

**Université de Montréal**

**Calibration d'un détecteur HVeV en utilisant des  
neutrons de 56 keV**

par

**Francois De Brienne**

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique des particules

Août 2020



# Université de Montréal

Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé

## **Calibration d'un détecteur HVeV en utilisant des neutrons de 56 keV**

présenté par

**Francois De Brienne**

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

*Manu Paranjape*

---

(président-rapporteur)

*Alan Robinson*

---

(directeur de recherche)

*Georges Azuelos*

---

(membre du jury)



## Résumé

---

L'un des grands mystères de la physique qu'il nous reste à élucider est d'identifier de quoi est composée la matière sombre. L'expérience SuperCDMS a décidé de se pencher sur la question il y a plus de 20 ans. Nous utilisons des détecteurs semi-conducteurs qui mesurent le signal de phonons engendré par des événements de recul. Nous mesurons également l'énergie déposée sous forme de d'ionisation à l'aide de l'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL) qui produit des phonons d'énergie totale proportionnelle à l'énergie d'ionisation initiale. Pour ce faire, nous appliquons un voltage sur le détecteur qui amplifie également le signal par un facteur proportionnel au voltage appliqué. Nous sommes allés à TUNL en Caroline du Nord, afin de calibrer notre détecteur HVeV fait d'un cristal de silicium. Le but de cette calibration est de déterminer le taux d'ionisation produit par des reculs nucléaires produits par le faisceau de neutrons fourni par TUNL. Cette mesure est importante puisque le taux d'ionisation est atténué pour le recul nucléaire par rapport au recul électronique et qu'il détermine l'amplification du signal par l'effet NTL. Nous avons utilisé des scintillateurs liquides couplés à des PMTs afin de déterminer l'énergie déposée dans le HVeV en les positionnant à des angles de diffusion précis. Nous avons jusqu'ici uniquement effectué l'analyse des données pour lesquelles il n'y a pas d'amplification NTL. Par conséquent, nous ne pouvons pas encore déterminer le taux d'ionisation. Cependant, nous concluons que notre méthode d'analyse est valide et que l'énergie déposée dans le HVeV est bien celle qui correspond aux angles de diffusion auxquels nous avons placé nos PMTs.

**Mots clés:** Matière sombre, WIMP, Détection direct, SuperCDMS, Calibration, Taux d'ionisation, effet Neganov-Trofimov-Luke, scintillateurs liquide



# Abstract

---

One of the biggest mysteries left to be solved in physics is the question of what dark matter is made of. The SuperCDMS experiment decided to explore this question and has done so for the last 20 years. We use semiconducting detectors that measure phonon signals generated by recoils. The HVeV detectors also use the Neganov-Trofimov-Luke (NTL) effect to generate a phonon signal proportional to the ionization signal that is also produced by the recoil. To do so, we apply a voltage bias the HVeV detector, which also amplifies the signal by a factor proportional to the bias. We went to TUNL in North Carolina to calibrate our HVeV detector, made of a silicon crystal. The goal of the experiment is to determine the ionization yield of the nuclear recoil produced by the neutron beam provided to us by TUNL. This measurement is important since the ionization yield is dampened for nuclear recoil compared to electronic recoil and is linked to the gain of the signal in the HVeV. We use liquid scintillators coupled to PMTs to determine the energy deposited in the HVeV using the scattering angle between the HVeV and the chosen position of the PMTs. At this point, we only have the analyses for the data with no NTL gain, meaning that we do not yet have a measure for the ionization yield. Still, this analysis allowed us to validate our analysis method and the energy deposited in the HVeV for coincident events with PMTs of different position.

**Keywords:** Dark matter, Direct detection, SuperCDMS, Calibration, Ionization Yield, Neganov-Trofimov-Luke effect, liquid scintillators.





