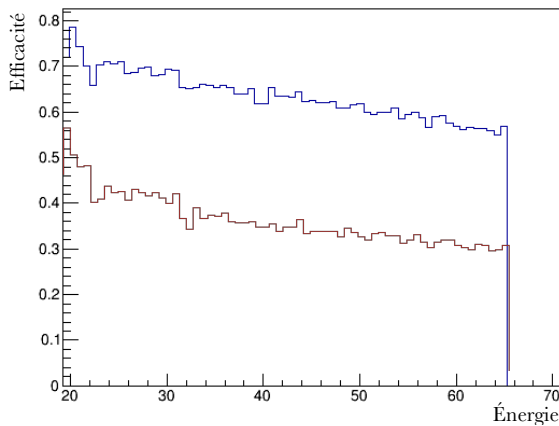


Figure 3.40 : Efficacité d'extraction et de détection en fonction de l'énergie initiale des UCN

En bleu efficacité d'extraction. En rouge, efficacité de détection. La coupure à 65 *neV* est l'énergie maximale des *UCN* sur-critiques simulés.

On est donc en présence de deux effets opposés : par comparaison aux neutrons sous-critiques, l'extraction des électrons issus des neutrons sur-critiques est moins bonne si l'on raisonne sur leur position dans le piège, mais elle est meilleure lorsque l'on considère la direction d'émission des électrons. Afin de statuer sur la prépondérance de l'un de ces deux effets, j'ai effectué une seconde simulation en tenant compte cette fois-ci de l'asymétrie *bêta*. Par chance, le résultat montre que l'efficacité de détection décroît avec l'énergie des *UCN* ce qui signifie que la détection est moins sensible aux neutrons

sur-critiques. La barrière de criticité étant de 48 *neV* (dans les conditions précisées plus haut), on peut évaluer les efficacités moyennes d'extraction et de détection pour les différents « catégories » d'*UCN* dans le piège [Tab. 3.2].

Tableau 3.2 : Efficacités absolues d'extraction et de détection en fonction de la gamme d'énergie des *UCN* piégés

<i>Gamme d'énergie E des UCN (neV)</i>	<i>Efficacité d'extraction (%)</i>	<i>Efficacité de détection (%)</i>
<i>Sous-critiques &lt; 48</i>	65,0	45,5
<i>Sur-critiques 48 &lt; E &lt; 55</i>	61,5	41,6
<i>« Très » sur-critiques E &gt; 55</i>	58,5	39,2

Le dernier paramètre qui n'a pas été discuté est l'énergie initiale des électrons. Dans l'ensemble, on constate une diminution de l'efficacité d'extraction à mesure que l'énergie augmente. L'évolution de l'efficacité de détection est très similaire et son étude n'a d'intérêt que dans le cas où l'étage gazeux de *SECOND* est constitué de la *GEM*. En effet dans cette configuration, on observe une coupure assez nette dans les basses énergies dans la mesure où ces électrons sont plus facilement absorbés ou rétrodiffusés [Fig. 3.45].

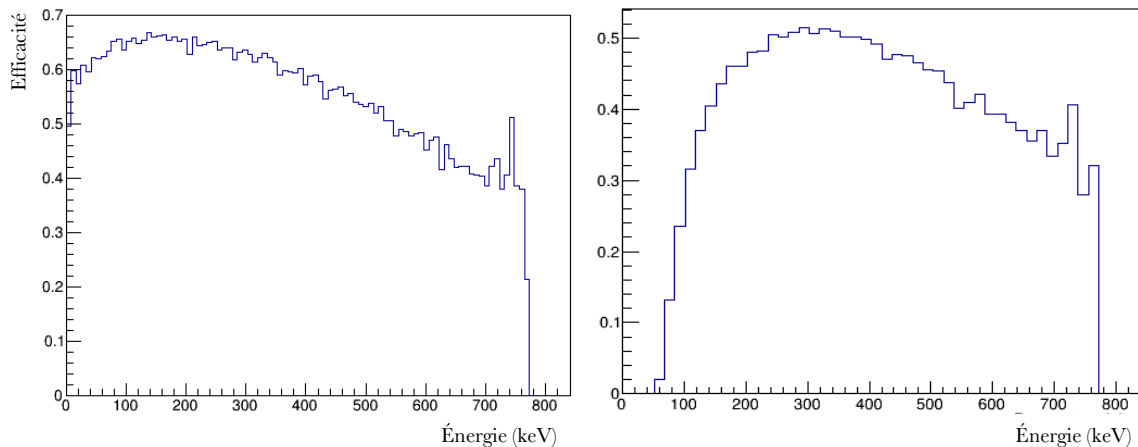


Figure 3.41 : Efficacité d'extraction et de détection en fonction de l'énergie initiale des électrons

À gauche, efficacité d'extraction. À droite, efficacité de détection dans la configuration avec la *GEM*.

### Influence de la fenêtre d'entrée du détecteur et de la *GEM*

L'épaisseur de la fenêtre d'entrée est l'un des facteurs diminuant l'efficacité de détection des électrons. En effet, plus celle-ci est grande, plus l'absorption et le nombre de rétrodiffusions sont importants. Au cours des études de conception, il semblait cependant plus intéressant de privilégier une fenêtre de Mylar® assez fine – dans la limite des contraintes discutées dans la section [3.2.3] – renforcée par des fibres de Kevlar®. En effet, alors que la présence des fibres ne change que de quelques dixièmes de pour cent l'efficacité, cette dernière décroît bien plus rapidement dès lors que l'épaisseur augmente. Le tableau ci-dessous donne l'efficacité de collection des électrons simulée en fonction de l'épaisseur de la fenêtre considérée et justifie le choix de privilégier une fenêtre la plus fine possible. Pour la géométrie finale du détecteur, il a été retenu sur une fenêtre de  $3,5 \mu\text{m}$  pour la zone « tampon » et  $5 \mu\text{m}$  pour la fenêtre principale. On prendra donc comme valeur de

référence, celle de 45,5 % d'efficacité.

Tableau 3.3 : Efficacité de détection des électrons en fonction de l'épaisseur de la fenêtre du détecteur *SECOND*

<i>Épaisseur de la fenêtre (<math>\mu\text{m}</math>)</i>	<i>Efficacité de détection (%)</i>	<i>Perte relative par rapport au cas sans fenêtre (%)</i>
<i>0</i>	48,7	0
<i>6</i>	47,2	3
<i>9</i>	45,5	7
<i>12</i>	43,5	11
<i>25</i>	42,3	13
<i>50</i>	39,8	19

La feuille *GEM* permettant la multiplication des électrons secondaires dans le gaz peut, elle aussi, être un facteur de pertes important. Son épaisseur étant de 50  $\mu\text{m}$  (voir section [3.2.2]) et la masse volumique du Kapton® plus importante que celle du Mylar® – 1,42  $\text{g.cm}^{-3}$  contre 0,96  $\text{g.cm}^{-3}$  –, la perte générée est bien plus élevée que pour la fenêtre d'entrée puisqu'elle s'élève à environ 25 %, soit une efficacité totale de détection de 33,9 %. En réalité, une *GEM* est percée de millions de trous, ce qui rend sa modélisation « réelle » difficile. Pour la simulation, une géométrie simplifiée – avec moins de trous, mais pour un volume équivalent soit 15 % du total – a été adoptée. Les résultats ont été comparés à ceux obtenus avec une feuille pleine – sans trou – dont l'épaisseur ou la masse volumique a été corrigée (soit 42,8  $\mu\text{m}$  ou 1,21  $\text{g.cm}^{-3}$ ). Ils ne montrent aucune différence notable. Ce résultat donne un avantage majeur à l'utilisation d'un plan de fils en remplacement d'une *GEM* car le premier n'engendre aucune perte.

#### Rétrodiffusions (ou backscattering)

Comme évoqué dans les paragraphes précédents, les éléments solides volumiques présents sur le passage des électrons primaires induisent des rétrodiffusions qui peuvent conduire à une baisse de l'efficacité totale de détection si l'électron n'est pas réfléchi par le champ magnétique – ou par une seconde rétrodiffusion – et ne revient pas dans le détecteur. Ces rétrodiffusions ont également lieu à la surface du scintillateur ; dans ce cas, l'électron transfère seulement une fraction de son énergie cinétique au scintillateur et s'en échappe. Parmi l'ensemble des électrons déposant une énergie non nulle dans le scintillateur, 8,5 % d'entre eux sont rétrodiffusés et ne terminent pas leur parcours dans celui-ci. Les conséquences directes sont la déformation du spectre en énergie obtenu par rapport au spectre théorique, mais surtout, certains événements conduisent à ne générer que quelques photons de scintillation, en nombre si faible que l'événement peut ne pas être détecté. Cependant, on peut considérer que cela ne concerne qu'un nombre négligeable d'interactions, tout au plus de l'ordre du pour cent, étant donné la sensibilité du dispositif de lecture des scintillateurs [Fig. 3.42].

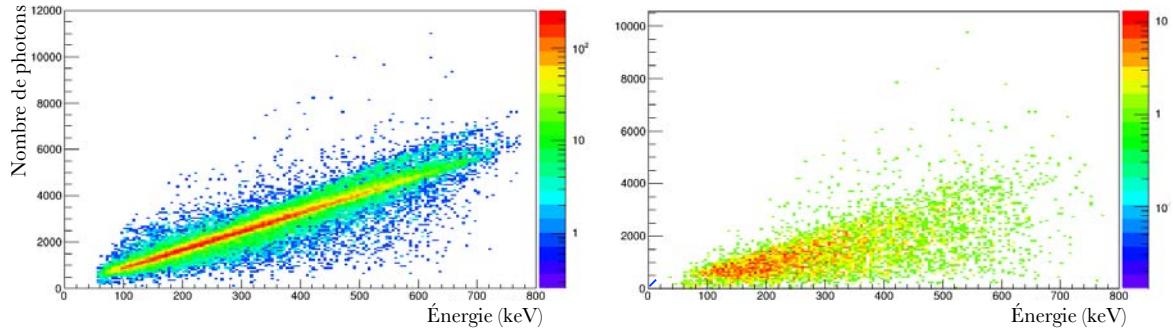


Figure 3.42 : Nombre de photons de scintillation créés en fonction de l'énergie cinétique initiale de l'électron

À gauche, électrons pénétrant dans le scintillateur sans être rétrodiffusés. À droite, électrons pénétrant dans le scintillateur et étant rétrodiffusés. La droite bleue correspond à la zone ayant la plus forte densité sur la figure de gauche.

La justification d'un nombre assez élevé de *backscattering* réside dans le fait que l'angle d'incidence des électrons par rapport à la normale à la surface du scintillateur est assez important, en moyenne  $46^\circ$ . Les électrons sont donc plus propices à « rebondir » sur le scintillateur [Fig. 3.43].

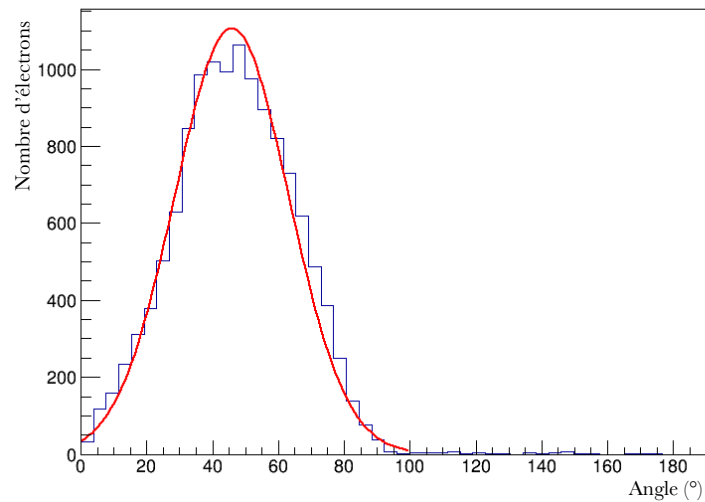


Figure 3.43 : Angle d'incidence des électrons dans le plan  $z = 300 \text{ mm}$

### Influence du gaz

Le dernier paramètre influant sur l'efficacité de détection des électrons est le gaz occupant le volume du détecteur. Le choix d'un gaz léger est régi principalement par leur plus grande performance – comparativement aux gaz plus lourds – à discriminer les faux évènements induits par l'interaction de photons gamma dans le détecteur. Ce choix est d'autant plus pertinent que la trajectoire de l'électron sera ainsi moins perturbée du fait de la plus faible densité de ce type de gaz.

Tableau 3.4 : Efficacité de détection en fonction du gaz du détecteur *SECOND*

<i>Mélange gazeux à 120 K, 300 mbar</i>	<i>Efficacité de détection (%)</i>	<i>Perte relative par rapport au cas sans gaz (%)</i>
-	47,7	0
<i>He</i>	45,3	5
<i>Ne</i>	38,8	19
<i>N<sub>2</sub></i>	36,4	24
<i>CF<sub>4</sub></i>	33,2	30
<i>Ar</i>	35,6	25
<i>He-5%CF<sub>4</sub></i>	44,7	6
<i>Ar-5%CF<sub>4</sub></i>	35,5	26

De plus, outre les contraintes de résistance mécanique de la fenêtre d'entrée, il semble judicieux de réduire la pression à l'intérieur du détecteur de sorte à diminuer la densité du gaz et augmenter l'efficacité de détection. Le graphique [Fig. 3.44], obtenu par simulation, donne l'évolution de cette dernière en fonction de la pression du mélange He-5 % CF<sub>4</sub>.

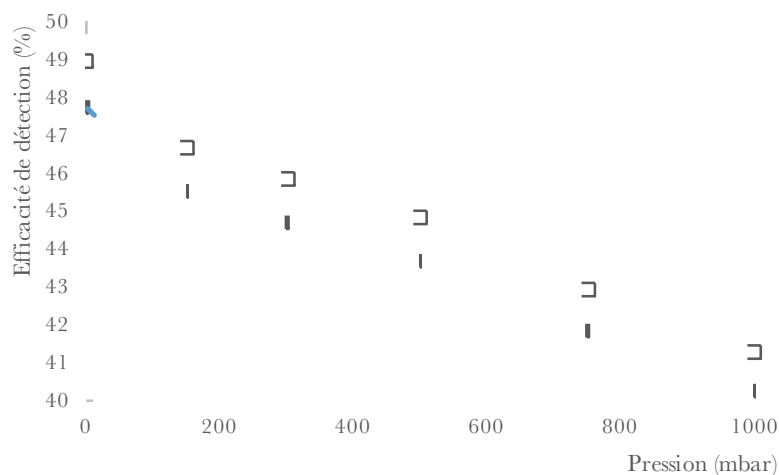


Figure 3.44 : Évolution de l'efficacité de détection en fonction de la pression à l'intérieur du détecteur

Bien sûr, la pression doit rester suffisante pour que le passage de l'électron dans le gaz puisse être détecté ; autrement dit, le nombre de paires électron-ion créées par ionisation ne doit pas être trop faible. Le tableau [Tab. 3.5] liste le nombre moyen de paires créées pour les différents gaz simulés. Le potentiel d'ionisation de l'hélium<sup>1</sup> est plus élevé que pour les autres gaz, ce qui implique moins de paires électron-ion par unité d'énergie déposée dans le gaz. De ce point de vue, l'hélium est le moins bon candidat et l'ajout de CF<sub>4</sub> peut

<sup>1</sup> Les valeurs de potentiel d'ionisation des gaz sont issues de la référence [49].

contribuer à améliorer légèrement ce rendement.

Tableau 3.5 : Nombre moyen de paires créées au sein de différents gaz

<i>Gaz (300 mbar)</i>	<i>Dépôt d'énergie moyen (keV)</i>	<i>Nombre de paires électron-ion correspondant</i>
<i>He</i>	4	99
<i>Ne</i>	15	425
<i>N<sub>2</sub></i>	21	607
<i>CF<sub>4</sub></i>	27	500
<i>Ar</i>	29	1124
<i>He-5%CF<sub>4</sub></i>	5	119
<i>Ar-5%CF<sub>4</sub></i>	29	1093

On retiendra finalement de ces simulations que l'efficacité de détection des électrons est satisfaisante avec cette géométrie de détecteur et pour un mélange He-CF<sub>4</sub>, et se situe aux alentours de 45 % dans la configuration utilisant le plan de fils et de 34 % pour la feuille GEM. Ce résultat est fonction également du choix du mélange de gaz utilisé que seuls les tests expérimentaux permettront de définir. L'utilisation d'un gaz léger est toutefois nettement préférable.

### 3.3.2 Efficacité de collection des photons

La relation de proportionnalité existant entre le nombre de photons de scintillation créés par le passage des électrons dans le scintillateur est explicite sur la figure [Fig. 3.42], présentée dans la section précédente. En moyenne, le scintillateur émet environ 8,2 photons par *kilo-électronVolts* d'énergie déposée. Comme on peut également le constater, cette proportionnalité n'est pas systématiquement respectée et il existe une certaine dispersion autour de la droite affine [Fig. 3.45].

De même, il existe une certaine proportionnalité entre le nombre de photons créés dans le scintillateur et le nombre de photons collectés par les photodiodes. La dispersion autour de la valeur moyenne du ratio de ces deux valeurs est cependant bien plus importante et dépend, en outre, de l'énergie [Fig. 3.46]. En revanche, la position de l'interaction a peu d'impact sur la valeur de ce ratio, à l'exception des valeurs très faibles (inférieures à 5 %) pour lesquelles les interactions ont lieu majoritairement sur les bords du scintillateur. De plus, l'absence de réflecteur ou diffuseur autour du scintillateur – obligatoire pour permettre

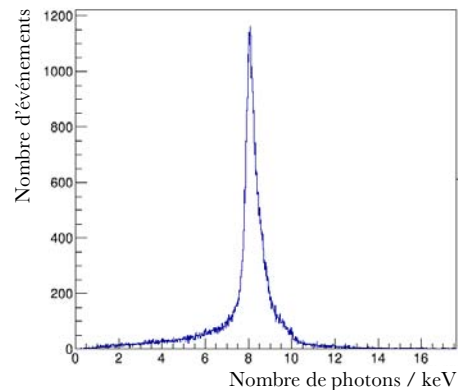


Figure 3.45 : Nombre de photons créés dans le scintillateur par unité d'énergie déposée par l'électron dans le scintillateur



la collection des photons de scintillation provenant du gaz – explique à la fois la faible valeur de moyenne, inférieure à un tiers, mais aussi l'importante dispersion observée. Par conséquent, la résolution en énergie du détecteur dans son ensemble est assez faible. Cela n'a finalement que peu d'importance puisque seul le comptage des particules est requis.

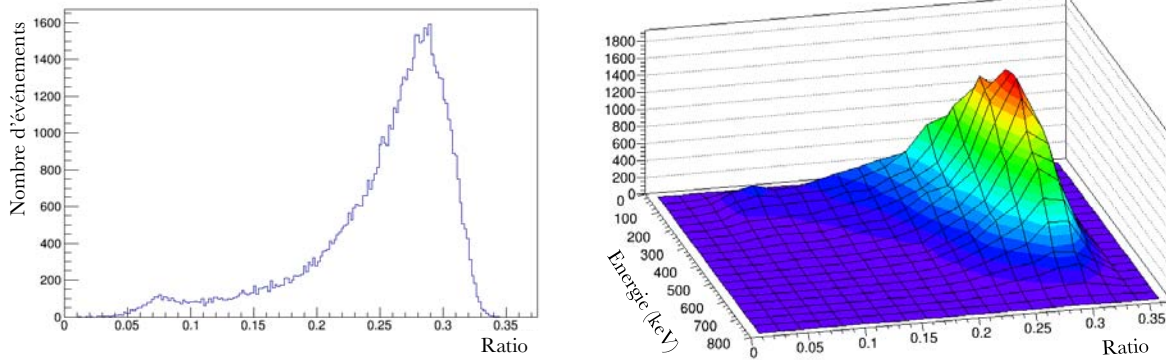


Figure 3.46 : Ratio du nombre de photons créés dans le scintillateur et détectés par les *Si-PM* et dépendance avec l'énergie initiale de l'électron

Un autre facteur ayant *a priori* un impact sur l'efficacité de détection des photons est le positionnement angulaire de la matrice de détection et le nombre de capteurs. Lors de la phase de conception, plusieurs géométries ont été testées. La conclusion se résume à l'amélioration de l'efficacité de détection en choisissant un nombre de capteurs grand. La figure [Fig. 3.47] donne les deux positions les plus favorables en terme d'efficacité absolue de détection des photons de la matrice de *MPPC* par rapport aux positions finales des électrons dans le scintillateur. Les positions intermédiaires donnent des efficacités de détection plus faibles.

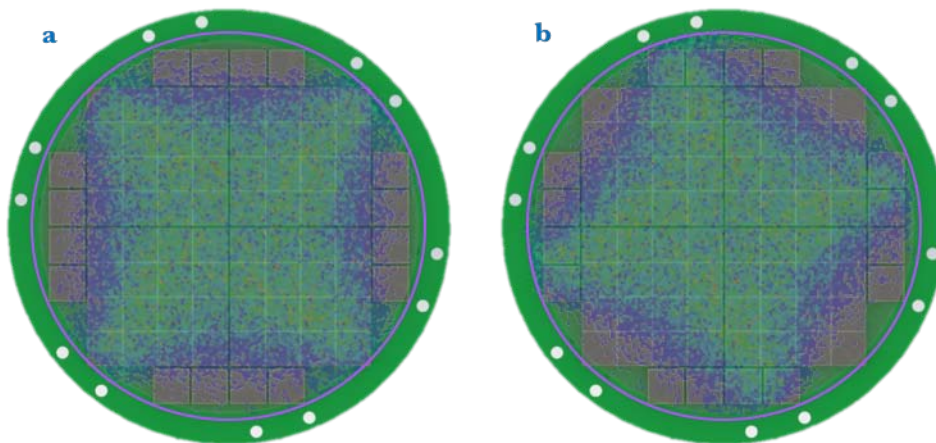


Figure 3.47 : Positionnement de la matrice de *Si-PM* en fonction de la position des électrons

La situation décrite sur l'image de gauche est en réalité légèrement moins favorable que sa jumelle. L'écart de performance n'est cependant que de 3 % pour la détection des



photons issus de l'interaction des électrons. On peut alors se poser la question de l'utilité des 16 *MPPC* individuels situés sur la périphérie (voir [Ann. E]). La raison de leur présence est liée aux interactions des muons dans le détecteur. En effet, la distribution des lieux d'interaction des muons au travers du scintillateur est uniforme sur toute sa surface. Si l'on retire les photodiodes individuelles, alors l'écart différentiel d'efficacité est cette fois d'environ 8 % pour la totalité des événements, et de plus de 15 % pour ceux ayant lieu sur un rayon supérieur à 25 mm (en comparaison de la configuration « a »). Ces données sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 3.6 : Efficacité de détection des photons en fonction du positionnement des photodiodes

<i>Configuration</i>	<i>Efficacité de détection (%)</i>	<i>Perte relative à la configuration b (%)</i>
<i>b</i>	28,3	0
<i>a</i>	27,8	3
<i>a sans 16 MPPC électrons</i>	25,6	10
<i>a sans 16 MPPC muons</i>	23,4	18

Ces photodiodes périphériques ne sont pas vitales au bon fonctionnement du détecteur, mais apportent indéniablement une amélioration et une plus grande flexibilité : on pourrait imaginer par exemple de distinguer et éliminer les événements localisés dans ces zones périphériques où les électrons ne sont pas présents alors que les muons le sont. La localisation de l'événement serait reconstruite grâce au calcul du barycentre de la position de l'ensemble des photons collectés.

### 3.3.3 Susceptibilité aux radiations extérieures

#### Muons

L'interaction des muons cosmiques dans le gaz est similaire à celle des électrons et ne sera donc pas discutée ici. La différence notable concerne la quantité d'énergie déposée dans le *phoswich*, puisque les muons traversent les deux scintillateurs. Le nombre de photons générés est en moyenne beaucoup plus grand que les électrons : environ 7500 contre 2000 pour les électrons. L'histogramme du nombre de photons générés par muon [Fig. 3.48], présente deux pics. Celui de plus grande amplitude

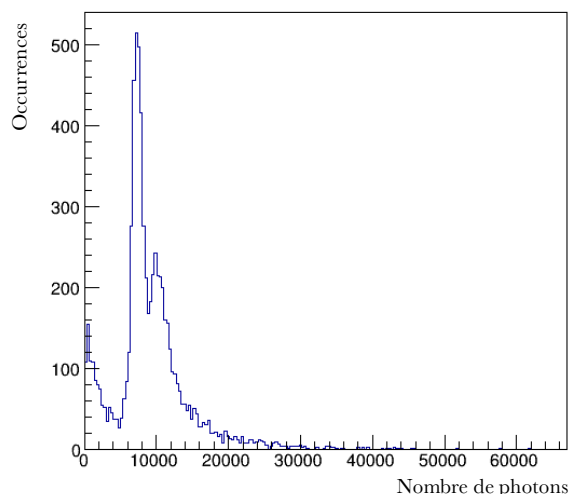


Figure 3.48 : Histogramme du nombre de photons générés par événement

correspond aux muons qui traversent de part en part le *phoswich*. Celui centré sur un nombre de photons générés beaucoup plus faible est lié aux muons qui entrent ou sortent du *phoswich* par sa tranche [Fig. 3.49]. De fait, le parcours et donc le dépôt d'énergie dans le scintillateur est moins important. De plus, sur la périphérie du *phoswich* et compte tenu de sa géométrie, le muon traverse une épaisseur plus importante de BC-444 (scintillateur lent) que de BC-408 (scintillateur rapide), le premier ayant un rendement de scintillation moins bon que le second. Ces deux raisons expliquent pourquoi le nombre de photons générés est moins important pour ce type d'événements.

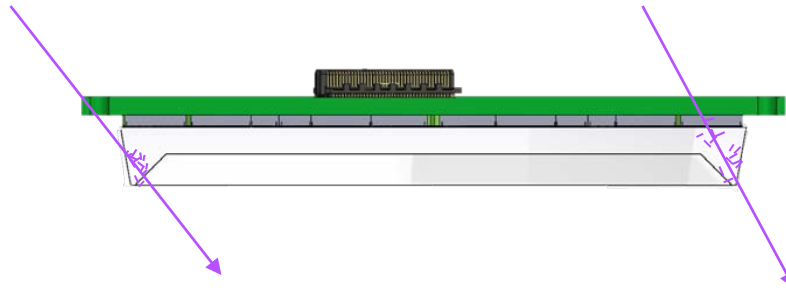


Figure 3.49 : Exemples de passage de muons générant moins de photons de scintillation

Les simulations permettent également de vérifier le bon comportement du *phoswich* quant à la discrimination des muons. La figure [Fig. 3.50] compare les instants où les photons sont détectés, dans le cas où ils sont engendrés par le passage d'un électron ou celui d'un muon. Quelle que soit la courbe, on constate un pic de forte amplitude à décroissance rapide : ce sont les photons émis par le scintillateur rapide. Puis, dans le cas des muons, s'ajoute au signal une longue traîne qui correspond aux photons émis par le scintillateur lent. C'est cette différence qui permet de distinguer les deux types de signaux.

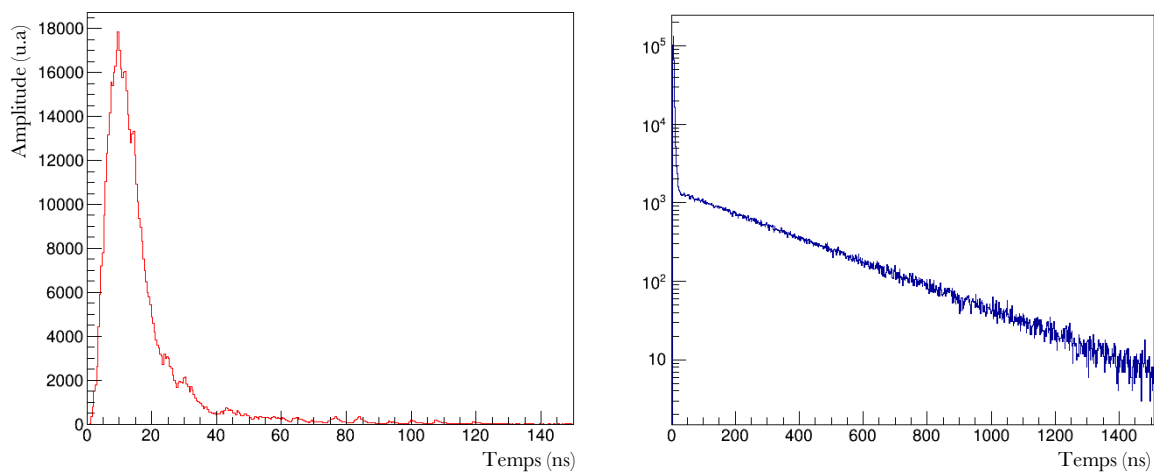


Figure 3.50 : Distribution temporelle de la collection des photons de scintillation

À gauche, signal de scintillation généré par un électron. À droite, signal de scintillation généré par un muon. Sur cette figure, une échelle logarithmique a été choisie pour mieux visualiser la décroissance lente.

Pour quantifier l'efficacité de la discrimination, les deux variables suivantes peuvent être étudiées :

- la durée de maintien du signal au-dessus d'un seuil valant 99,9 % de son amplitude maximale,
- le rapport de deux intégrales calculées pour l'une sur un intervalle de temps court (200 ns), pour l'autre sur un intervalle de temps long (800 ns), notées respectivement  $I_c$  et  $I_l$ .

La conclusion de l'étude de ces deux variables pour l'ensemble des événements simulés est une efficacité de discrimination de 100 %. En effet, pour l'intégralité des électrons, quelle que soit leur énergie  $I_l$  est égale à  $I_c$ . Ce qui signifie que tous les signaux s'évanouissent avant 200 ns. *A contrario*, dans le cas des muons qui traversent inévitablement le scintillateur lent, le temps de maintien du signal au-dessus de son seuil d'évanouissement est supérieur à 350 ns et le ratio des deux intégrales est centré autour de 0,73 et varie entre 0,4 et 0,79. Ces valeurs sont tout à fait en accord avec les résultats théoriques attendus puisque le calcul de ce ratio en fonction de l'épaisseur ( $e_c, e_l$ ) et de l'émission des scintillateurs ( $Y_c, Y_l$  en pourcentage relatif par rapport à l'anthracène) (voir [Sec. 3.2.1] et [Ann. C]) donne :

$$\frac{e_c Y_c + e_l Y_l * e^{-200/285}}{e_c Y_c + e_l Y_l} = \frac{3,5 * 64 + 4 * 44 * e^{-200/285}}{3,5 * 64 + 4 * 44} = 0,776 \quad (\text{Éq 3.3})$$

L'exponentielle décroissante correspond à la fraction de photons émis par le scintillateur lent dans la fenêtre de temps [0, 200 ns]. Nous aurons l'occasion de revenir sur ces notions dans la section [4.3.6] qui décrit le traitement des données expérimentales, mais l'on peut d'ores et déjà valider les choix de conception grâce à ces simulations.

### Gammas

La problématique liée aux rayonnements gammas parasites est décrite dans la section [Sec 3.2.2]. Elle est la raison d'être de l'étage gazeux du détecteur et c'est donc principalement sur cette partie que se concentrent les simulations exposées dans ce paragraphe. Elles consistent à quantifier la performance du blindage que représente l'expérience HOPE elle-même vis-à-vis des gammas (aimants permanents, bain d'hélium (vide), enceinte ...) ainsi que l'efficacité de la discrimination de ces événements. La totalité de la géométrie de l'expérience a été importée en fichier STL et utilisée dans GEANT4. La simulation réalisée consiste à diriger un large faisceau de gammas vers le détecteur dont l'origine se situe en dehors du volume de HOPE [Fig. 3.51]. La direction du faisceau, vers le détecteur, a été calculée par

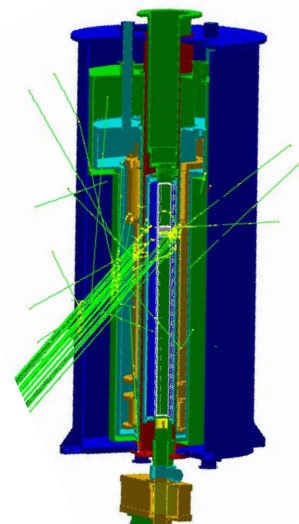


Figure 3.51 : Simulation d'un faisceau de rayons gamma vers le détecteur SECOND

rapport à la position de la source d'*UCN*, d'où provient, avec les guides, la majorité du rayonnement gamma.

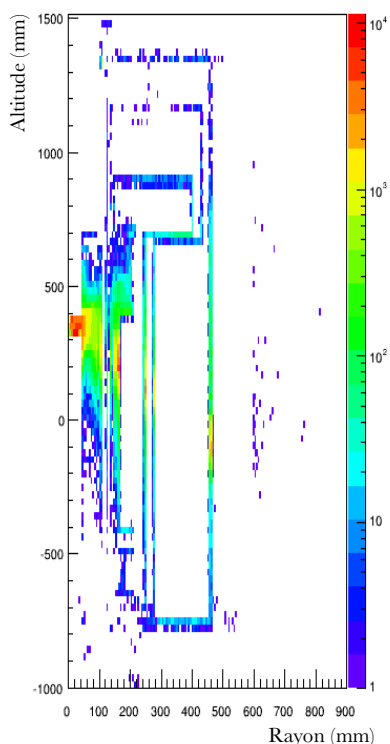


Figure 3.52 : Position finale des électrons secondaires générés par les photons gammas

On enregistre ensuite si ces photons parviennent à franchir le blindage, puis si les électrons qu'ils peuvent engendrer sur leur passage à l'issue d'une interaction *Compton* ou photoélectrique laissent un signal dans les deux étages de détection. L'efficacité du blindage est peu dépendante de l'énergie au-delà de  $200 \text{ keV}$ , on raisonnera donc uniquement sur la valeur moyenne de l'efficacité qui se situe autour de  $11,4 \%$  – plus de  $90 \%$  du flux est stoppé, principalement grâce aux aimants [Fig. 3.52]. En considérant un flux de particules de  $35 \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , cela revient à considérer un flux de particules qui atteignent l'enveloppe du détecteur de  $\sim 135 \gamma \cdot \text{s}^{-1}$  et qui sont susceptibles d'interagir (rapporté à la surface du détecteur « vue » par le faisceau). L'hélium liquide n'a pas été inclus dans la simulation à cause de la géométrie trop complexe du volume. En se référant aux données du *NIST* sur les coefficients massiques d'atténuation, l'atténuation engendrée par le bain d'hélium est de  $7 \%$ , soit un flux de  $\sim 125 \gamma \cdot \text{s}^{-1}$ .

Connaissant le nombre de particules arrivant jusqu'au détecteur, il faut alors étudier la proportion qui interagit effectivement dans le *phoswich* (en générant plus de  $200 \text{ photons}$ ). Cette dernière se hisse approximativement à  $6 \%$ . En outre, les éventuels événements faux-positif sont ceux qui génèrent un signal de scintillation uniquement dans le scintillateur rapide. Dans le cas où des photons de scintillation sont émis par le scintillateur lent, le *phoswich* joue alors pleinement son rôle et permet de discriminer l'événement gamma en question. La proportion précédente est réduite à  $2,6 \%$  lorsqu'une borne supérieure ( $1/2$ ) sur le ratio entre l'énergie déposée dans le scintillateur lent et celle déposée dans le *phoswich* complet est fixée.

Enfin, parmi ces particules, seuls  $0,33 \%$  déposent une énergie dans le gaz ( $\text{He} + 5 \%$   $\text{CF}_4$ ) supérieure à  $1 \text{ keV}$  (une vingtaine de paires électron-ion). Selon la configuration du détecteur gazeux (chambre à fils ou *GEM*), il ne convient pas de traiter le problème de la même manière. En effet, pour la *GEM*, seules les paires créées en amont produisent une avalanche, alors que pour le plan de fils, les paires peuvent être multipliées indifféremment de leur lieu de création dans le gaz. En prenant en compte cette considération le taux de  $0,33 \%$  mentionné précédemment chute à  $0,11 \%$  dans le cas de la *GEM*. En mettant tous ces facteurs bout à bout on obtient un taux de comptage de faux-positifs de  $4$  à  $10 \text{ mHz}$  selon la configuration de l'étage gazeux. Cette valeur de bruit de fond est assez approximative car

elle reste calculée à partir d'un débit de dose. Néanmoins la valeur calculée pour le flux de gammas est assurément majorée dans la mesure où le dosimètre absorbe également les neutrons thermiques, présents en grand nombre dans la zone d'intérêt. Cette estimation pourrait donc être grandement améliorée (et diminuée) dans le cadre d'une mesure précise du flux à l'endroit où serait situé le détecteur. Une mesure de bruit de fond pourra quoi qu'il en soit être réalisée avec *SECOND* préalablement à une mesure de temps de vie avec *HOPE*.

Le graphique ci-dessous synthétise les résultats mentionnés dans ces derniers paragraphes en décrivant l'évolution du taux de comptage.

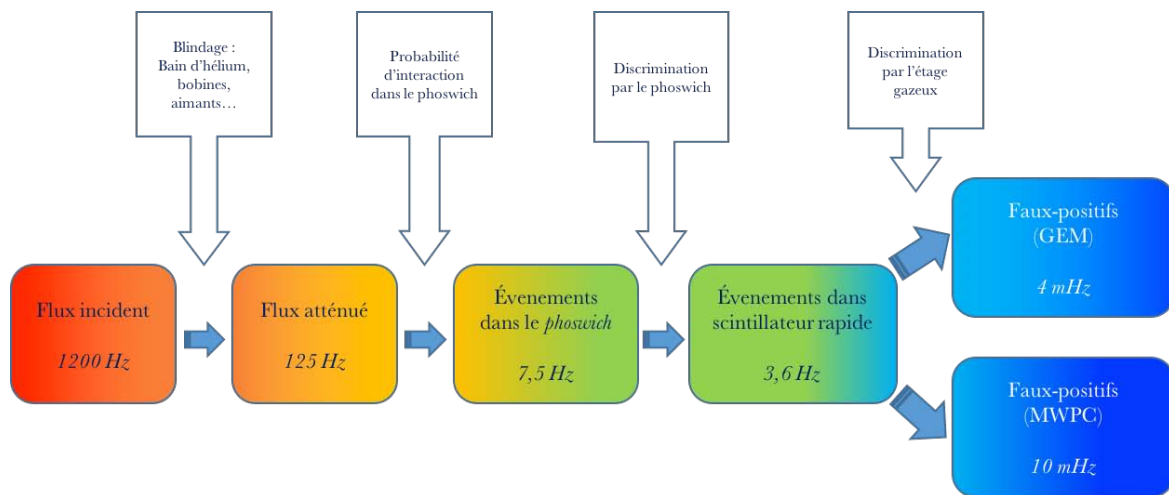


Figure 3.53 : Incidence des éléments de l'expérience sur le flux de gammas et le bruit de fond sur le détecteur

## Conclusion

Le détecteur *SECOND* est un assemblage complexe de composants qui résulte de différents compromis techniques, en partie dimensionnés par les contraintes environnementales dans lesquelles le détecteur est employé et par des données obtenues par simulation. Ainsi deux étages de détection – chambre proportionnelle à gaz et *phoswich* de scintillateurs plastiques – permettent de remplir les objectifs visés par le détecteur : enregistrer les décroissances des *UCN* à l'intérieur du piège – avec une efficacité de 34 à 45 % selon la configuration – et discriminer les événements induits par des rayonnements parasites. Les simulations permettent d'estimer la performance du dispositif à rejeter les particules parasites qui interagissent avec le *phoswich* : 100 % dans le cas des muons et 99,9 % dans le cas des photons *gammas*, sachant que le flux de ces derniers vers le détecteur est atténué d'un facteur 160 par la structure de *HOPE*. Concernant le gaz du détecteur, un mélange d'hélium et de tétrafluorure de carbone semble être un bon choix en maintenant une pression faible de l'ordre de quelques centaines de millibars. Néanmoins, ces éléments méritent d'être confirmés par des tests expérimentaux. Le chapitre suivant énoncera donc les techniques d'assemblage mises en œuvre ainsi que les essais menés visant à valider les choix de conception et corroborer les résultats de simulation mentionnés dans ce chapitre.



## 4 Assemblage et tests du détecteur

---

La partie critique de l'assemblage du détecteur *SECOND* réside dans différents collages réalisés pour le maintien de certaines pièces. En particulier, j'ai dû, d'une part, fabriquer plusieurs dispositifs permettant de mettre en place la fenêtre d'entrée du détecteur et la feuille *GEM* sur leur support respectif. D'autre part, une chambre à vide a été construite afin de permettre la mise en froid du détecteur à  $120\text{ K}$  et le test des divers composants à ces températures. Ce chapitre traite donc des différents procédés mis en œuvre, pour conclure finalement sur l'évaluation de la pièce maîtresse du détecteur *SECOND* : le *phoswich* de scintillateur couplé à la matrice de *Si-PM*.

### 4.1 Procédés d'assemblage

#### 4.1.1 Collage des GEM

Montées dans le détecteur, les feuilles *GEM* sont très peu espacées de l'anode où sont collectés les électrons. Pour garantir une certaine uniformité et une opération sûre, il est impératif que la feuille reste bien en place et tendue. Pour ces raisons, il est d'usage de la coller sur (ou entre) un (deux) support(s) en époxy-fibre de verre de type *FR-4*. Du fait de la contraction thermique du support lors de la descente en température, une procédure particulière doit être mise en œuvre pour garantir les critères cités précédemment.

Le principe retenu consiste à maintenir et serrer la feuille entre deux épais supports en plexiglas<sup>®</sup> qu'on laisse reposer à l'étuve pendant environ  $2\text{ h}$  à  $60\text{ °C}$ . Sous l'effet de la chaleur, le plexiglas<sup>®</sup> se dilate et étire légèrement la feuille. Une fois cette étape réalisée, on appose de part et d'autre de la feuille deux supports en *FR-4* de  $0,5\text{ mm}$  d'épaisseur, sur lesquels une fine couche de colle<sup>1</sup> a été préalablement déposée. De part et d'autre de la feuille, on dispose deux inserts en polyéthylène puis l'on visse l'ensemble pour exercer une très légère pression sur les supports en *FR-4*. Les photographies qui suivent illustrent les étapes du processus.

---

<sup>1</sup> La colle utilisée est la même que celle utilisée pour le collage des scintillateurs. Ses caractéristiques sont décrites dans la section suivante.