# Table des matières

---

<b>Résumé</b> .....	5
<b>Abstract</b> .....	7
<b>Liste des tableaux</b> .....	11
<b>Liste des figures</b> .....	13
<b>Liste des sigles et des abréviations</b> .....	21
<b>Remerciements</b> .....	23
<b>Introduction</b> .....	25
<b>Chapitre 1. Matière Sombre</b> .....	29
1.1. Découverte de la matière sombre .....	29
1.2. Lentilles gravitationnelles .....	30
1.3. Le "Wimp Miracle" .....	31
1.4. Méthode de détection .....	32
<b>Chapitre 2. Détecteurs SuperCDMS</b> .....	35
2.1. Détecteur HVeV .....	36
2.1.1. QET .....	38
2.1.2. TES .....	40
2.2. ADR .....	42
2.3. Effet Neganov-Trofimov-Luke .....	44
<b>Chapitre 3. Calculs et simulations préalables à TUNL</b> .....	45
3.1. Modélisation du détecteur HVeV et de l'ADR .....	46
3.2. Simulations de différents faisceaux .....	48

3.3.	Simulation de l'épaisseur de la cible de LiF .....	53
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Mesure effectuée à TUNL.....</b>	<b>59</b>
4.1.	Montage .....	61
4.1.1.	Faisceau de neutron .....	61
4.1.2.	Cycle de recyclage de l'ADR .....	62
4.2.	Scintillateurs liquides et PMTs .....	62
4.3.	Méthodes d'acquisition de données .....	63
4.4.	Prise de données .....	65
4.4.1.	Calibration d'énergie TES (HVeV) .....	65
4.4.2.	Énergie PMTs .....	66
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Analyse des données prises à TUNL .....</b>	<b>69</b>
5.1.	Traitement initial des données .....	69
5.1.1.	Quantités réduites des HVeV .....	70
5.1.2.	Quantités réduites des PMTs.....	70
5.1.2.1.	baseline et baseline2.....	72
5.1.3.	Calibration des PMTs.....	73
5.2.	Rejet d'événement par PMTs .....	75
5.2.0.1.	Aucun pulse .....	76
5.2.0.2.	Haut dépôt d'énergie.....	77
5.2.0.3.	Empilement.....	78
5.2.0.4.	Courant sombre.....	81
5.2.0.5.	Autre bruit .....	83
5.3.	Analyse du HVeV .....	86
5.4.	Coïncidences.....	90
5.4.1.	Temps de vol .....	90
5.4.2.	Synchronisation.....	92
5.5.	Analyse des données à 0 V .....	95
<b>Chapitre 6.</b>	<b>Résultats et discussion.....</b>	<b>105</b>
	<b>Références bibliographiques .....</b>	<b>109</b>

## Liste des tableaux

---

3.1	Particules produites via différents processus lorsqu'une cible de LiF est frappée par des protons de 1886 ou de 1966 keV produisant des gammas et des neutrons de 55.7 ou 187 keV respectivement, ainsi que leur taux de production.....	49
3.2	Particules produites via différent processus lorsqu'une cible d'Al est frappée par des protons de différentes énergies produisant des gammas avec leur taux de production relatif au taux de neutrons produit par une cible de LiF calculé utilisant le tableau 3.1 et l'équation 3.2.1.....	50
3.3	Nombre d'événements dans le HVeV ainsi que l'énergie déposée dans celui-ci par seconde pour des faisceaux de neutrons de 56 keV et 187 keV produits par une cible de LiF de 100 nm en utilisant ou non un "backing" d'Al. Le nombre d'événements représente le nombre de particules qui interagissent avec le détecteur selon des simulations pour un flux calculé. S/N représente le ratio du signal sur le bruit, soit l'énergie déposée par les neutrons sur l'énergie déposée par les gammas.....	53
4.1	Énergie déposée dans le HVeV correspondent à la position des différents PMTs. .	64
4.2	Le signal mesuré par chaque canal du DAQ du système des PMTs. Le PMT connecté au CH20 est utilisé dans l'anneau externe les 3 premières journées des prises de données, puis est ensuite utilisé comme détecteur solitaire (LW3) jusqu'à la fin. Le CH16 reçoit un signal de synchronisation toutes les 60s, alors que le CH17 reçoit une onde triangulaire de période de 1s.....	64
4.3	Pour chaque jour à TUNL, présente la distance entre l'anneau de PMT et le HVeV, le nombre de PMTs qui sont utilisés comme LW, le voltage appliqué au HVeV dans le but de gain de NTL, ainsi que le temps de prise de données. Le LW supplémentaire à partir du 4 <sup>e</sup> jour provient de l'anneau externe des PMTs.....	66
4.4	Toutes les mesures prises servant à la calibration de l'énergie déposée dans les TES. Le voltage noté 'varie' correspond aux voltages d'opération puisque cette calibration était concomitante à la prise de données. Les deux calibrations utilisant des sources radioactives n'ont pas été effectuées la même journée. ....	67