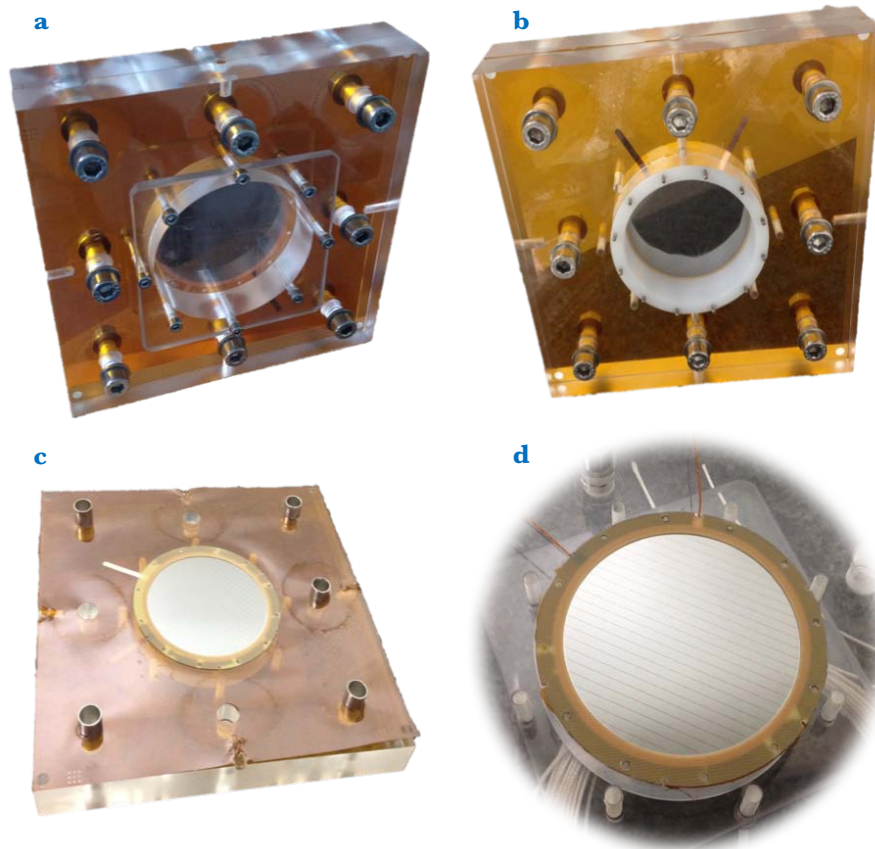


Figure 4.1 : Photos du procédé de collage de la feuille *GEM*

L'image (a) correspond à la *GEM* placée dans les supports en plexiglas® et prête à être collée. Les vis de la vitre de protection sont toutefois retirées par la suite afin de permettre la bonne dilation du support sous l'effet de la chaleur. La photo (b) montre l'ensemble prêt à être mis à l'étuve. La photo (c) est une vue de la feuille après collage en train d'être retirée du dispositif « d'étirement ». On remarque la présence de trous dans la feuille dans lesquels s'insèrent les plots de centrage du support en plexiglas®. Enfin, la dernière image est une photographie de la *GEM* finale avec ses deux fils de connexion.

Une fois le collage réalisé, on démonte l'ensemble des pièces et l'on retire l'excédent de Kapton® restant sur la feuille *GEM*. On brase ensuite un fil de cuivre de part et d'autre de la feuille afin de pouvoir la mettre sous tension. On aura donc pris soin auparavant de laisser un trou sur chaque support en FR-4 afin de laisser apparaître une partie cuivrée de la *GEM*. L'ensemble des opérations est effectué en salle propre afin d'éviter la « contamination » des surfaces par des poussières. Les trois feuilles *GEM* assemblées à l'aide de ce procédé présentent une tension et une planéité parfaite.

#### 4.1.2 Collage des scintillateurs

Le *phoswich* est constitué de deux scintillateurs qu'il est nécessaire de coller ensemble pour garantir une bonne jonction optique. L'usage d'une graisse optique pourrait éventuellement être une solution mais reste un problème pour les autres paramètres (transparence à  $120\text{ K}$  notamment) discutés dans la section [Sec. 3.2.1]. Plusieurs tests sur



des échantillons en plexiglas® ont été nécessaires afin de trouver les bons paramètres de collage. Les différents paramètres testés ont été les suivants :

- mise sous vide ou à l'air des échantillons à différentes étapes du collage,
- dépolissage des surfaces à coller,
- quantité de colle déposée et choix des faces de dépôt,
- temps à respecter entre les étapes du collage,
- pression appliquée sur les échantillons,
- etc.

Compte tenu de la longueur de la liste ci-dessus et des nombreux essais réalisés, seul le processus finalement retenu sera décrit ici.

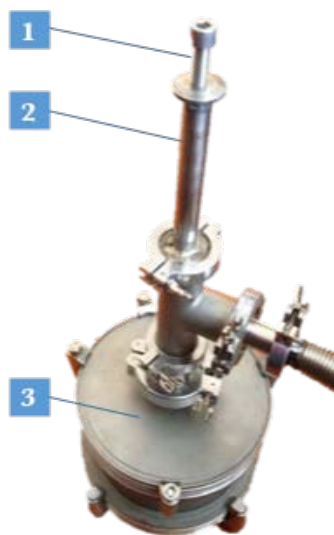


Figure 4.2 : Chambre à vide destinée au collage des scintillateurs

(1) : vis de serrage, (2) : tube de guidage soufflet, (3) : enceinte à vide.

Les meilleurs résultats ont été obtenus en réalisant le collage entièrement sous vide. Afin de pouvoir manipuler les deux scintillateurs sous vide, il a été nécessaire de construire un dispositif spécifique. Il consiste en une chambre dont le couvercle est doté d'une sortie pour le pompage et d'une ouverture pour le passage d'une tige, au bout de laquelle est fixée une pièce en aluminium d'un diamètre équivalent à celui du scintillateur. Cet ensemble permet de descendre le scintillateur rapide du *phoswich* – maintenu avec un adhésif à la pièce en aluminium – vers le scintillateur lent, situé en dessous à sa verticale. L'étanchéité de la paroi mobile est assurée par un soufflet. La descente de la tige est réalisée en vissant l'élément supérieur. Une photo de l'appareil est visible sur la figure [Fig. 4.2].

Le procédé de collage est divisé en quatre étapes. Les faces à coller des scintillateurs sont, dans un premier temps, dépolies à l'aide d'un papier de verre dont la taille moyenne de grains est d'environ quinze microns. Cette étape est absolument nécessaire pour garantir une bonne adhésion de la colle à la surface du scintillateur. Les scintillateurs sont ensuite lavés à l'eau chaude, puis rincés à l'eau distillée et enfin au propan-2-ol pour éliminer les dernières traces de graisses. On prépare ensuite la colle bi-composants qui permet d'assembler les pièces. La colle EP30-2 de chez MasterBond® répond à l'ensemble des caractéristiques requises : tenue aux températures cryogéniques jusqu'à  $4\text{ K}$ , faible dégazage, transmission optique de plus de 99 % pour les longueurs d'onde  $400\text{-}600\text{ nm}$  et indice de réfraction compatible avec celui des scintillateurs ( $1,58$ ). Le mélange des deux composants est réalisé à l'aide d'une balance de précision dans des proportions d'un pour dix. Une fois la colle prête, une très fine couche est déposée sur le scintillateur rapide –préalablement fixé sur la pièce en aluminium –, juste assez pour combler les « rayures » laissées par le dépolissage. On dépose ensuite une couche légèrement plus épaisse que la précédente sur le scintillateur lent en prenant un soin de déposer de la colle sur toute la surface à coller notamment au niveau de la jonction entre la surface « horizontale » et la



surface « conique ». La couche doit être la plus uniforme possible et la quantité de colle en léger excès, de sorte qu'elle déborde légèrement lors de la mise en contact des deux pièces.

On ferme ensuite l'enceinte que l'on vide de son air. Cette dernière étape permet d'enlever les bulles d'air présentes dans la colle. À ce moment, les deux scintillateurs sont toujours éloignés l'un de l'autre par quelques centimètres. La colle dégaze pendant  $1h15$  environ. Au-delà, la viscosité de la colle est un peu trop importante pour permettre un bon collage. On visse ensuite l'élément de serrage supérieur de façon à ce que les deux surfaces entrent en contact. Dans un premier temps on veille à n'appliquer aucune pression sur l'ensemble car le but de l'opération consiste simplement à réunir la colle des deux surfaces, tout en laissant une lame de colle un peu épaisse pour permettre aux éventuelles dernières micro bulles d'air de s'échapper. Enfin, quinze minutes plus tard, un couple de serrage d'environ  $3\text{ N.m}$  est appliqué sur la vis afin d'avoir une lame de colle d'une épaisseur optimale. Si la force appliquée est trop importante, il se produit un phénomène de décollement lors de la remise à l'air ou du refroidissement de l'assemblage. Ce décollement peut être dû à une épaisseur de colle trop fine ou à un relâchement des contraintes trop important vis-à-vis de la résistance mécanique de la colle. Le séchage est également effectué sous vide pendant  $12\text{ h}$ .



Figure 4.3 : Photographie du *phoswich* après polissage

La photographie [Fig. 4.3] donne un aperçu du résultat obtenu. On constate que le résultat n'est pas parfait sur la surface conique interne (sur la gauche). Ce qui apparaît comme des petites bulles correspond à des zones où la colle est mal répartie ou absente à cause de l'évacuation de dernières bulles contenues dans la colle et qui se sont toutes regroupées pour s'échapper par le même endroit (en suivant le chemin où les contraintes étaient les moins importantes). Ce problème est lié à un non-respect des tolérances demandées sur les dimensions des scintillateurs par le fabricant responsable de l'usinage. De fait, les deux parties du *phoswich* ne sont pas assez ajustées et présentent un jeu trop important. L'espace existant entre les deux surfaces coniques est trop important, ce qui empêche de le remplir uniformément avec la colle. Devant tous les problèmes rencontrés avec ces pièces et leur usinage, il est clair qu'il serait bénéfique de les changer pour de nouveaux scintillateurs. Cependant, ce problème ne devrait pas trop influencer sur la performance du détecteur, dans la mesure où la zone de la partie conique se situe sur un diamètre supérieur au diamètre d'ouverture du détecteur de  $64\text{ mm}$ . La dernière étape consiste à polir les deux faces du *phoswich* pour obtenir la surface la plus plane possible et d'une qualité optique.

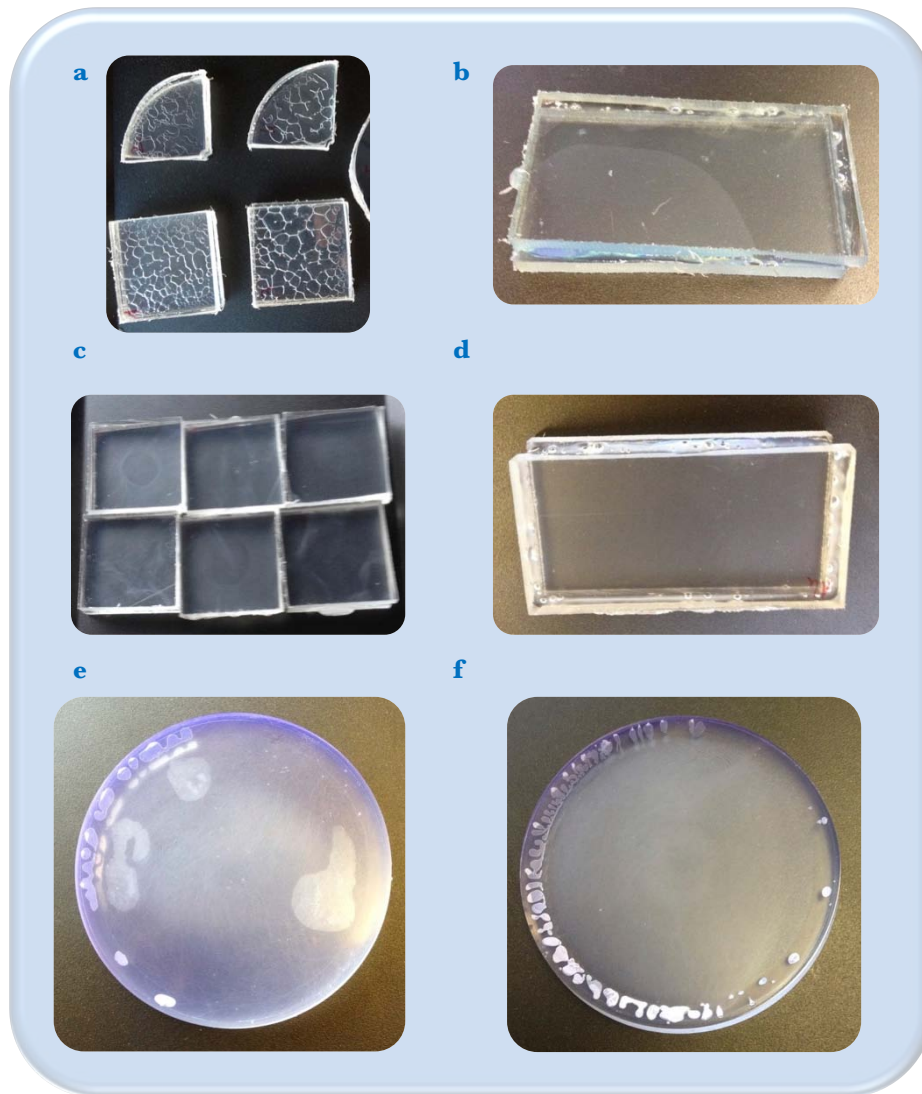


Figure 4.4 : Quelques exemples de tests de collage

Ces photos illustrent au travers de différents exemples, les étapes cruciales du procédé de collage à respecter pour se prémunir des défauts observés. La photo (a) montre différents échantillons sur lesquels la colle a été déposée puis compressée avant la mise sous vide. L'image (b) traduit l'application d'un couple de serrage trop fort sur les éléments de compression : un décollement survient après relâchement des contraintes. La même chose se produit dans le cas où l'échantillon n'est pas dépoli. La photo (c) montre la qualité des interfaces obtenues pour différents dépolissages ; un aspect laiteux – conséquence de la présence de micro-bulles – apparaît pour les dépolissages avec un grain de papier trop gros. La photo (d) est un échantillon collé convenablement grâce au respect des paramètres précités. Les décollements observés sur l'image (e) se sont produits lors de la descente en température à  $120\text{ K}$  des scintillateurs, liés à une lame de colle trop fine. Le *phoswich* de la dernière photo (avant polissage final) présente de nombreuses inhomogénéités sur l'interface conique à cause du jeu trop important entre les pièces.

Une alternative au collage peut être de « couler » le scintillateur rapide « dans » le scintillateur lent qui, grâce à sa forme, joue le rôle de réceptacle. Pour cela, il faut rendre liquide le scintillateur rapide, soit par dissolution (dans le toluène), soit par chauffage. La première solution n'est pas efficace si l'ensemble est ensuite placé sous vide pour évaporer le toluène. En effet, à mesure de l'évaporation du toluène, la viscosité du scintillateur « liquide » augmente. Ainsi, les dernières bulles de toluène migrent dans une sorte de gel très visqueux

qui se solidifie de plus en plus. La résultante est alors un amalgame « spongieux » de scintillateur rapide. Il faut donc laisser s'évaporer naturellement le toluène, ce qui peut prendre du temps (selon le volume initial de solvant). Or, pendant que l'évaporation a lieu, le toluène dissout également le scintillateur lent. L'opération doit par ailleurs être réalisée par fines couches successives pour éviter la présence de bulles de toluène. D'autres tests sont menés afin d'attester ou non du bien-fondé du processus, de même pour la fusion par chauffage. Dans tous les cas, la conservation des propriétés de scintillation devra être vérifiée.

#### 4.1.3 Collage de la fenêtre d'entrée du détecteur

La fenêtre d'entrée est collée à son support à l'aide de la même colle que celle décrite précédemment. Afin qu'elle soit parfaitement tendue lors du collage, j'ai fabriqué un dispositif permettant de maintenir en place une feuille de Mylar® de  $11 \times 11$  cm. Il se compose de quatre lames sur lesquelles la feuille est pincée à l'aide de quatre contre-lames vissées aux précédentes. Ces lames sont maintenues au cadre extérieur par 2 éléments filetés. Lorsque l'on visse ces éléments, les lames se rapprochent du cadre et étirent la feuille. Par vissage progressif des 8 éléments de serrage, on parvient à obtenir une feuille parfaitement tendue.

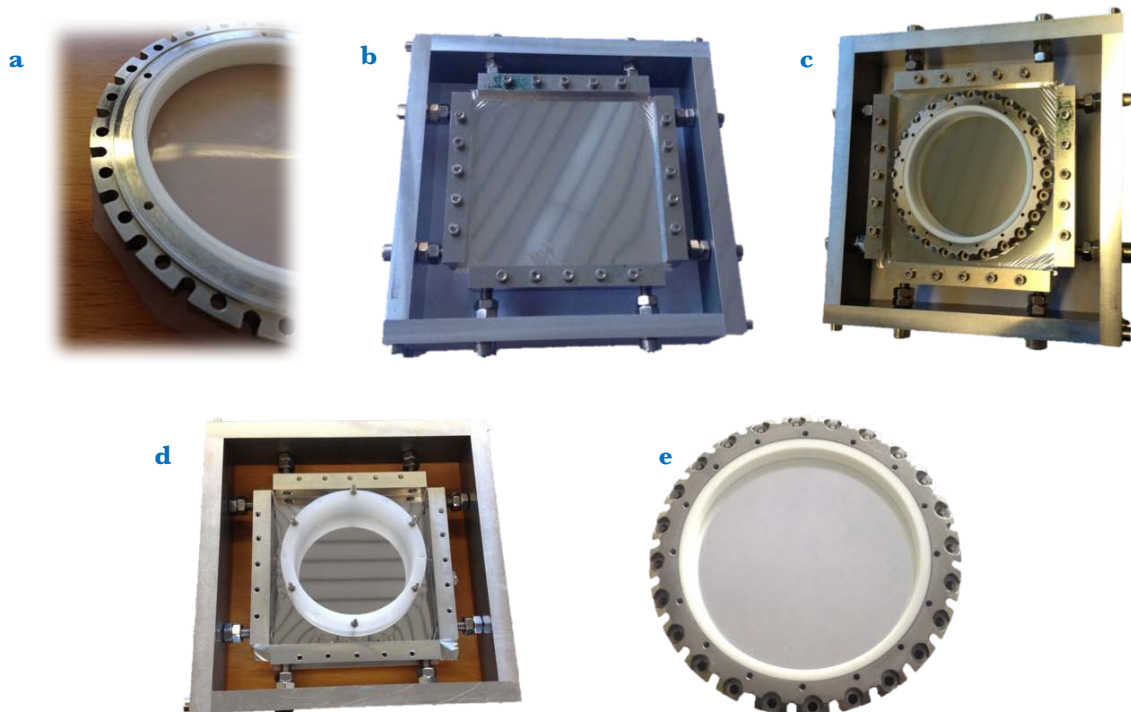


Figure 4.5 : Étapes de collage de la fenêtre d'entrée du détecteur

La photographie (a) représente la fenêtre d'entrée avant collage. On distingue la fine lèvre sur la céramique où se colle la feuille de Mylar®. Sur l'image (b), on voit la feuille tendue grâce au dispositif décrit plus haut. On dispose ensuite sur la feuille, le couvercle préalablement enduit avec la colle (c), puis l'on vient visser la pièce de polyéthylène exerçant une légère pression uniforme sur la colle (d). La photo (e) montre le couvercle dans son état final.

On dispose ensuite la colle sur la fine lèvre du support réalisée à cet effet. Sur un diamètre inférieur à celui de la lèvre est présente une très fine gorge ( $0,25\text{ mm}$  de profondeur) permettant de collecter l'excédent de colle. Il est en effet impératif que la colle ne se répande pas sur la zone active du détecteur, tout d'abord pour une question d'efficacité de détection, mais aussi pour garantir sa résistance mécanique. Une fois la colle déposée en fine couche, l'excédent autour de la lèvre et dans la gorge de récupération est retiré avec soin, puis la feuille est accolée au support. On vient ensuite déposer une pièce cylindrique en polyéthylène afin d'appliquer une pression uniforme sur la zone de collage. Une fois le séchage effectif, on retire délicatement au scalpel tout au long de la lèvre, l'excédent de Mylar®.

## 4.2 Tests préliminaires

### 4.2.1 Chambre de test

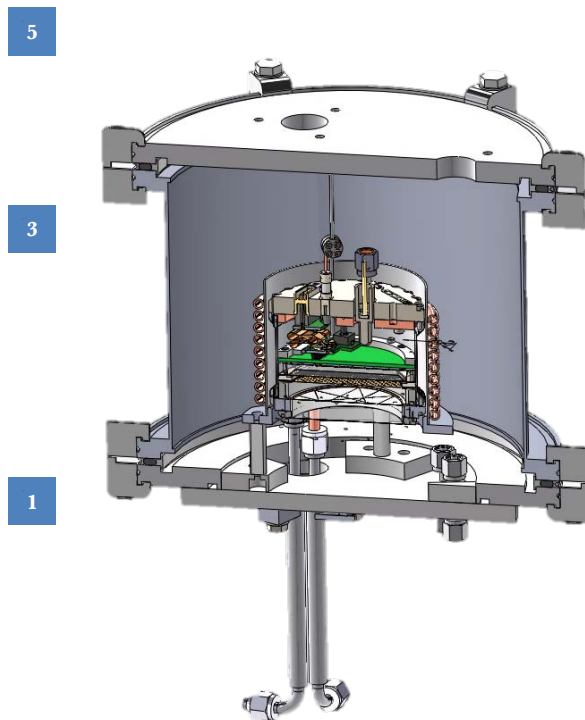


Figure 4.6 : Enceinte de test pour le détecteur *SECOND*

(1) : entrée/sortie diazote liquide, (2) : spirale de refroidissement en cuivre, (3) : détecteur, (4) : plots d'isolation thermique en matériau composite, (5) : passage pour connexions électriques ou éléments de pompage.

Afin d'effectuer les tests du détecteur dans des conditions similaires à celles rencontrées dans *HOPE*, j'ai fabriqué une cellule permettant de le refroidir à une température de  $120\text{ K}$ . Cette chambre se constitue d'un passage étanche pour le diazote liquide qui alimente une tubulure hélicoïdale en cuivre entourant une fine paroi cylindrique d'aluminium servant de logement au détecteur. Des plots en fibre de verre assurent à la fois l'isolation thermique avec les bords de la cellule et le maintien du détecteur au centre de celle-ci. D'autres passages étanches sont prévus pour l'acheminement du gaz vers le détecteur ainsi que pour les différentes connexions électriques ( $10\text{ BNC}$  et un connecteur  $12\text{ voies}$ ).

Les autres ouvertures permettent la mise en place des éléments de pompage et de mesure de pression. Une vue en coupe est proposée sur la figure suivante.

Pour les tests réalisés sur le détecteur, il serait intéressant d'avoir un champ magnétique similaire à celui de *HOPE*, dans la mesure où celui-ci influe sur la trajectoire des électrons et augmente l'efficacité du détecteur gazeux dans sa configuration « *GEM* ».

Néanmoins, la mise en œuvre étant trop complexe, l'influence du champ magnétique ne sera étudiée qu'au sein de *HOPE*.

#### 4.2.2 Tests des photodiodes et scintillateurs

Ces essais consistent à vérifier la conformité des éléments de détection vis-à-vis des contraintes opérationnelles du détecteur. Dans un premier temps, le spectre d'émission de chaque scintillateur est contrôlé grâce à un spectromètre de la marque Thorlabs. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure [Figure 4.7]. La forme générale des deux spectres est respectée mais les pics d'émission maximale sont légèrement décalés vers des longueurs d'onde plus élevées par rapport à celles attendues, respectivement  $427$  et  $434$  nm pour le scintillateur rapide et lent.

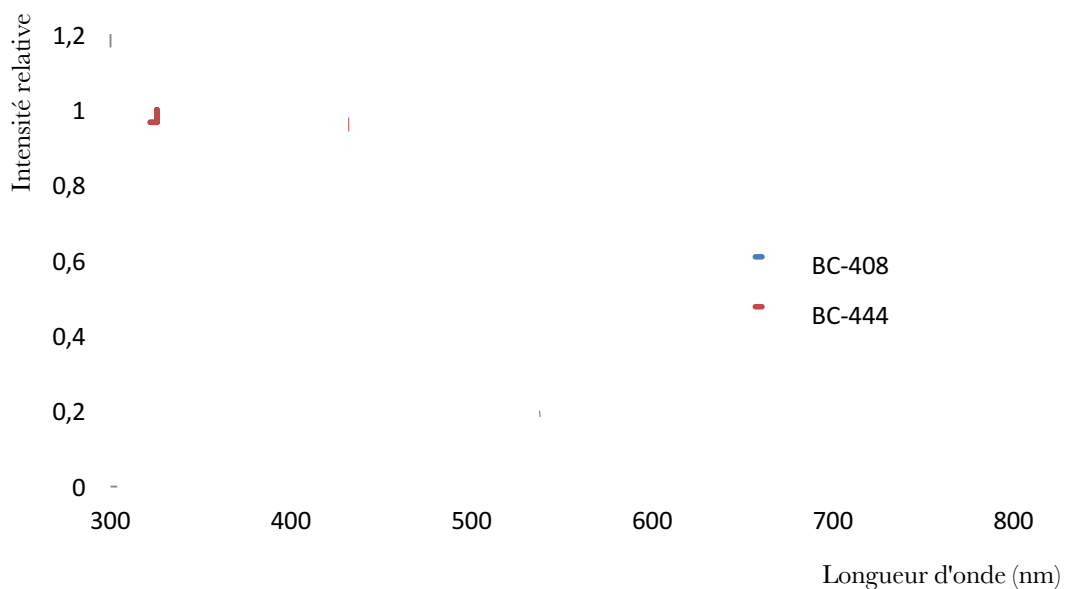


Figure 4.7 : Spectre d'émission mesuré des scintillateurs

Ensuite, afin de s'assurer de la tenue de la colle, le *phoswich* est plongé dans un bain de diazote liquide. Aucune dégradation n'est constatée à l'exception de décollements apparaissant sur certains *phoswiches*, dont l'épaisseur de la couche de colle est trop faible [Sec. 4.1.2].

Il s'agit maintenant de contrôler le bon fonctionnement des photodiodes à  $120$  K avant la phase de fabrication du détecteur. J'ai réalisé quelques tests sur une matrice S12573-050 de chez Hamamatsu. Cette matrice est composée de  $2 \times 2$  capteurs de  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> de surface active chacun. La fenêtre est en époxy et le support est en céramique. Les essais ont pour objectifs d'étudier à  $293$  puis à  $120$  K la réponse des photodiodes à un signal lumineux émis par une diode d'une part, et d'autre part de suivre l'évolution du bruit de fond d'origine thermique (en anglais « *dark noise* »), c'est-à-dire les électrons émis par la photocathode du *Si-PM* à cause de l'excitation thermique du capteur.



### Réponse et bruit thermique sur la matrice S12573-050

La figure [Fig. 4.8] présente une acquisition à l'oscilloscope illustrant la réponse à  $293\text{ K}$  de la matrice – dont toutes les voies ont été mises en commun – à une impulsion lumineuse générée par une *LED*. À titre de comparaison, la figure expose un signal brut généré par les *Si-PM* (à gauche), assez bruité, ainsi qu'un signal moyenné sur  $1024$  événements (à droite). Dans les deux cas le signal est très facilement discernable du bruit d'origine thermique, étant donné la forte amplitude du signal lumineux émis par la *LED*.

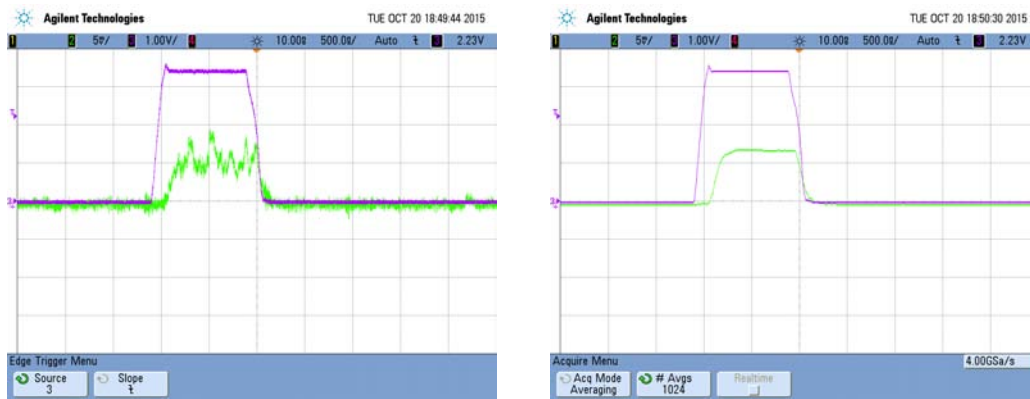


Figure 4.8 : Réponse d'une matrice S12573 à une impulsion lumineuse

En violet, l'impulsion de la LED. En vert, la réponse du Si-PM.

Concernant l'estimation du *dark noise*, la tension d'opération des *MPPC* conseillée par le fabricant, à savoir  $66,88\text{ V}$ , est appliquée. Le nombre de pics générés sans excitation lumineuse extérieure est ensuite compté. La fréquence de comptage relevée est d'environ  $8\text{ MHz}$  ; une valeur élevée, mais typique de ces capteurs à température ambiante. La photodiode est ensuite refroidie à  $120\text{ K}$  et l'on mesure à nouveau le *dark noise*. La tension d'alimentation des *MPPC* est adaptée en conséquence et fixée à  $58,9\text{ V}$ , seuil à partir duquel le signal lumineux de la *LED* est détecté. Cette fois, le bruit de fond d'origine thermique est très faible, et la fréquence d'événements parasites est de l'ordre de quelques (dizaines) hertz. La baisse de la température est donc un atout considérable pour le fonctionnement de ces capteurs, d'autant que leur résistance semble convenable puisqu'aucune dégradation n'a été observée.



Figure 4.9 : Signal moyen généré par un électron créé par excitation thermique (amplifié x3)

### Essais sur la matrice du détecteur SECOND

Une fois la matrice du détecteur fabriquée, elle a tout naturellement été testée de la même manière afin d'étudier les mêmes paramètres que précédemment, notamment les tensions d'opération à basse température (environ  $45\text{ V}$  en moyenne). De plus, le *phoswich* a été ajouté afin d'évaluer l'efficacité du couplage des deux composants et démontrer leur résistance aux contraintes mécaniques d'origines thermiques. Malheureusement durant ces tests, la voie H1 [Ann. E] a été endommagée, la fenêtre en époxy du capteur s'étant rompue. La raison de cette rupture est encore liée aux défauts d'usinage des scintillateurs par le prestataire : le chanfrein extérieur du *phoswich*, censé être coïncident avec l'alésage conique du réceptacle [Fig. 4.10], était en réalité plus important que prévu. Le scintillateur s'est donc mal positionné dans le support, créant alors un point d'appui sur l'angle du capteur. Lors du refroidissement, la rétraction thermique a augmenté la force appliquée au niveau de ce point d'appui, ce qui a vraisemblablement causé la rupture du capteur. Par « chance », il s'agit d'un capteur périphérique, c'est à dire l'un de ceux qui reçoit le moins de signal de scintillation puisqu'il se trouve en partie en dehors du rayon d'ouverture du détecteur ( $32\text{ mm}$ ). Cela ne devrait donc pas impacter le fonctionnement du détecteur. Une fois ce problème de dimensionnement corrigé, tous les tests ont été un succès, l'ensemble des capteurs ayant résisté à la baisse de température. Les conclusions quant au *dark noise* observé sont les mêmes que celles établies précédemment. Nous verrons plus en détail la performance du système dans la section [4.3].

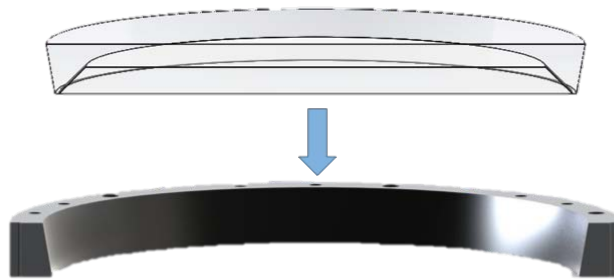


Figure 4.10 : Positionnement du *phoswich* dans son réceptacle

#### 4.2.3 Fenêtre d'entrée du détecteur

##### Tests préliminaires

Afin de valider les choix de conception pour la fenêtre d'entrée, j'ai dû conduire quelques tests préliminaires afin de statuer sur la résistance des feuilles de Mylar®. Une petite chambre étanche, d'un volume et diamètre équivalent au détecteur, a permis la réalisation de ces tests, à commencer par la feuille de Mylar® la plus fine à disposition ( $3,5\ \mu\text{m}$ ). Très rapidement, elle s'est avérée difficilement utilisable car elle était détruite au-delà de  $200\text{ mbar}$  de surpression. La feuille de  $5\ \mu\text{m}$  est plus performante puisque la rupture a lieu pour une

surpression de  $450\text{ mbar}$ . Pour renforcer l'ensemble et limiter la déformation de la fenêtre, j'ai utilisé des fibres de Kevlar®. Les fibres sont d'abord tendues à l'aide de vis de serrage disposées sur un dispositif adapté, puis collées sur un support en aluminium similaire à celui présenté dans la section [3.2.3].

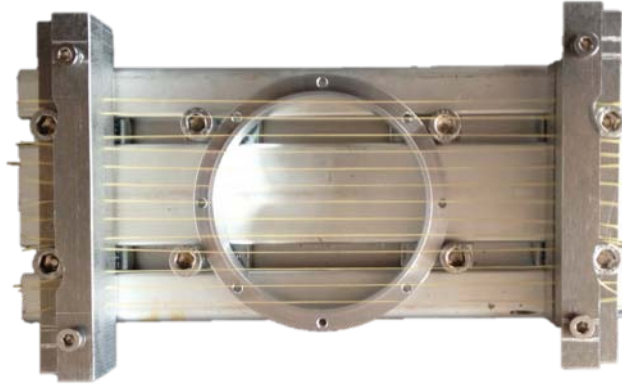


Figure 4.11 : Mise en tension des fibres de Kevlar® avant collage

Dans un premier temps, j'ai testé la résistance de l'ensemble avec un réseau de fibres parallèles. La pression maximale atteinte avant la rupture des premières fibres (au centre de l'ensemble) est de  $300\text{ mbar}$ . Pour encore améliorer la résistance au centre, d'autres fibres, orthogonales cette fois-ci, ont été ajoutées au centre de sorte à former une grille. Le volume de test peut ainsi être mis en surpression à  $380\text{ mbar}$  sans qu'aucune rupture ne soit observée [Fig. 4.12]. Néanmoins, cette limite est retenue comme limite inférieure car au-delà de cette valeur, la colle maintenant la fibre a cédé, ce qui a percé la fenêtre.

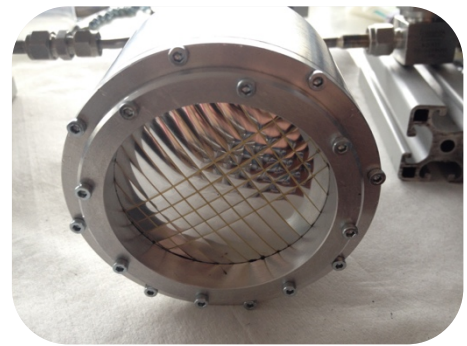


Figure 4.12 : Test de la tenue d'une fenêtre de Mylar® renforcée par des fibres de Kevlar®

#### Test de résistance sur le dispositif final

Bien que les tests préliminaires aient montré des résultats plutôt probants, j'ai souhaité évaluer l'efficacité du collage sur le couvercle de *SECOND* ainsi que la résistance du nouveau réseau de fibres. Les premiers essais ont été réalisés sans le support de fibres. À température ambiante, le détecteur a supporté une surpression de  $460\text{ mbar}$  avant que la feuille ne se rompe, une performance à peine supérieure à celle observée lors des essais préliminaires. Néanmoins, les déformations plastiques mises en jeu sont très importantes au-delà de  $300\text{ mbar}$ . L'incidence sur l'opération du détecteur est la déformation du champ électrique de dérive à l'intérieur de la chambre. Si l'on veut remédier à ce problème, il est possible d'ajouter une bague en cuivre avec la même grille de cuivre présentée dans la section [3.2.2] ; la fenêtre ne joue alors plus le rôle d'électrode mais seulement de barrière pour le gaz.



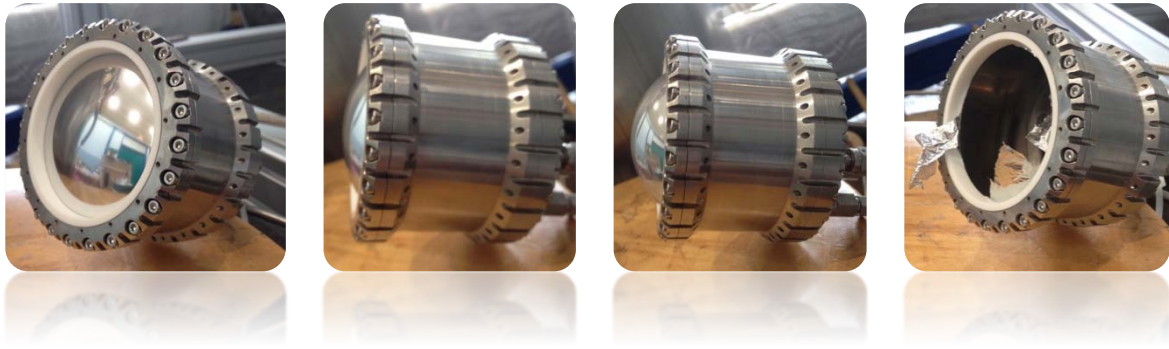


Figure 4.13 : Mise sous pression du détecteur et déformation de la fenêtre d'entrée

De gauche à droite, les surpressions appliquées à l'intérieur du détecteur : 50 mbar, 200 mbar, 350 mbar, 460 mbar.

Le fonctionnement du détecteur est donc possible à une pression inférieure à 300 mbar sans utiliser de renfort de fibres. Toutefois, pour limiter les déformations plastiques de la fenêtre et éventuellement en améliorer la résistance, la mise en place de ce dernier peut être un atout. Le renfort est constitué d'un tissage réalisé grâce à une seule et unique fibre tissée en toile grâce aux encoches du support (présenté dans la section [Sec. 3.2.3]). Les seconds essais consistent à mettre en pression le détecteur jusqu'à 350 mbar et étudier le comportement de l'ensemble. La pression choisie correspond volontairement à une pression acceptable par la feuille sans renfort de fibres, car ce sont des conditions d'opération sûres. D'autre part, le détecteur devant être par la suite refroidi à 120 K, il est préférable de prendre une marge de sécurité.

Le premier essai se solde par un échec puisque le réseau (présenté dans la section [3.2.3]) a cédé à 150 mbar suite à la rupture au niveau du point de collage des fibres. La feuille, elle, s'est déformée mais n'a pas été rompue. Cela est probablement dû à une usure des fibres provoquée par le meulage de l'excès de colle au niveau des points de collage pour effacer les aspérités pouvant percer la feuille. Le réseau a donc été remplacé par un autre plus dense au centre, là où les contraintes sont maximales. Cette fois, le tissage montre une bonne stabilité et supporte une pression de 350 mbar sans dégradation. En outre, comme l'illustre la figure [Fig. 4.14], la déformation de la fenêtre est bien plus modérée que dans la configuration sans le renfort de fibres.



Figure 4.14 : Test de la résistance d'un second réseau de fibres de Kevlar® à 350 mbar

Afin de tester les limites du système, la pression est augmentée progressivement dans la chambre. À 410 mbar, quelques filaments de l'une des fibres ont quitté leur logement (la colle ayant à nouveau cédé) et ont percé la fenêtre. Même si le système se comporte bien à

350 mbar, la fatigue des fibres au niveau de l'encoche d'attache pose un problème. Une alternative a toutefois été prévue dans le cas d'un nouvel incident avec les fibres en Kevlar®. Le principe reste celui d'un réseau de fils mais avec cette fois des fils d'Inox de cent microns de diamètre. La résistance de ce nouveau système est actuellement en cours d'étude. Enfin, un nouveau support (identique à la pièce en céramique) en Inox est en cours de fabrication. Dans la perspective de l'utilisation de fils en Inox, un brasage ou un soudage peut être utilisé en lieu et place d'un collage. Il faudrait par la suite, même si ce n'est à première vue pas obligatoire, vernir l'ensemble avec un isolant, de façon à se prémunir des conséquences d'une rupture de la fenêtre de Mylar® sous tension [Sec. 3.2.3].

Le dernier test est effectué à la température de 120 K. Pour ce faire, le détecteur est placé dans la chambre de test et mis en pression à 350 mbar avec puis sans le réseau de fibres. La pression est ajustée pour rester constante à mesure de la descente en température. L'absence de paroi transparente sur la chambre ne permet pas de visualiser l'aspect de la feuille, mais le résultat final après extraction et réchauffement du détecteur est positif puisque les fibres et la fenêtre sont intactes. *A priori*, l'expérimentateur peut choisir d'inverser les étapes, mais il est tout de même plus judicieux de mettre d'abord le détecteur sous contraintes avant la descente en température. En effet, le module d'élasticité diminuant avec la température, mieux vaut profiter des caractéristiques les plus favorables à température ambiante, et bénéficier ensuite d'une résistance plus importante à basse température (voir [Sec. 3.2.3]).

En conclusion de ces tests, le détecteur peut fonctionner à 300-350 mbar et à 120 K, la fenêtre étant suffisamment résistante. Sans renforcement de la fenêtre, les déformations sont importantes et le potentiel de dérive devrait être préférentiellement appliqué à une grille en cuivre subsidiaire pour garantir un champ électrique uniforme dans la chambre. L'utilisation de fibres de Kevlar® est prometteuse et l'opération semble stable à 350 mbar. Néanmoins, la marge de sécurité à cette pression est relativement peu élevée et la recherche de nouvelles solutions garantissant une meilleure résistance sont à l'étude. Dans tous les cas, l'augmentation de l'épaisseur de la fenêtre d'entrée reste une option tout à fait envisageable puisqu'elle n'engendre qu'une perte modérée des électrons incidents [Sec. 3.3.1].

### 4.3 Mesures expérimentales de la discrimination électron-muon

Avant de rentrer plus en détail dans l'analyse des résultats obtenus, il est nécessaire de cerner les objectifs de la discrimination électron-muon. Les tests fonctionnels exposés ci-après ont pour objet d'observer l'obtention de signaux provenant du détecteur soumis à une excitation produite par des électrons ou des muons et d'étudier son fonctionnement à basse température (120 K). De plus, l'analyse des résultats doit montrer qu'une distinction est observable entre les signaux induits par les électrons et ceux induits par des muons. Cette discrimination est théoriquement possible grâce à l'étude de la longueur temporelle des signaux, celle-ci devant être plus longue dans le cas où la particule – typiquement un muon – traverse les deux scintillateurs et notamment celui dont la constante de temps est élevée [Sec. 3.2.1].