5.1	Quantités réduites qui sont extraites des données brutes du HVeV et qui seront utiles dans ce chapitre.....	70
5.2	Quantités réduites qui sont extraites des données brutes des PMTs et qui seront utiles dans ce chapitre. ADC (pour <b>A</b> nalog to <b>D</b> igital <b>C</b> onverter) est la valeur du signal mesuré. Nous utilisons un algorithme CFD ( <b>C</b> onstant <b>F</b> raction <b>D</b> iscriminator) pour trouver la position du sommet du pulse.....	71
5.3	Position à laquelle le pic d'événements de neutrons devrait se trouver dans le spectre de TOF pour chaque position de PMT. L'anneau de PMT a été placé à 2 distances du HVeV, la première étant de 85.6 cm permettant de mesurer les dépôts d'énergie de 100 et 220 eV dans le HVeV et la seconde à 131.4 cm permettant de mesurer des dépôts d'énergie de 220 et 460 eV. Le pic des photons produits par la cible de LiF arrive à $\sim 240$ ns pour les PMTs solitaires, se qui permet une bonne dissociation d'avec les neutrons.....	92
5.4	Énergie et nombre d'événements de neutrons attendus pour les différentes positions de PMTs avec 0 V appliquer au HVeV. Ces données ont été prises le 9 juillet, ou l'anneau de PMTs se trouvait à 85.6 cm du HVeV ainsi que le 14 juillet ou l'anneau de PMTs se trouvait à 131.4 cm du HVeV. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude attendue en raison du faible taux de statistiques. ....	97
5.5	Sommaire de l'information tirée de l'ajustement de Gaussiennes sur histogrammes de coïncidences des figures en 5.26 pour les différents canaux de PMTs ainsi que l'énergie déposée dans le HVeV correspondant à ces coïncidences. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude attendue en raison du faible taux de statistiques.....	98
5.6	Position du sommet de la gaussienne ajustée sur l'histogramme des données de coïncidences à 0 V avec l'incertitude sur la valeur pour 3 intervalles d'énergie déposée dans le HVeV afin de déterminer si la position du sommet est compatible entre les 3 PMT solitaires. Ces informations sont tirées des figures 5.28 et 5.29..	100

# Liste des figures

---

1.1	Courbe de rotation de la galaxie M33 relatif à la distance, comparant les résultats attendus (dénomé 'expected from luminous disk') aux résultats mesurés (dénomé 'observed'). [7] .....	30
1.2	Schémas illustrant l'effet de lentille gravitationnelle. La grande masse de la galaxie courbe l'espace-temps, ce qui fait dévier la trajectoire de la lumière provenant du quasar derrière celle-ci et nous permet de l'observer, cependant nous le voyons en plusieurs exemplaires. [1] .....	30
1.3	Images de l'amas du Boulet, qui est la conséquence de la collision de deux amas. Ces images ont été prises par le télescope Chandra et les contours verts et blancs représentent la distribution de masse mesurée avec l'effet de lentille gravitationnelle. À gauche, nous pouvons voir où se situe cette distribution de masse sur l'image de l'amas et à droite, le gradient de couleur représente la distribution de masse des nuages de plasma. [11].....	31
1.4	Schémas illustrant les trois méthodes de détection du WIMP, où DM dénote la matière sombre et SM les particules du modèle standard .....	32
2.1	Détecteur HVeV utilisé à TUNL dans la boîte de cuivre du système de réfrigération cryogénique. Les blindages, la boîte de cuivre, la canne de niobium et les 4 cannes d'aluminium sont ouverts ou retirés afin de pouvoir accéder au détecteur HVeV encadré en rouge. [17] .....	37
2.2	Représentation des QETs à la surface du HVeV ainsi que de la délimitation des régions de lecture des signaux des TES en 2 canaux de même taille. ....	39
2.3	Schémas montrant le parcours et le niveau d'énergie des quasi-particules lors de leur diffusion de l'Al (à gauche), à la région de chevauchement (au centre) et enfin au W (à droite). ....	39
2.4	Caractérisation de 3 paramètres d'opération du TES, le courant ( $I_s$ ), la résistance ( $R_{TES}$ ) et la puissance ( $P_{TES}$ ), en fonction du courant appliqué ( $I_b$ ) pour 3 températures d'opération. ....	41