### 4.3.1 Préparation du détecteur

Pour réaliser ces tests, l'étage de détection solide a été monté dans le corps du détecteur et les composants de l'étage gazeux ont été retirés. Afin de s'assurer du passage d'un muon au sein du *phoswich*, un autre scintillateur (constante de temps  $2,1\text{ ns}$ ) couplé à la photodiode utilisée pour les premiers tests à basse température (matrice S12573 présentée dans la section [4.2.2]) a été ajouté juste au-dessus de l'étage de détection [Fig. 4.15]. Ce système permet d'établir des coïncidences entre les deux détecteurs distincts et de s'assurer du passage d'un muon. Malheureusement, et c'est bien cela qui justifie la conception précise du détecteur *SECOND*, ce « veto muon » ne couvre pas toute la surface de l'étage de détection principal accessible aux muons. Les *Si-PM* permettant la lecture du « veto » ont été connectés provisoirement à la sortie coaxiale du détecteur prévue pour la collection du signal électronique de l'étage gazeux, ainsi qu'à l'une des traversées étanches utilisées pour la mise sous tension des *GEM* ou du plan de fils. Le détecteur, prêt pour le test, est placé dans la chambre de test précédemment présentée.

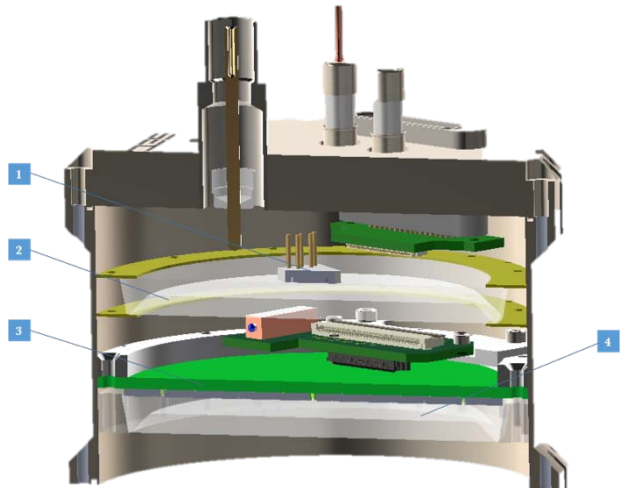


Figure 4.15 : Configuration du détecteur pour les tests fonctionnels

(1) : S12573, (2) : scintillateur rapide (« veto »), (3) : Matrice de détection principale de *SECOND*, (4) : *phoswich*

### 4.3.2 Système d'acquisition et amplification

Initialement, il était prévu de regrouper les voies de la matrice de *MPPC* dix à dix afin de se passer d'amplification et d'utiliser un système d'acquisition de 8 voies, seul système à ma disposition. Malheureusement, la capacité intrinsèque des *MPPC* étant très grande ( $1300\text{ pF}$ ), la mise en forme du signal à travers une résistance de charge de  $50\ \Omega$  implique une constante de décroissance du signal bien trop importante : si les voies sont groupées par dix, la capacité résultante est de  $13\text{ nF}$ , soit une constante de décroissance induite de  $650\text{ ns}$ , valeur bien supérieure à la constante de désexcitation du scintillateur lent ( $285\text{ ns}$ ). La discrimination muon/électron ne serait alors plus possible. J'ai donc sélectionné sept voies de la matrice (une voie est utilisée pour le « veto » muon) qui sont connectées aux sorties coaxiales de la chambre et toutes les autres sont reliées à la masse à travers une résistance  $50\ \Omega$ .

Les signaux ont ensuite été amplifiés linéairement ( $10$  ou  $100$  fois selon les cas, deux seules valeurs possibles avec le matériel à ma disposition) par l'utilisation de modules *NIM* propriétaires gracieusement prêtés par le *LPSC Grenoble*. Le système d'acquisition est de loin l'élément qui a posé le plus de problème. Pour la première phase de test, j'ai utilisé un *ADC CAEN (v1751)* de  $8$  bits et  $8$  voies dont la fréquence d'échantillonnage était d'un gigaHertz.

Malheureusement, la majorité des signaux faisaient état « d'*undershoot*<sup>1</sup> ». Bien que les résultats ne soient pas présentés faute de fiabilité<sup>2</sup> liée à la forme des signaux, il convient de préciser qu'après un post-traitement numérique, il est possible d'arriver aux mêmes conclusions que la seconde prise de données réalisée à l'aide du système d'acquisition présenté dans la suite.

Les cartes d'acquisition finalement utilisées pour l'obtention des résultats suivants sont 3 cartes *ADC Acqiris (DC265)* 8 bits, de 4 voies chacune, de fréquence d'échantillonnage maximale d'un gigahertz et acceptant des signaux allant jusqu'à 10 V (programmable selon l'application). Je remercie Damien Roulier pour avoir mis à ma disposition ces éléments. Au total neuf voies sont utilisées : une pour le « veto muon », sept pour les canaux de la matrice de *Si-PM* et une autre pour la somme analogique des sept canaux. La somme analogique des signaux est réalisée par un module *NIM* en amont de l'amplification.

La faible résolution de ces cartes pose un problème dès lors que l'on souhaite détecter la longue décroissance des signaux ; en effet, un signal caractéristique d'un muon doit faire état d'un pic de forte amplitude dans les premières dizaines de nanosecondes puis d'une très longue décroissance de relativement faible amplitude. Les simulations présentées dans la section [3.3.3], mettent en lumière que le ratio des amplitudes est d'un pour cent à un pour mille. D'ores et déjà, on peut noter qu'une résolution de 10 bits voire 12 bits serait bien plus adaptée. Ce constat a conduit à réaliser deux prises de données séparées pour chaque type de particule (muon ou électron) : la première où l'*ADC* est saturé afin que la décroissance soit observable et non perdue dans le bruit électronique, la deuxième où le signal est digitalisé entièrement sans saturation. De fait, l'analyse des résultats est délicate, mais dans l'attente d'un système d'acquisition spécifique au détecteur et en l'absence d'autre matériel à ma disposition c'est bien la seule solution qu'il m'était possible de mettre en œuvre.

### 4.3.3 Refroidissement

Chaque *MPPC* de la matrice possède une tension de fonctionnement optimale. Ces tensions sont fournies par le fabricant pour une température ambiante de 25 °C [Ann. E]. La valeur moyenne de cette tension d'opération est de 54,60 V (la médiane est très similaire à 54,67 V). Le coefficient de température donné par le fabricant est de -54 mV/°C. Par extrapolation la valeur de 43,91 V est obtenue pour une température de 120 K. En réalité, j'ai utilisé une tension de 45,1 V pour alimenter les capteurs à 120 K, sans qu'aucun « bruit » lié à l'excitation thermique des *MPPC* ne puisse être détecté, et tout en ayant une intensité des signaux très satisfaisante. Par la suite, sauf mention contraire, c'est cette valeur de tension qui sera implicitement utilisée pour l'alimentation des capteurs.

<sup>1</sup> Le signal décroît plus bas que ce qu'il ne devrait.

<sup>2</sup> La suppression de l'*undershoot* par l'utilisation de filtres électroniques n'a pu être réalisée, la disponibilité du système d'acquisition ayant été limitée dans le temps.

#### 4.3.4 Source d'électrons

Le test du détecteur ne nécessite pas de faisceau de neutrons dans la mesure où l'on a seulement besoin d'électrons ayant une énergie comparable à ceux issus de la décroissance des neutrons ou, tout du moins, ne pouvant pas pénétrer dans le second scintillateur du *phoswich*. Parmi les sources de laboratoires directement disponibles à l'*ILL*, la source de strontium-90 semblait la plus adaptée puisque l'énergie maximale des électrons est de  $545,9 \text{ keV}$  (en deçà de  $752 \text{ keV}$ ) pour une énergie moyenne de  $195,7 \text{ keV}$ . Malheureusement une source de strontium-90 est toujours à l'équilibre séculaire avec l'yttrium 90 puisque la durée de vie de ce dernier est très faible devant celle du strontium. L'activité correspondant à l'yttrium est donc la même (dans le cas d'étude  $3,5 \text{ kBq}$ ), et les électrons sont émis avec une énergie maximale de  $2279,8 \text{ keV}$  pour une énergie moyenne de  $926,7 \text{ keV}$ . Cette source n'est donc plus représentative d'une population d'électrons émise par décroissance de neutrons puisque tous les électrons émis par l'yttrium à incidence normale et d'énergie supérieure à  $800 \text{ keV}$  (énergie minimale pour un parcours de  $3,2 \text{ mm}$  dans du BC-408) peuvent explorer le second scintillateur du *phoswich*.

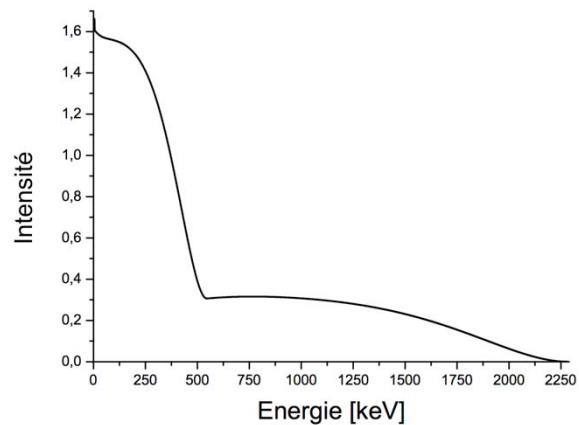


Figure 4.16 : Spectre d'émission *bêta* de la source  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$

Source : [50]

Le choix de conserver cette source pour le test est néanmoins justifiable car cela n'empêche pas d'arriver aux conclusions souhaitées, à savoir observer que les muons induisent un signal dont la décroissance est plus longue. D'autre part, cela permet de « simuler » efficacement de « faux muons » déposant peu d'énergie dans le scintillateur.

#### 4.3.5 Prise de données et post traitement des résultats

Chaque prise de données consiste en l'enregistrement du signal digitalisé toutes les nanosecondes sur une période complète de 1596 échantillons. Le déclenchement de l'acquisition sur toutes les voies s'effectue au moyen d'un *trigger CFD* (*Constant Fraction Discriminator*) externe. Pour l'acquisition de « signaux muons » seuls, le *trigger* est connecté au « veto muon » alors qu'en présence de la source d'électrons, le déclenchement se fait sur la voie de la somme analogique. Le pré-*trigger* est fixé à environ  $170 \text{ ns}$  et l'amplification linéaire est d'un facteur dix.

Chaque signal est ensuite analysé (chacune des voies ainsi que la somme digitale des sept canaux) pour déduire de sa forme, l'énergie déposée (approximative) dans les scintillateurs, et la durée pendant laquelle le signal se trouve en dessus d'un seuil arbitraire,

fixé au-dessus du niveau de bruit électronique. En réalité, seule cette dernière variable est digne d'intérêt dans notre étude car elle suffit *a priori* à discriminer les différentes particules. De plus, dans le cas où les signaux sont saturés, l'énergie calculée n'a pas de sens physique. Il serait certes possible d'effectuer une extrapolation en fonction de la durée de saturation, mais la présence de deux constantes de décroissance rend la manipulation assez compliquée. Par ailleurs, la résolution en énergie des scintillateurs étant de fait limitée, et la restriction de la collection des photons à huit capteurs sur les quatre-vingts disponibles n'améliorant pas la situation, il serait vain de tenter d'obtenir une valeur de l'énergie « fiable ».

Si l'on considère les signaux « non saturés », la conclusion est en réalité la même puisque la composante très lente du signal est « écrasée » par la trop faible résolution des cartes d'acquisition. Or pour les signaux ayant effectivement une composante lente, l'énergie correspondante et « perdue par digitalisation » peut être assez conséquente.

Dans l'interprétation des résultats sera fait mention de l'énergie calculée numériquement. Cependant, le lecteur doit garder en tête que, de par le système d'acquisition utilisé, cette variable est biaisée. Ce qui sera désigné par « énergie » dans la suite du chapitre devra être entendu comme l'intégrale sous la courbe de signal – saturé ou non. Certaines tendances liées à cette énergie pourront être discutées mais les conclusions réelles devront porter sur le temps que le signal reste au-dessus du seuil arbitraire (abrégé par la suite par *TadS* : Temps au-dessus du Seuil).

#### 4.3.6 Résultats et interprétation

##### Évènements dans le « veto-muon »

Afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les signaux présentés dans la suite, la figure [Fig. 4.17] montre la forme générale des signaux issus du « veto muon », composé, pour rappel, d'un scintillateur rapide couplé à un *Si-PM* dont les quatre canaux ont été mis en commun. Comme on le voit très distinctement, tous les signaux s'évanouissent au bout d'une durée assez courte d'environ  $88\text{ ns}$  – moyenne de la gaussienne ajustée sur l'histogramme du *TadS* [Fig. 4.18]. Cette valeur est modulée par l'efficacité de détection et l'intensité des signaux.

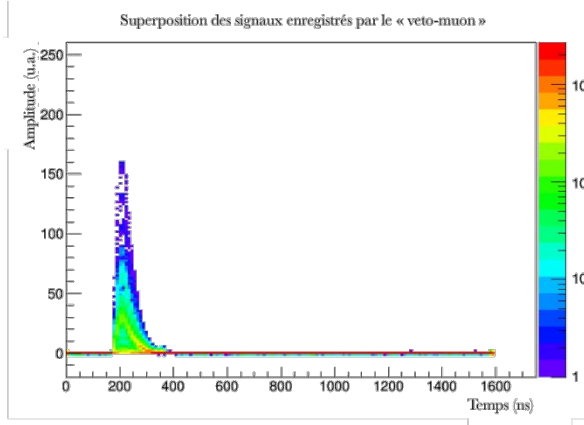


Figure 4.17 : Superposition de la forme des signaux générés dans le « veto-muon »

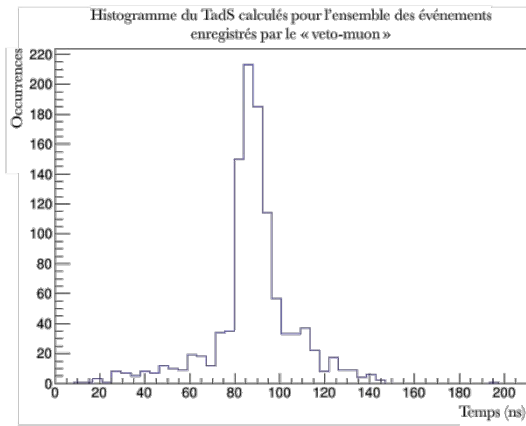


Figure 4.18 : Répartition du  $TadS$  calculé pour chaque événement détecté par le « veto-muon »

### Événements « muons » - Signaux non saturés

Il est maintenant possible de comparer l'interaction des muons avec les scintillateurs du *phoswich*. La figure [Fig. 4.19] montre la forme générale des signaux filtrés avec un filtre de type Savitzky-Golay 23 points. Deux types de signaux se distinguent assez facilement : des signaux courts dont l'extinction a lieu autour de  $130\text{ ns}$  en moyenne après le déclenchement, et des signaux plus longs s'étalant autour de  $550\text{ ns}$ . Cette observation est confirmée en traçant la répartition du  $TadS$  [Fig. 4.20] et le  $TadS$  en fonction de l'énergie calculée numériquement [Fig. 4.21].

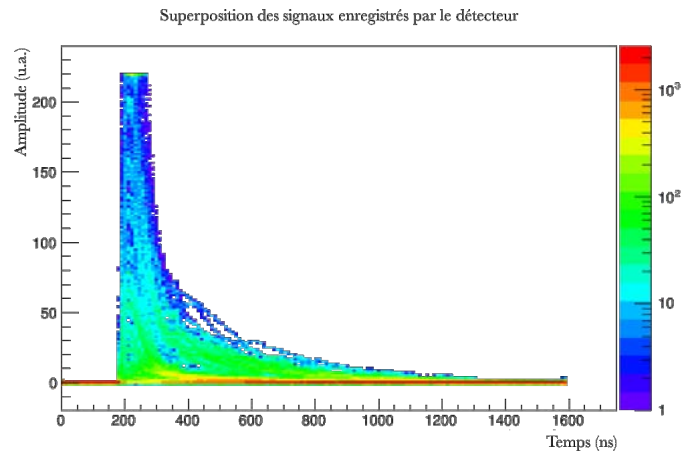


Figure 4.19 : Superposition de la forme des signaux non saturés générés par le passage de muons dans le détecteur

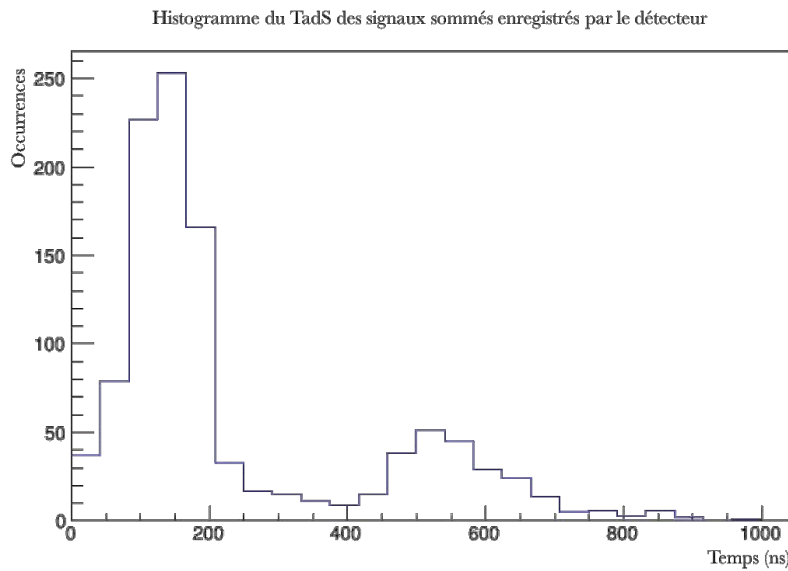


Figure 4.20 : Répartition du  $T_{adS}$  calculé pour chaque signal non saturé généré par le passage d'un muon dans le détecteur

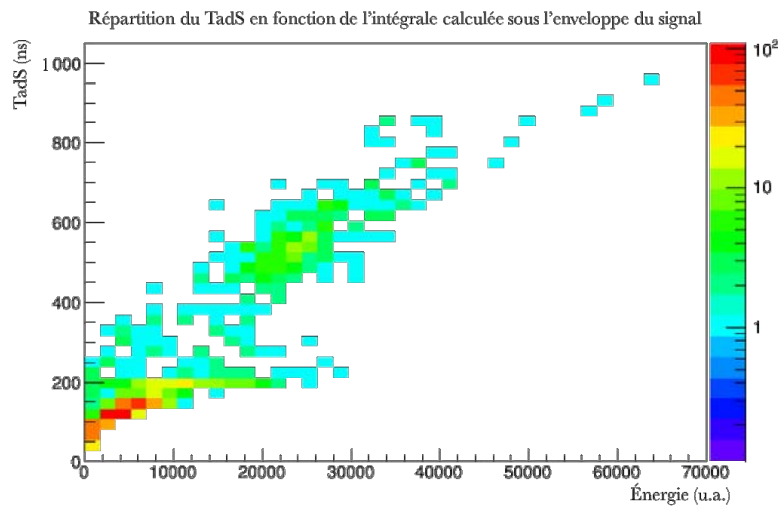


Figure 4.21 : Répartition du  $T_{adS}$  en fonction de l'énergie calculée

Il apparaît que dans cette configuration, il est impossible de discriminer les muons grâce au temps écoulé au-dessus du seuil. La suite de l'étude démontre que cet échec est uniquement dû au manque de résolution des cartes d'acquisition.

#### Événements « muons » - Signaux saturés

La mesure présentée dans cette section est réalisée en diminuant la gamme de tension acceptée par l'ADC qui s'avère programmable sur les cartes Acqiris. La plupart des signaux – sauf ceux de très faibles amplitudes – sont saturés, de sorte à pouvoir distinguer la longue décroissance. Sur la figure [Fig. 4.22] on constate cette fois que la décroissance semble s'évanouir autour de  $1000$  à  $1200$  ns. C'est précisément la valeur attendue en considérant une quasi-extinction du signal au bout de trois à quatre fois la constante de décroissance de  $285$  ns du scintillateur – soit plus de  $95$  % d'atténuation.



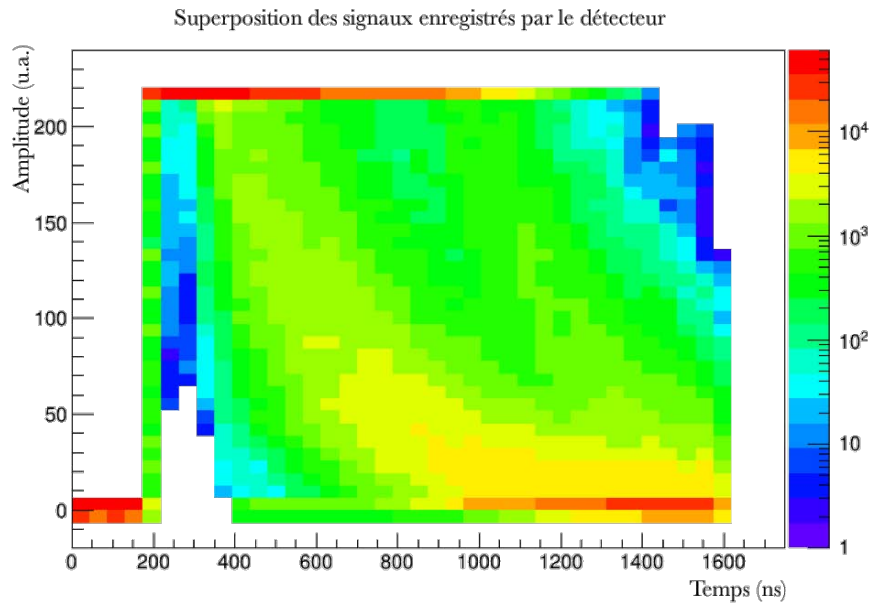


Figure 4.22 : Superposition de la forme des signaux saturés générés par le passage de muons dans le détecteur

En regardant maintenant l'histogramme du  $TadS$  cela ne laisse maintenant plus de doute quant au fait que les signaux sont pour la quasi-totalité des signaux longs. Seulement 26 événements ont un  $TadS$  inférieur à 250 ns sur un total d'environ 1500 muons enregistrés. Si l'on se réfère au  $TadS$  des événements courts enregistrés par le « veto muon », la valeur seuil de 250 ns semble acceptable pour définir la limite discriminante. Le système possède un bon pouvoir de séparation. En réalité, il est possible qu'il soit encore meilleur. Pour approfondir cette discussion, il est nécessaire de raisonner sur la quantité de signal récolté par les photodiodes.

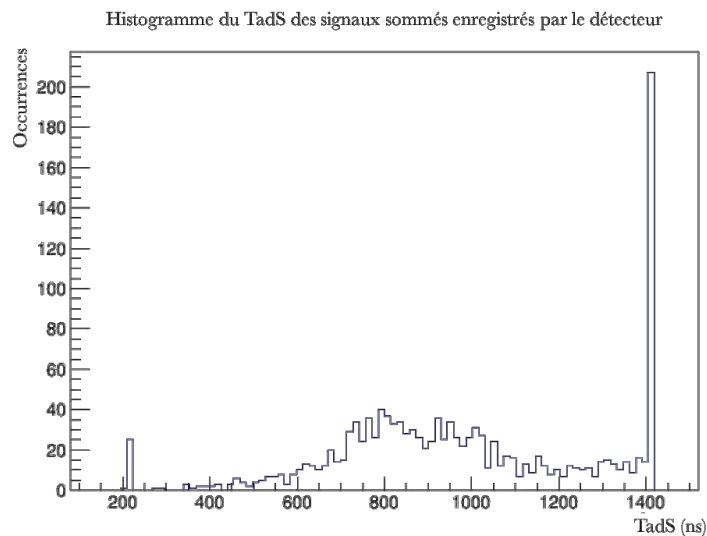


Figure 4.23 : Répartition du  $TadS$  calculé pour chaque signal saturé généré par le passage d'un muon dans le détecteur

Le pic à 1400 ns correspond à la valeur limite du  $TadS$  liée à la restriction de la fenêtre d'acquisition à 1596 ns. En réalité, ce pic représente tous les événements pour lesquels le  $TadS$  est supérieur à 1400 ns.

Le graphique [Fig. 4.24] traçant le  $TadS$  en fonction de l'énergie mérite quelques observations. Même si l'intégrale sous la courbe ne représente pas directement l'énergie déposée dans le scintillateur, elle est néanmoins intimement corrélée à celle-ci et l'on peut, sans se fier à des valeurs précises, faire ressortir certaines tendances.

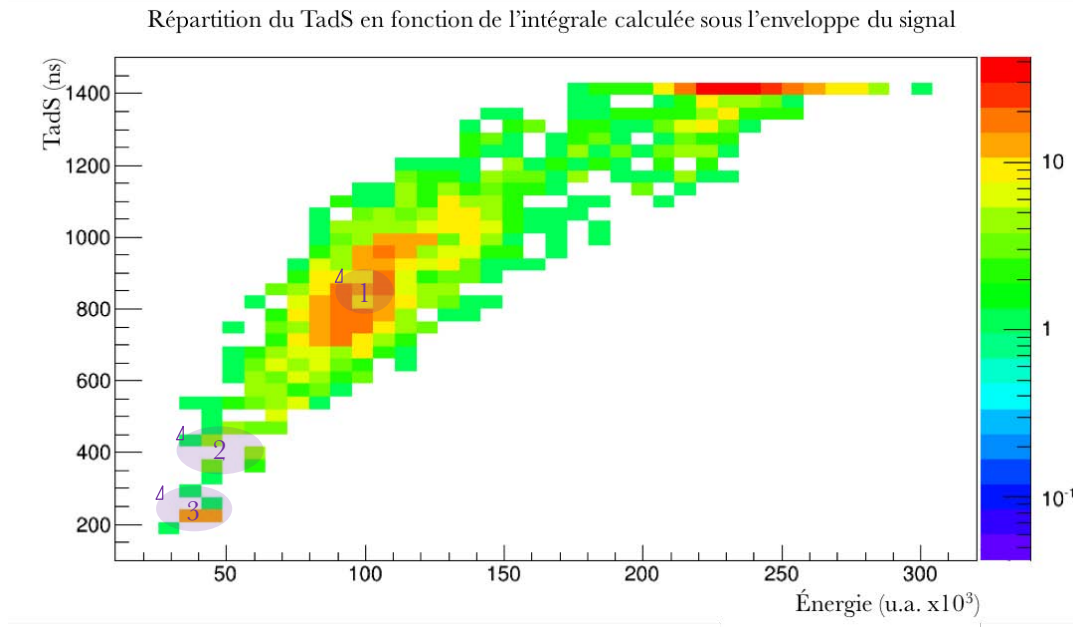


Figure 4.24 : Répartition du  $TadS$  en fonction de l'intégrale sous la courbe de signal

L'énergie déposée dans le scintillateur par la plupart des muons se situe entre  $1,5\text{ MeV}$  à  $1,8\text{ MeV}$  selon la perpendicularité de la trajectoire par rapport à la surface du *phoswich*. C'est ce qui explique la présence d'une tâche centrale plus peuplée [1 @ Fig. 4.24]. Une minorité dépose moins d'énergie car ils sont beaucoup plus énergétiques, et d'autres le traversent par les flancs, ce qui réduit leur parcours en son sein. Ces particules, représentées par la zone [2 @ Fig. 4.24], sont proportionnellement peu nombreuses compte tenu de la plus faible probabilité de ce type d'interaction.

L'étalement de la zone 1 ne s'explique pas par la faible résolution en énergie du scintillateur, mais par la dépendance de l'efficacité de collection des photons à la distance séparant le lieu d'interaction du muon et l'un des capteurs exploités dans cette configuration (sept canaux sur quatre-vingts).

L'avantage majeur de disposer des quatre-vingts canaux du détecteur serait la discrimination des quelques signaux donnant encore des faux-positifs. Dans le cas d'un muon interagissant très loin des capteurs d'intérêt [en rouge @ Fig. 4.25] et déposant relativement peu d'énergie, la partie rapide du signal sera vraisemblablement détectée car c'est un pic de forte amplitude. En revanche, la partie lente du signal peut ne pas l'être du fait de l'amplitude beaucoup plus faible conjuguée à la moindre efficacité de collection des photons dans le cas considéré. La zone [3 @ Fig. 4.24] devrait donc se décaler vers les *TadS* supérieurs dans le cas où les 80 voies seraient utilisées ce qui permettrait ainsi d'écartier l'intégralité des événements « muons ».

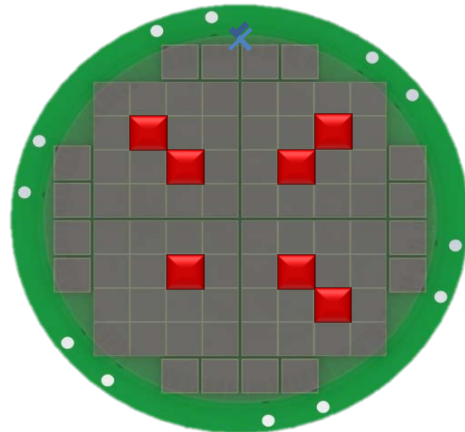


Figure 4.25 : Interaction d'un muon dans la zone la plus éloignée des *MPPC* utilisés

Pour appuyer ces arguments, il est possible, par exemple, de tracer les mêmes graphiques pour une seule voie indépendante. Pour le même jeu de données, et alors que la quasi-totalité des photons ont un *TadS* supérieur à  $250\text{ ns}$  lorsque toutes les voies sont additionnées, les conclusions ne sont pas du tout les mêmes si l'on se concentre uniquement sur un seul *Si-PM*. Sur la figure [Fig. 4.26] représentant un histogramme des *TadS* calculés pour un seul *Si-PM* (le numéro 7), un nombre conséquent de valeurs se situent en deçà du seuil de discrimination. L'explication vient du fait qu'en moyenne, beaucoup de muons interagissent loin de ce *MPPC* et induisent sur ce capteur un signal dont l'amplitude globale est faible, voire *a fortiori* pour la « partie lente » très faible ou inexistante. L'efficacité de détection pour ce capteur spécifique est donc faible car il est trop éloigné de la zone d'interaction ; les photons sont donc perdus avant de l'atteindre ou interceptés par d'autres capteurs. Les *TadS* autour de  $100\text{ ns}$  voire moins traduisent des signaux de très faible amplitude qui n'auraient à eux seuls probablement pas déclenché le *trigger*.

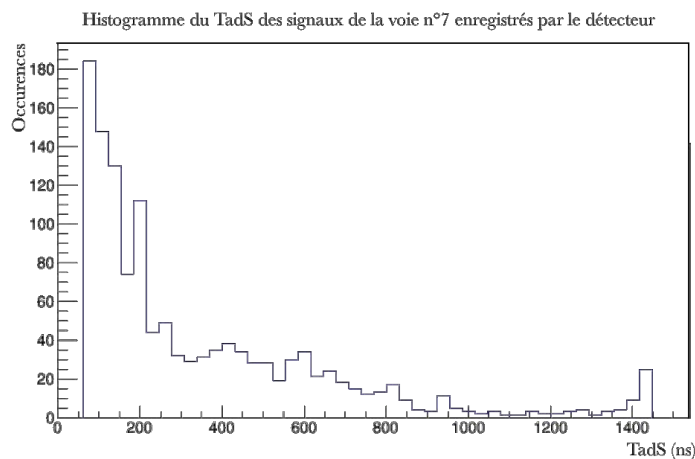


Figure 4.26 : Répartition du *TadS* calculé pour chaque signal saturé de la voie n°7 généré par le passage d'un muon dans le détecteur

Pour terminer l'analyse des jeux de données relatifs aux muons, la discussion doit se concentrer sur l'apparente dépendance en énergie du  $TadS$  (tant pour les signaux saturés que pour les signaux non saturés). Dans cette étude, le seuil choisi pour le calcul du  $TadS$  est fixe. Il est alors évident qu'à seuil fixe, le  $TadS$  est d'autant plus important que l'amplitude l'est, la décroissance étant une somme d'exponentielles. C'est cet élément précis qui justifie un étalement si important autour de la zone [1 @ Fig 4.24]. En toute rigueur, il faudrait définir un seuil d'extinction proportionnel à l'amplitude maximale du signal, information dont on ne dispose pas ici, faute de résolution suffisante. Avec un système d'acquisition adéquat, cette procédure devient réalisable et la dépendance en énergie serait alors beaucoup moins marquée. Il resterait néanmoins un léger étalement sous-jacent aux raisons exposées plus haut sur l'efficacité de détection et à la résolution du scintillateur.

### Événements « muons » - Conclusion

L'analyse des données relatives aux muons seuls permet d'atteindre un pouvoir de séparation de 98,2 % en définissant un seuil d'exemption à 250 ns pour le  $TadS$ . Le choix de cette valeur sera justifié dans la section suivante. En se référant au  $TadS$  des signaux dans le « veto muon », elle semble déjà tout à fait adéquate (les  $Si-PM$  du « veto » ont néanmoins une capacité intrinsèque légèrement moins élevée que celle des éléments de la matrice principale).

Pour les faux-positifs potentiels, il n'est pas à exclure, sans toutefois pouvoir l'affirmer avec certitude, qu'ils pourraient finalement être eux aussi discriminés si la matrice de détection était entièrement opérationnelle. Les arguments présentés vont en tout cas dans ce sens et il n'y a, *a priori*, aucune raison physique qui pourrait justifier le contraire. Seul un signal de très faible amplitude pourrait éventuellement ne pas être détecté comme un signal « long ». Mais dans cette éventualité, soit le *trigger* ne se déclencherait pas, soit l'événement serait écarté en post-traitement en définissant un seuil d'exemption numérique sur l'énergie déposée dans le scintillateur – manipulation qu'il est impossible de faire ici puisque les signaux sont saturés et que l'information sur l'énergie est perdue.

### Événements « électrons »

Dans cette partie sont décrits les résultats obtenus en exposant le détecteur à une source de strontium-90 / yttrium-90. La courbe [Fig.4.16] donne l'intensité d'émission en fonction de l'énergie des électrons. Le pic sous 500 keV est relatif principalement à l'activité du  $^{90}\text{Sr}$  alors que les énergies supérieures sont liées à l'activité de  $^{90}\text{Y}$ . Afin d'appréhender les résultats auxquels il faut s'attendre, il est nécessaire de porter la réflexion sur la source d'électrons et la manière dont ces derniers interagissent avec le *phoswich*.

Le scintillateur rapide ayant une épaisseur de 3,2 mm, seuls les électrons ayant une énergie supérieure à 772 keV [38] sont susceptibles de le traverser complètement pour terminer leur parcours dans le scintillateur lent. Pour simplifier la réflexion, on considère dans un premier temps que tous les électrons ont une trajectoire incidente perpendiculaire à la surface du scintillateur. Dans cette configuration, l'intégrale sous la courbe [Fig. 4.16]

pour  $E < 772 \text{ keV}$  constitue le nombre d'évènements qui induisent un signal « court ». Pour les énergies très supérieures ( $1100-1200 \text{ keV}$ ), l'énergie déposée dans le BC-444 (scintillateur lent) est du même ordre de grandeur que celle dans le BC-408. Certes le taux de conversion en photons est moindre (de 30 %) pour le premier, mais cela est compensé par le fait que le transfert linéique d'énergie de l'électron augmente en fonction de la profondeur de pénétration – autrement dit, à mesure que l'électron ralentit. Les signaux générés par ces électrons d'énergie plus importante sont donc longs, c'est à dire avec un  $TadS$  similaire à celui des évènements « muon » c'est-à-dire autour de  $1000 \text{ ns}$ . Pour les valeurs d'énergie intermédiaires, il semble pertinent de s'attendre à avoir une continuité dans la longueur des signaux, s'étalant de la valeur représentant les temps « courts » à celle des signaux « longs ». Les raisons sont les mêmes que celles exposées dans la partie précédente : un électron déposant très peu d'énergie dans le scintillateur lent risque de ne pas induire de signal lent d'amplitude suffisante pour être détecté comme tel.

Il est donc attendu de cette analyse que l'histogramme du  $TadS$  donne un pic marqué pour les valeurs faibles, d'autant plus que l'incidence des électrons n'est pas, en réalité, perpendiculaire au *phoswich* ce qui favorise le parcours des électrons dans le BC-408 au détriment du BC-444. Un autre pic, moins marqué, devrait être également observé pour des valeurs de  $TadS$  plus élevées et une vallée continue entre ces deux *extrema*.

#### Évènements « électrons » - signaux non saturés

Comme dans le cas des muons, la résolution des cartes d'acquisition fait défaut et une bonne proportion des signaux longs ne sont pas détectés comme tels. Sur les figures [Fig. 4.27 et 4.28], le temps d'extinction du signal se situe en majorité en deçà des  $200 \text{ ns}$  et une minorité de signaux ont un  $TadS$  plus élevé alors qu'ils devraient être bien plus nombreux.

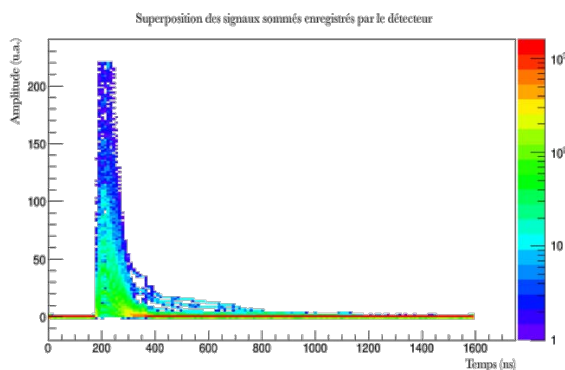


Figure 4.27 : Superposition de la forme des signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur

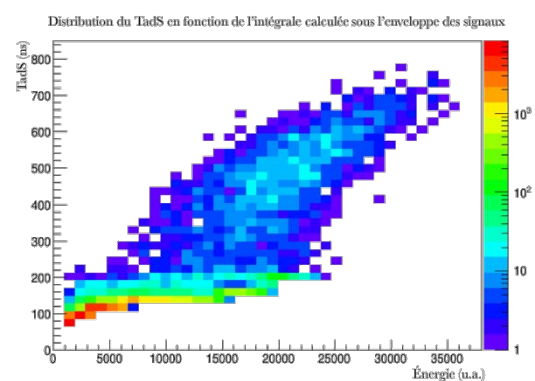


Figure 4.28 : Répartition du  $TadS$  calculé pour les signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur en fonction de l'énergie calculée

Si l'on trace un histogramme de l'énergie [Fig. 4.29], on retrouve le pic à basse énergie et, de manière très peu prononcée, la bosse à plus haute énergie liée aux électrons émis par l'yttrium. Cette dernière devrait être plus haute mais l'information, contenue dans

la longue décroissance des signaux, est perdue pour la plupart d'entre eux à cause de la faible résolution.

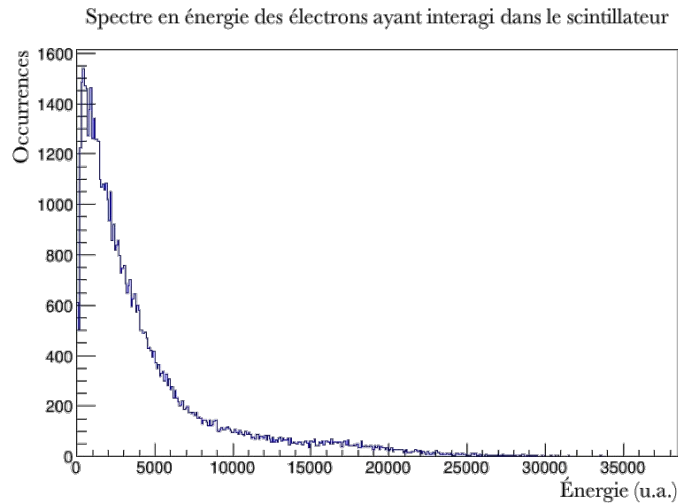


Figure 4.29 : Spectre en énergie calculée à partir des signaux non saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur

#### Événements « électrons » - signaux saturés

Comme précédemment, les véritables conclusions peuvent être tirées en regardant de plus près l'acquisition des signaux saturés, qui permettent l'observation de la décroissance lente. La présence de deux types de signaux est visible sur la figure [Fig. 4.30].

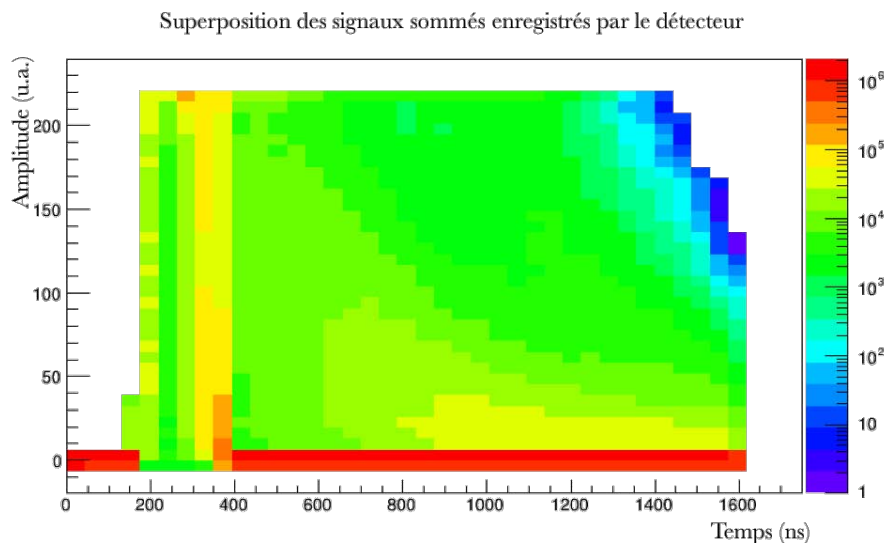


Figure 4.30 : Superposition de la forme des signaux saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur

L'histogramme du  $TadS$  (tracé en échelle logarithmique pour plus de clarté) et la distribution du  $TadS$  en fonction de l'énergie sont donnés par les figures [Fig. 4.31 et 4.32].

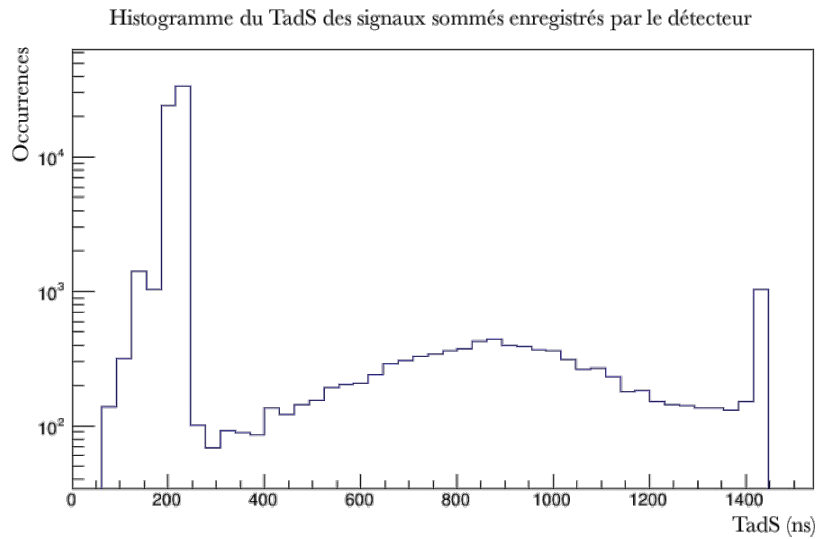


Figure 4.31 : Répartition du  $TadS$  calculé pour chaque signal saturé généré par le passage d'un électron dans le détecteur

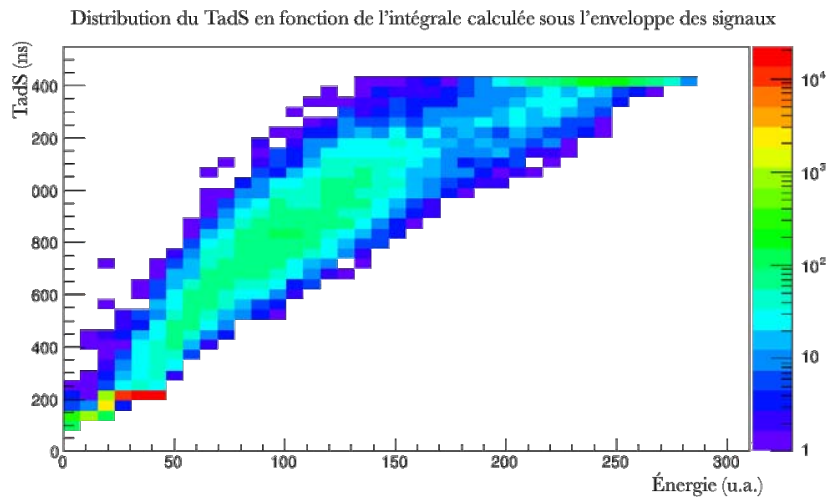


Figure 4.32 : Répartition du  $TadS$  calculé pour les signaux saturés générés par le passage d'électrons dans le détecteur en fonction de l'intégrale sous la courbe de signal

Les attentes formulées en introduction de cette section sont tout à fait valides puisqu'on retrouve très distinctement deux pics pour deux valeurs distinctes de  $TadS$  : la première aux alentours de  $200\text{ ns}$ , et la seconde proche de  $850\text{ ns}$ . Entre les deux, une vallée qui peut être liée à la fois à l'étalement de la zone des signaux longs pour les mêmes raisons que celles stipulées précédemment, mais aussi au fait que les électrons d'énergie intermédiaire pénètrent plus ou moins dans le BC-444 (ce qui explique la continuité sans rupture franche des graphiques observés).

## ***Conclusion et perspectives***

L'analyse de ces données démontre le fonctionnement général de l'étage de détection et une discrimination électron-muon efficace par un système de type *phoswich*. En fixant un seuil de discrimination pour le *TadS* de  $250\text{ ns}$ , un très bon pouvoir de séparation supérieur à  $98\%$  est obtenu dans ce cas d'étude. Des arguments suggèrent que ce taux de réjection sera probablement encore meilleur lorsque l'ensemble de la matrice de *Si-PM* pourra être lue. Il conviendra donc de vérifier ces hypothèses avec un système d'acquisition plus approprié. Le choix de ce dernier sera déterminant pour le bon déroulement d'une mesure de précision. Les caractéristiques de ce système devront répondre aux critères suivants.

- L'amplification doit rester linéaire pour ne pas distordre la forme d'origine du signal. Dans le cadre de cette étude, une amplification linéaire  $\times 10$  a donné des résultats très satisfaisants et des signaux d'amplitude maximale proche de  $1\text{ V}$ . Par la suite, je pense que cette valeur sera suffisante, d'autant plus si tous les *MPPC* de la matrice sont utilisés, mais il est envisageable d'augmenter cette valeur jusqu'à  $\times 15$ . Il reste également la possibilité de jouer sur la tension d'alimentation des *MPPC* pour ajuster l'amplification, cela ne générant – dans une certaine limite – aucun bruit supplémentaire d'origine thermique à basse température.
- La fréquence d'échantillonnage de l'*ADC* ne requiert pas d'être aussi élevée que celle de cette étude. Compte tenu de la longueur des signaux observés, une fréquence de  $200\text{ MHz}$  semble tout à fait acceptable pour ne pas perdre trop de résolution temporelle sur les signaux courts. Cependant, la période totale d'enregistrement devra être d'au moins  $2\text{ }\mu\text{s}$  pour pouvoir enregistrer le signal de scintillation émis par le gaz, retardé vraisemblablement de quelques microsecondes.
- La résolution digitale d'échantillonnage reste le point clé des mesures. Une résolution de  $12\text{ bits}$  est suffisante compte tenu des données acquises lors de cette étude et du gain substantiel qu'apportera un fonctionnement avec les 80 canaux. En effet, en considérant une gamme de tension acceptable par l'*ADC* de  $\pm 2\text{ V}$ , une résolution de  $12\text{ bits}$  équivaut à  $0,49\text{ mV/coup}$ . Sachant que l'ordre de grandeur de l'amplitude maximale d'un signal généré par un seul photon est le millivolt, cette résolution représente pour ce signal une fois amplifié 10 fois, une dizaine de coups *ADC*. Si la matrice est par la suite utilisée pour lire également le signal de scintillation émis par le gaz, qui sera typiquement de l'ordre de quelques dizaines de photons répartis sur les 80 canaux, il est important de pouvoir distinguer un seul photon. On pourrait également envisager une résolution de  $14\text{ bits}$  mais cela ne semble avoir d'intérêt que si l'on augmente à la fois l'amplification jusqu'à un facteur multiplicatif de 50 à 100 pour une gamme acceptable par l'*ADC* de  $10\text{ V}$ .



- Concernant le nombre de voies de l'*ADC*, il serait optimal de disposer des quatre-vingts voies distinctes pour disposer de l'intégralité des signaux, pouvoir reconstruire le barycentre de l'interaction avec une résolution spatiale correcte et éventuellement écarter certains événements. Devant le coût qu'engendre un nombre si important de canaux, l'alternative consiste à grouper les voies par 4, 5 ou 10. Un exemple de regroupement approprié est donné en annexe [Ann. F]. La mise en commun directe des voies n'est pas possible car la capacité résultante de la mise en parallèle des *Si-PM* serait trop importante et la décroissance des signaux résultants d'une interaction dans le scintillateur rapide serait trop longue. Il faut donc envisager de sommer les signaux grâce à un « sommateur » spécifique, amplifier en aval le signal additionné afin de limiter le nombre d'amplificateurs nécessaires puis de digitaliser ces signaux avec un *ADC* de 20, 16 ou 8 voies selon le regroupement choisi. La somme totale sur les 80 canaux peut ensuite être faite numériquement.

## 5 Conclusion

---

Nous avons présenté l'expérience de mesure du temps de vie du neutron, *HOPE*, basé sur le piégeage magnétique d'*UCN*. Comme la majorité des expériences utilisant ces particules, beaucoup d'incertitudes résident dans la méconnaissance du spectre en énergie de celles-ci. Afin d'évaluer au mieux la composition de la population de neutrons piégés, j'ai réalisé, durant cette thèse, différentes simulations Monte-Carlo, tant sur la source d'*UCN* *SUN2*, que sur l'expérience *HOPE* elle-même. Ces modélisations ont permis de définir un peu plus précisément la quantité et les caractéristiques des neutrons marginalement piégés, c'est-à-dire ayant une énergie plus élevée que la barrière théorique du piège. Compte tenu de l'erreur systématique induite sur la mesure du temps de vie du neutron, leur présence est un réel problème. Ont été alors présentées différentes solutions allant dans le sens d'une diminution de leur population et des pistes d'améliorations de certains éléments du piège – comparativement à la mesure effectuée en 2014 sur *PF2* – ont été énumérées. Une fois que le système aura été parfaitement optimisé, il devrait être en mesure de fournir une mesure du temps de vie du neutron avec une précision inférieure à la seconde. Nous avons décrit et comparé, d'un point de vue des erreurs statistique et systématique, les deux méthodes de mesure (*Fill & Empty* et *Counting-the-dead*) qu'il est possible de mettre en œuvre pour y parvenir. Il apparaît ainsi que la méthode utilisant le détecteur d'électrons *SECOND* semble permettre une mesure légèrement plus précise. Ce détecteur, que j'ai conçu et fabriqué à l'*ILL*, répond aux différentes contraintes géométriques et de température imposées par l'expérience. Il consiste en l'assemblage complexe d'un détecteur gazeux et d'un *phoswich* couplé à une matrice de *Si-PM* qui, à eux deux, permettent la discrimination de l'ensemble des rayonnements parasites susceptibles de biaiser la mesure. Des tests fonctionnels ont d'ores et déjà donné des résultats préliminaires très encourageants : entre autres, le taux de réjection des événements parasites induits par les muons cosmiques s'élevant à 98,2 % et pouvant probablement être amélioré avec un système d'acquisition plus adapté. Des essais de résistance mécanique ont également été menés sur les pièces du détecteur gazeux et sont plutôt concluants. Il paraît ainsi adapté à l'utilisation d'un mélange scintillant gazeux hélium-CF<sub>4</sub> pressurisé à 350 mbar. D'autres tentatives pour encore améliorer la performance du dispositif sont en cours d'étude. Les prochaines étapes du développement seront la mise en œuvre de tests fonctionnels de cet étage gazeux, en particulier la réponse du détecteur à l'excitation produite par des électrons de basse énergie et la comparaison de l'efficacité des deux configurations prévues : chambre multi-fils ou feuille *GEM*. L'objectif ultime sera de corroborer les résultats de simulations qui prévoient un bruit de fond maximum d'événements parasites induits par le rayonnement gamma de 4 à 10 mHz.

## 6 Annexes

---



## Calcul de l'épaisseur de la couche antireflet déposée sur une fenêtre en germanium

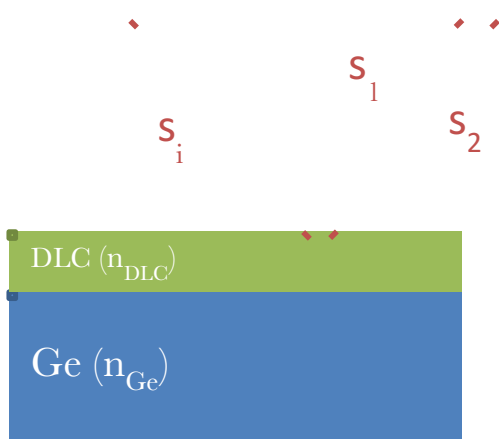


Figure 6.1 : Représentation schématique de la réflexion d'un faisceau sur un substrat recouvert d'une couche anti-reflet

En ramenant le cas d'étude à de l'optique géométrique simple, on obtient la figure [Fig. 6.1]. Le rayon incident se divise en deux composantes réfléchies qui interfèrent à l'infini.

L'intensité de cette interférence est donnée par la formule :

$$I = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \varphi,$$

où  $a$  correspond aux amplitudes et  $\varphi$  correspond au déphasage, qui s'exprime en fonction de la « différence de marche »  $\delta$  des deux faisceaux. En considérant que le milieu est du vide d'indice de réfraction  $n = 1$ , alors on obtient :

$$\delta = 2n_{DLC}e, \quad \varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda},$$

où  $e$  est l'épaisseur de la couche antireflet (ici le DLC), et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau incident que l'on considère, dans notre cas, égale à  $10 \mu m$  (pic du spectre infrarouge à  $300 K$  [Fig. 1.9]).

Afin de minimiser l'intensité réfléchie, on doit avoir  $\cos \varphi = -1$  soit :  $e = (2k + 1) \frac{\lambda}{4n_{DLC}}$ , avec  $k$  entier. Ce qui donne, pour  $k = 1$ ,  $e = 1,13 \mu m$ .

D'autre part,  $I$  est d'autant plus faible que la somme  $a_1^2 + a_2^2$  est faible, c'est-à-dire quand  $a_1 = a_2$ . On doit donc avoir des coefficients de réflexion sur les deux dioptries équivalents, ce qui se traduit mathématiquement par  $n_{Ge}^2 = n_{antireflet} n_{vide}$ . Dans la mesure où  $n_{Ge} \approx 4$ , le DLC dont l'indice est proche de 2 est un très bon candidat.

# Annexe



## Résultats de simulation GEANT4 sur différents systèmes de guide d'UCN








---

Ces simulations ont été réalisées afin de dimensionner un système permettant de réduire l'apport de puissance radiative au bain d'hélium superfluide de la source *d'UCN SUN2*. Chaque géométrie testée implique deux simulations :

- la première consiste à générer des photons infrarouges émis par les parois à  $300\text{ K}$  du guide d'extraction de la source [Fig. 1.7],
- la seconde permet de quantifier l'efficacité de transmission des *UCN* entre le volume de conversion et l'extrémité du guide d'extraction.

Le tableau ci-dessous regroupe les principaux résultats de ces simulations. D'autres géométries ont été testées (notamment certaines combinaisons des solutions présentées ici) mais ne seront pas toutes listées.

Tableau 6.1 : Liste non exhaustive de géométries de guides testées et simulées avec GEANT4

<i>Désignation</i>	<i>Géométrie</i>	<i>Commentaires</i>	<i>Transmission des UCN<sup>1</sup></i>	<i>Taux de perte des infrarouges (%)</i>
Guide Nickel		Guide simple en revêtement nickel	100	0
Guide DLC		Guide en revêtement DLC <sup>2</sup>	~100 <sup>3</sup>	51,9
Insert DLC		Absorbant infrarouge pris en sandwich dans deux plaques de DLC insérées dans l'axe du tube d'extraction	98,43 <sup>3</sup>	69,2
Plaque réfléchissante		Disque réfléchissant obstruant la quasi-totalité de la section du guide (2 mm sont laissés libres sur le pourtour)	75,8	88,04
Té Ge-DLC		Identique à la croix mais avec une seule fenêtre en germanium perpendiculaire à l'axe du guide	93,1	25,84
Croix Ge-DLC		Solution retenue [1.2.4]	91,7	73,1
Double demie plaque alternée		Deux demis disques alternés obstruant 50% de la section du guide et inclinés à 60°	83,5	71,5

<sup>1</sup> Valeur normalisée au cas guide simple en revêtement nickel<sup>2</sup> La réflectivité du DLC est bien inférieure à celle du nickel<sup>3</sup> Valeur très dépendante de la qualité du DLC, en particulier du taux de contamination en hydrogène.



## Réparation des bobines supraconductrices de l'expérience *HOPE*

En 2014, lors des mesures effectuées sur PF2, il nous a été impossible de fonctionner à puissance nominale des bobines ( $300 A$ ). En cause, les *switches* sous dimensionnés qui transitaient spontanément au-delà de  $215 A$ . En 2016, nous avons entrepris, avec l'aide du fabricant des bobines, de remplacer l'intégralité des *switches* défectueux.

L'opération est toutefois lourde et complexe, puisque les bobines sont scellées à l'intérieur de la cuve étanche du bain d'hélium. Une fois la totalité des écrans thermiques retirés, la première étape est la découpe de cette cuve ; la lèvre de soudure est meulée en haut et en bas du bain jusqu'à désolidarisation complète de la paroi extérieure. Les anciens *switches* sont ensuite enlevés pour permettre la mise en place des nouveaux. Ces derniers doivent être alors soudés sur l'entrée et la sortie des bobines afin de créer une boucle de courant supraconductrice. Cela implique donc que la jonction entre les fils soit également supraconductrice. Il faut alors porter un soin particulier à rendre la surface des fils exempte de toute contamination ; les fils sont trempés dans différentes solutions, d'abord à base d'acides sulfurique et nitrique pour enlever la matrice du cuivre protégeant le supraconducteur, puis dans un bain d'acide fluorhydrique afin de retirer les traces d'oxydation. Une fois ce traitement effectué, les fils sont brasés ensemble à l'aide d'un mélange plomb-bismuth, dans un tube de cuivre de section carrée prévu à cet effet. Ce tube est compressé pour améliorer encore le contact électrique. La suite de l'opération consiste à braser la terminaison de la boucle de courant (le tube en cuivre précédent) à l'amenée de courant principale en cuivre – trempant dans le bain d'hélium liquide – de chaque bobine. Malheureusement, les bobines étant à la verticale, la manipulation s'est avérée plus compliquée que prévue car le matériau de brasage (étain-plomb) coulait le long de l'ensemble. Nous avons donc procédé à plusieurs mains et par points successifs afin de parvenir finalement à obtenir une brasure continue. En outre, nous avons décidé de rajouter un fil supraconducteur tout le long de l'amenée de courant en cuivre de manière à diminuer l'effet Joule.

Une source d'interrogations quant au mauvais fonctionnement des *switches* en 2014 concernait les écrous effectuant la jonction entre les amenées de courant provenant des passages étanches du bain, et celles reliées aux bobines. Nous soupçonnions alors que le fabricant du cryostat ait utilisé des écrous en laiton et que cela entraîne un échauffement trop important au niveau de cette jonction, conduisant le *switch* à transiter. À l'ouverture de la cuve du bain d'hélium, nous avons constaté que c'était effectivement le cas. Nous avons donc fabriqué des écrous en cuivre afin de les remplacer.

Dès lors que toutes ces modifications eurent été finies, nous avons rigidifié l'ensemble des fils « flottants » à l'aide de lamelles de matériau composite en fibre de verre et époxy, de ruban et de paraffine.

La dernière étape consiste à refermer le bain d'hélium en soudant la cuve, puis remettre l'ensemble des composants dans l'enceinte de HOPE ; ces opérations sont sur le point d'être réalisées. Ci-dessous figurent quelques photos des manipulations entreprises.



Figure 6.2 : Photos des opérations réalisées lors de la réparation de HOPE

Les trois photos les plus à gauche montrent le système avant modifications. En comparant la photo (b) et (c), on remarque que les nouveaux *switches* sont beaucoup moins « isolés » par le ruban que les anciens. La suppression de cette couche devrait permettre un refroidissement plus rapide après avoir coupé le chauffage permettant de les faire transiter. Nous avons vérifié au préalable, en plongeant ces *switches* dans un vase *devar* d'hélium liquide, que tout fonctionnait parfaitement. Les images (d) et (e) mettent en relief le remplacement des écrous en laiton par des écrous en cuivre, ainsi que la mise en place en parallèle d'un fil supraconducteur matricé dans du cuivre.





## Caractéristiques des scintillateurs plastiques utilisés dans SECOND



Figure 6.3 : Spectre d'émission du BC408 et BC444

Tableau 6.2 : Propriétés respectives du BC408 et BC444

<i>Propriétés</i>	<i>BC 408</i>	<i>BC 444</i>
Émission lumineuse (% Anthracène)	64	41
Constante de décroissance (ns)	2,1	285
Longueur d'onde d'émission maximale (nm)	425	428
Longueur d'atténuation (cm)	210	180
Densité	1,032	1,032
Indice de réfraction	1,58	1,58



## Fonctionnement des photodiodes à avalanche et photomultiplicateur-silicium

Le fonctionnement des *si-PM* d'Hamamatsu est très similaire à celui des photodiodes à avalanche *APD* en silicium. Chaque pixel est en réalité l'équivalent d'une *APD* indépendante. Leur principe est basé sur celui des diodes *PN* (*Positive Intrinsic Negative diode*). Une *APD* est constituée principalement d'une jonction *PN* dans laquelle se produit l'avalanche électronique. Le schéma [Fig. 6.4] montre une vue en coupe d'un pixel de *MPPC*. Les photons incidents traversent dans un premier temps une fenêtre transparente de dioxyde de silicium d'environ  $0,15 \mu\text{m}$  jouant le rôle d'isolant entre les contacts métalliques et la jonction *PN* située juste en dessous. La couche dopée  $n^+$  est connectée à travers  $R_q$  au contact métallique supérieur  $M$ .  $R_q$  est une résistance dite de *quenching* qui permet de stopper l'avalanche au delà d'une certaine intensité. Lorsque l'intensité de l'avalanche augmente, le courant traversant  $R_q$  augmente proportionnellement et la tension de d'alimentation de la jonction *PN* diminue. Le champ électrique devient moins important et l'avalanche ne peut plus s'auto-entretenir.

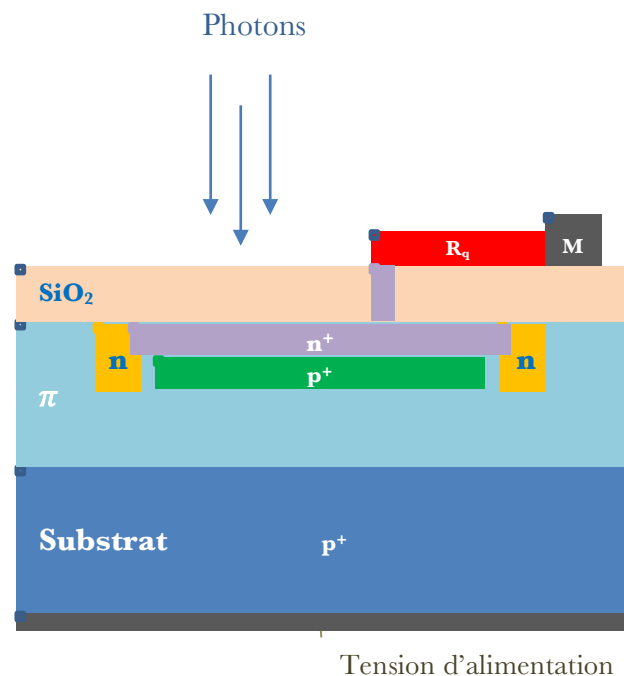
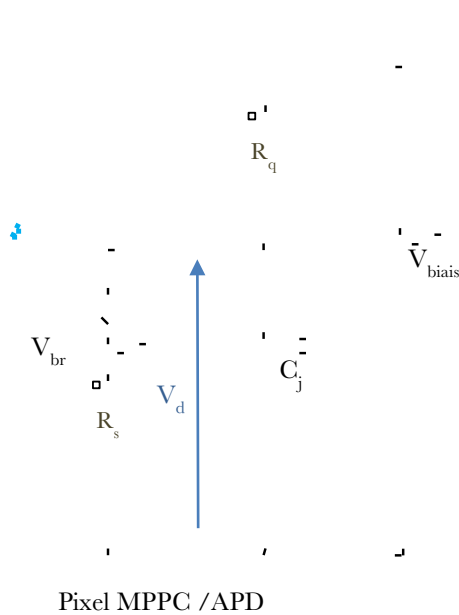


Figure 6.4 : Vue en coupe d'un pixel standard de *MPPC* par Hamamatsu

Juste en dessous siège la couche dopée  $p^+$ , dont l'épaisseur est de quelques microns. La zone de déplétion créée au sein de la jonction *PN* dépend de la tension appliquée à la photodiode. Dans le cadre d'un fonctionnement en mode Geiger, elle est de l'ordre d'un micron. La paire électron-trou est créée par effet photoélectrique au sein de la zone  $\pi$

(300  $\mu\text{m}$ ) faiblement dopée positivement. Dans cette région l'électron migre vers la zone de déplétion alors que le trou migre vers le substrat dopé  $p^+$  (300  $\mu\text{m}$ ).



Pixel MPPC / APD

Figure 6.5 : Circuit électrique équivalent du comportement d'un pixel de MPPC

D'un point de vue physique, la modélisation peut s'effectuer au travers d'un simple circuit RC en série [Fig. 6.5]. La jonction  $PN$  représentée par la capacité  $C_j$ , se charge à la tension d'alimentation  $V_{\text{biais}}$ , également égal à  $V_d$ . Cette dernière tension crée, au sein de la jonction, un champ électrique assez fort pour auto-entretenir une avalanche si une charge  $y$  est injectée. Lorsque c'est le cas, l'interrupteur  $K$  est fermé et  $C_j$  ( $\sim 0.1 \text{ pF}$ ) se décharge à travers  $R_s$  ( $\sim 1 \text{ k}\Omega$ ) dont la résistance correspond au cumul des résistances en série des zones neutres et de déplétion de l'APD. La tension  $V_d$  diminue jusqu'à atteindre approximativement la tension  $V_{\text{claq}}$ , l'avalanche ne peut plus s'auto-entretenir et s'arrête. La résistance  $R_q$  ( $\sim 150 \text{ k}\Omega$ ) apparaît comme une résistance de *quenching* puisque le courant d'avalanche  $y$  circulant induit la baisse de tension  $V_d$ .  $C_j$  se charge de nouveau jusqu'à la prochaine injection de charge.

Compte tenu des différentes valeurs des composants, la constante de temps caractéristique de décroissance d'un pixel est de  $R_q C_j \sim 15 \text{ ns}$ .

# Annexe



## Caractéristiques des *MPPC* présents sur la matrice de *Si-PM* du détecteur *SECOND* et détails de connexion

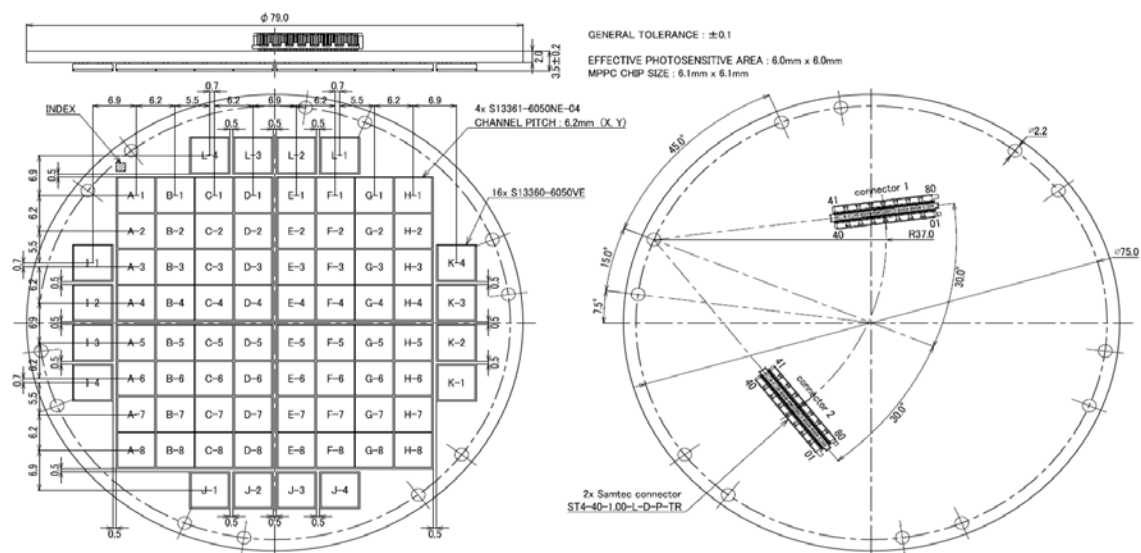


Figure 6.6 : Mise en plan de la matrice de *MPPC* fabriquée par Hamamatsu

La matrice dispose de 80 capteurs ayant chacun une surface active de  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  divisée en 14400 pixels pour une capacité de  $1280 \text{ pF}$ . Malheureusement, lors des tests de refroidissement et d'essai des scintillateurs, la voie *H-1* a été endommagée : la fenêtre d'entrée s'est brisée dans l'angle du capteur sur  $1 \text{ mm}$ . Le courant de fuite du capteur – proche du milliampère – est si élevé que cela suggère une jonction partielle entre l'anode et la cathode au travers de la zone de déplétion (cette valeur est à comparer avec la valeur moyenne de courant de fuite de  $0,7 \mu\text{A}$  à la tension idéale d'opération à  $25 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Ce capteur ne sera donc plus utilisé. L'impact est cependant limité étant donné qu'il se trouve à la

périphérie du scintillateur, principalement en dehors du rayon d'ouverture du détecteur de  $64\text{ mm}$ .

La figure [Fig. 6.7] montre l'efficacité de détection absolue des *MPPC* (en anglais *PDE* pour *Photon Detection Efficiency*) en fonction de la longueur d'onde. Cette efficacité tient compte de la transmission à travers la fenêtre en époxy et des pertes liées aux zones mortes induites par la pixellisation du capteur. La superposition de cette courbe et des spectres d'émission des différents scintillateurs utilisés dans *SECOND* met en relief que l'efficacité est presque maximale aux longueurs d'onde d'émission maximale des solides scintillants. On peut également ajouter que l'indice de réfraction de la fenêtre des *Si-PM* de  $1,55$  (à  $450\text{ nm}$ ) est tout à fait compatible avec celui des scintillateurs accolés à la matrice.

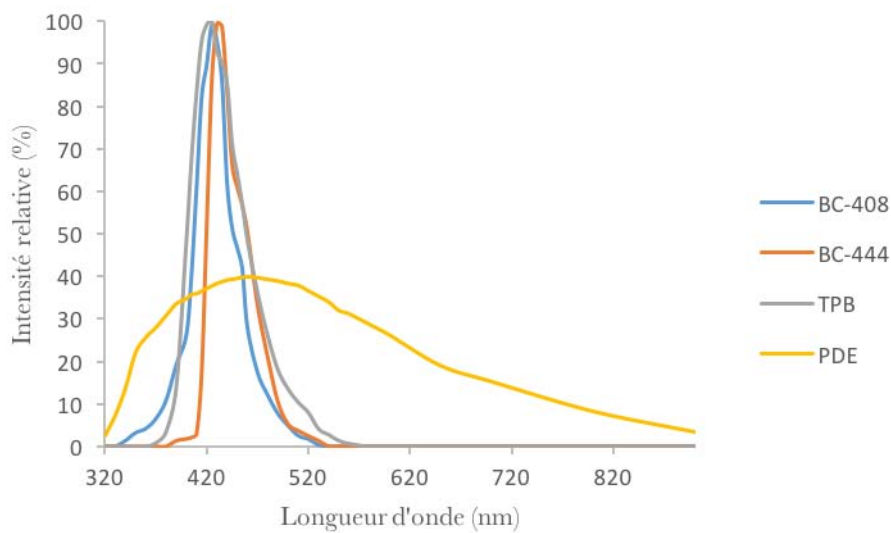


Figure 6.7 : Comparaison entre l'efficacité de détection des *Si-PM* et les spectres d'émission des différents scintillateurs utilisés dans *SECOND*

La figure suivante donne les tensions d'opération conseillées par le fabricant à  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$  pour un gain de  $1,7 \cdot 10^6$ . La valeur moyenne sur l'ensemble des capteurs est de  $54,6\text{ V}$  avec une médiane à  $54,67\text{ V}$ . En tenant compte du coefficient de température de  $-54\text{ mV}/^{\circ}\text{C}$  (lui aussi fourni par Hamamatsu), il faudrait retrancher  $9,612\text{ V}$  à ces données pour obtenir la tension de fonctionnement à  $120\text{ K}$ . C'est en effet la valeur de tension approximative utilisée pendant les tests. Néanmoins, compte tenu de la quasi-disparition du bruit d'origine thermique (*dark noise* ou *dark counts*) – comparée à une valeur moyenne de *dark counts* de  $2\text{ MHz}$  à  $25^{\circ}\text{C}$  – on peut, sans ajouter de bruit thermique aux signaux générés, travailler avec une tension d'opération plus élevée de plusieurs volts, afin d'augmenter l'amplitude du signal.



Figure 6.8 : Mappage de la tension d'opération conseillée par Hamamatsu de chaque *MPPC*

À gauche, ratio de la tension d'opération sur la valeur moyenne  $V_{op}/V_{moy}$ . À droite, différentiel en millivolts de la tension d'opération par rapport à la valeur moyenne ( $V_{op} - V_{moy}$ ).

Enfin, la figure [Fig. 6.9] donne le détail des connexions entre les connecteurs micro-D 51 voies et les composants du détecteur.

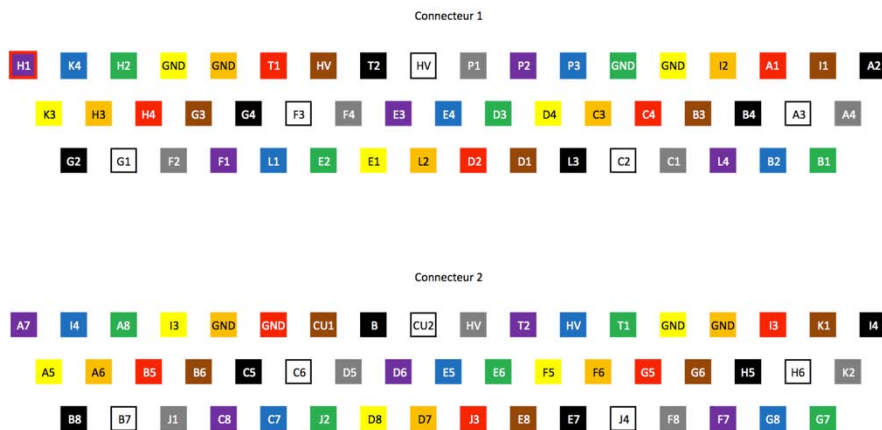


Figure 6.9 : Schéma de connexion des connecteurs micro-D 51

Les références composées d'une lettre et un chiffre correspondent à l'anode du *MPPC* ayant la même référence. Les couleurs sont un indicatif de la couleur des fils présents sur les connecteurs commerciaux. GND : masse, HV : haute tension, P1-P2-P3 : contact 1-2-3 du capteur de pression piézo-résistif, T1-T2 : contact additionnel sur les circuits imprimés internes pour connecter un capteur de température, CU1-CU2 : contact du PT100 intégré sur un des circuits imprimés internes, B : contact additionnel.



## Regroupement et sommation des voies de la matrice de détection

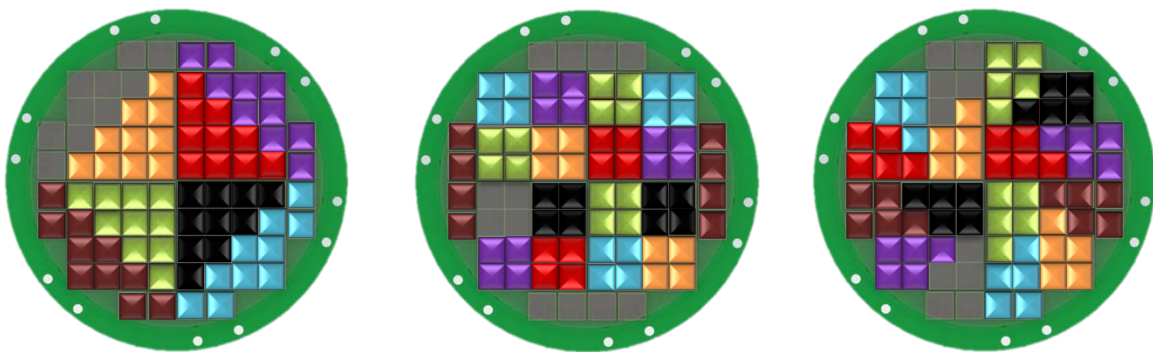


Figure 6.10 : Schéma de regroupement possible des voies par 8, 20 et 16

Le regroupement en vingt voies est probablement le plus pertinent car il offre la possibilité d'avoir une sensibilité assez précise sur la position de l'interaction dans le scintillateur. C'est une propriété qui peut être intéressante pour discriminer par exemple des muons ou des gammas qui interagiraient près des bords et induiraient un signal de faible amplitude. Dans tous les cas, le regroupement de ces canaux ne peut se faire sans sommateur spécifique visant à additionner analogiquement les signaux.

# Annexe



Pendant ce temps dans les coulisses ...



Figure 6.11 : Opération de découpe du bain d'hélium de HOPE

... Car c'est aussi cela la physique expérimentale : des heures passées à découper des cuves en Inox ou à fabriquer des pièces à l'atelier pour son détecteur !



## Bibliographie

---

- [1] Atlas Collaboration, «Atlas Briefings,» 07 2015. [En ligne].
- [2] Yamanaka N., Analysis of the Electric Dipole Moment in the R-parity Violating Supersymmetric Standard Model, 2014.
- [3] Beyer M. (ed.), CP Violation in Particle, Nuclear and Astrophysics, 2002.
- [4] Purcell E. M., Ramsey N. F., «On the possibility of electric dipole moments for elementary particles and nuclei,» *Phys. Rev.*, vol. 78 n°6, pp. 807-807, 1950.
- [5] Mannel Th, Uraltsev N., «Loop-Less Electric Dipole Moment of the Nucleon in the Standard Model,» *arXiv:1202.6270v1*, 2012.
- [6] Abele H., «The neutron. Its properties and basic interactions,» *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 60 n°1, pp. 1-81, 2008.
- [7] Lamoreaux S. K. and Golub R., «Experimental searches for the neutron electric dipole moment,» *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Volume 36, Number 10*, 2009.
- [8] Particle Data Group, «<http://pdg.lbl.gov/2015/listings/rpp2015-list-n.pdf>,» 2015. [En ligne].
- [9] Abel S.A., Cottingham W.N., Whittingham I.B., «The electric dipole moment of the neutron in the constrained minimally supersymmetric standard model,» *Phys.Lett. B370*, pp. 106-112, 1996.
- [10] Pignol G., «Probing Dark Energy Models with Neutrons,» <tel-01175603>, 2015.
- [11] M. T. Kobayashi M., «CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction,» *Progress of Theoretical Physics*, vol. 49 n°2, pp. 652-657, 1972.
- [12] Gamow E., Teller G., «Selection rules for the  $\beta$  desintegration,» *Phys. Rev.*, vol. 49 n°12, pp. 895-899, 1936.
- [13] Wu et al., «Experimental test of parity conservation in beta decay,» *Phys. Rev.*, vol. 105 n°4, pp. 1413-1415.

- [14] G. G. L. Wietfeldt F. E., «The neutron lifetime,» *Reviews of Modern Physics*, vol. 83 n°4, pp. 1173-1192, 2011.
- [15] P. D. Group, «The CKM Quark-mixing matrix,» 2014.
- [16] Laboratoire National Henri Becquerel, Table de Radionucléides, EDP Sciences, 2007.
- [17] Reuss P., Précis de neutronique, EDP Sciences, 2010.
- [18] Maier-Leibnitz H., Springer T., «The use of neutron optical devices on beam-hole experiments,» *Reactor Science and Technology*, vol. 17, pp. 217-225, 1963.
- [19] Leung K.K.H., «Development of a new superfluid helium ultracold neutron source and a new magnetic trap for neutron lifetime measurements,» *PhD Thesis, Technische Universitaet Muenchen*, 2013.
- [20] Zimmer O., et al., «Superfluid-helium converter for accumulation and extraction of ultracold neutrons,» *Physical Review Letters*, vol. 99 n°10, pp. 104801-4, 2007.
- [21] Zimmer O., «Ultracold neutrons extracted from a superfluid-helium converter coated with fluorinated grease,» *Eur. Phys.*, vol. 67, pp. 589-599, 2010.
- [22] Zimmer O., Piegsa F. M., Ivanov S. N., «Superthermal source of ultracold neutrons for fundamental physics experiments,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107 n°13, pp. 134801-4, 2011.
- [23] «argor aljba website,» [En ligne]. Available: [www.argor-aljba.com](http://www.argor-aljba.com). [Accès le 2016].
- [24] Martin F., «Latest results from the superfluid-helium UCN source SUN2 at ILL,» 2013.
- [25] Zimmer O., «Communication privée,» 2016.
- [26] Ezhov V.F., et al., «Measurement of the neutron lifetime with ultra-cold neutrons stored in a magneto-gravitational trap,» *arXiv:1412.7434*, 2014.
- [27] Yue A.T. et al., «Improved Determination of the Neutron Lifetime,» *arXiv:1209.2623v2*, 2013.
- [28] Nico J.S. et al., «Measurement of the Neutron Lifetime by Counting Trapped Protons in a Cold Neutron Beam,» *Phys. Rev. C*, vol. 71, p. 055502, 2005.
- [29] Azrumanov et al., «Neutron lifetime value measured by storing ultracold neutrons with detection of inelastically scattered neutrons,» *Phys. Lett. B*, Vols. 248 sur 2483, Iss.1, pp. 15-22, 2000.

- [30] Azrumanov S.S. et al., «Analysis and correction of the measurement of the neutron lifetime,» *JETP Lett.*, vol. 107 Iss. 5, pp. 224-228.
- [31] Mampe W. et al., «Neutron lifetime measured with stored ultracold neutrons,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, p. 593, 1989.
- [32] Serebrov A. et al., «Measurement of the neutron lifetime using a gravitational trap and a low-temperature Fomblin coating,» *Phys. Lett. B*, vol. 605, pp. 72-78.
- [33] Salvat D.J. et al., «Storage of ultracold neutrons in the UCN $\tau$  magneto-gravitational trap,» *arXiv:1301-5759v3*, 2013.
- [34] Rosenau F., «HOPE - a magnetic ultra-cold neutron trap to measure the neutron lifetime : design and first experimental data,» *Grenoble Université Alpes*, 2015.
- [35] Bibliothèque des sciences et techniques nucléaires - Génie Atomique, Vols. %1 sur %2C VII - PUF, 1963.
- [36] Canci N. et al., «Liquid Argon Scintillation Read-out with Silicon Devices,» chez *LIDINE Conference*, 2013.
- [37] Dinu, N., «Communication privée,» 2015.
- [38] NIST, «EStar database,» 2016. [En ligne]. Available: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [39] Knoll G.E., Radiation detection and measurement, Third Edition éd., 2000.
- [40] Lyoussi A., Détection de rayonnements et instrumentation nucléaire, EDP Sciences, 2010.
- [41] Kubota S., Takahashi T., Doke T., «Mechanism of scintillation of Helium, Helium-Argon, and Helium-Neon gas mixtures excited by alpha particles,» *Phys. Rev.*, vol. 165 n°1, pp. 225-230, 1968.
- [42] Buzulutskov A. et al., «GEM operation in helium and neon at low temperatures,» *Nucl. Instr. Meth. A*, vol. 548, pp. 487-498, 2005.
- [43] Buzulutskov A. et al., «First results from cryogenic avalanche detectors based on gas electron multipliers,» *IEEE Trans. on Nucl. Science*, vol. 50 Iss 6, pp. 2491-2493, 2004.
- [44] Masaoka S. et al., «A model for the operation of helium-filled proportionnal counter at low temperatures near 4.2 K,» *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, vol. 171, pp. 360-372, 2000.

- [45] Lehaut G. et al., «Scintillation properties of N<sub>2</sub> and CF<sub>4</sub> and performances of a scintillating ionization chamber,» *Nucl. Instr. and Meth. A*, vol. 797, pp. 57-63, 2015.
- [46] Air Liquide, «L'encyclopédie des gaz,» 2016. [En ligne]. Available: encyclopedia.airliquide.com.
- [47] Caren R. P., Coston R. M., Holmes A. M. C. and Dubus F., «Low temperature tensile, thermal contraction, and gaseous hydrogen permeability data on hydrogen-vapor barrier materials,» *Advances in Cryogenic Engineering*, vol. 10, pp. 170-180, 1964.
- [48] Hartwig G., «Fiber composites in cryogenic applications,» *European Conference on composite materials*, vol. 1, pp. 197-205, 1998.
- [49] Gehman V.M. et al., «Fluorescence efficiency and visible re-emission spectrum of tetraphenyl butadiene films at extreme ultraviolet wavelengths,» *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, vol. 654 Iss1, pp. 116-121, 2011.
- [50] Maugan M., «Étude de l'induction optique d'une émission laser DFB dans les scintillateurs organiques en vue d'une mesure active des rayonnements ionisants,» *PhD Thesis*, p. 131, 2014.
- [51] ICRU, «Average energy required to produce an ion pair,» *ICRU*, 1979.
- [52] Babin L., «Communication privée,» 2016.