2.5	Schémas du circuit du TES à gauche et de lecture à droite avec au centre les SQUIDS. [24].....	42
3.1	Vue de côté du détecteur HVeV tel qu'il est en réalité en (a) et tel qu'il est modélisé en (b). La modélisation n'utilise qu'un cristal de Si (en magenta dans (b)) et 2 plaques de verre (en gris dans (b)), pour représenter le cristal de Si et les plaques de PCB respectivement, et ignore toutes les composantes électroniques et les éléments de support.....	46
3.2	ADR avec une coupe transversale dans le plan qui contient le faisceau. Le faisceau traverse ainsi uniquement les cylindres (et non les museaux), et traverse la boîte de cuivre ainsi que le cristal de Si de manière perpendiculaire à leur surface.....	47
3.3	(a) Spectre d'énergie des gammas produits par la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ , (b) section efficace de production de gammas d'énergie entre 5 et 7.2 MeV par $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ . [9]	51
3.4	Spectre d'énergie déposée dans le HVeV par seconde par des particules produite par une cible de LiF de 100 nm d'épaisseur. a, b pour un faisceau de 1886 keV, produisant des neutrons de 56 keV. c, d pour un faisceau de 1966 keV, produisant des 56 keV. a et c présente une cible de LiF sans "backing", et b, d pour une cible de LiF avec une "backing" d'Al. Ces spectre sont produits en raison de la petite taille (0.4mm d'épaisseur) et faible Z (14), la plupart de photons font des diffusions Compton et ne déposent pas toute leur énergie. Nous obtenons ainsi ces spectres.....	52
3.5	Courbes représentant l'effet de l'épaisseur de la cible de LiF, pour les 4 voltages appliqués sur le HVeV lors de l'expérience sur (a) le ratio signal sur bruit (b) le temps mort et (c) le temps mort sans empilement produit par des neutrons. Nous avons ultimement choisi une cible d'épaisseur 100 nm.....	56
3.6	Courbes représentant l'effet de l'épaisseur de la cible de LiF sur le temps mort sans empilement produit par des neutrons pour les 4 voltages appliqués sur le HVeV en utilisant un faisceau de courant 900 nA. Nous avons ultimement choisi une cible d'épaisseur 100 nm. ....	57
4.1	Données expérimentales du taux d'ionisation du Si (Y) en fonction de l'énergie de recul causé par des neutrons incidents ( $E_m$ ). [14] [16] [27] [10] [26] .....	60
4.2	Données expérimentales de la section efficace élastique d'un neutron incident sur le Si. Source: base de données ENDF/B-VII pour le $^{28}\text{Si}$ utilisant la section efficace élastique. ....	61

4.3	(a) Photo des 3 PMTs solitaires et de leur positionnement relatif à l'ADR, (b) photo des PMTs de l'anneau présentant les 8 PMTs internes et 26 externes. ....	64
5.1	Histogrammes en deux dimensions comparant (a) <code>baseline</code> , (b) <code>baseline2</code> , avec <code>PeakHighValue</code> . <code>baseline</code> est évalué en effectuant la moyenne des 50 premiers échantillons de la trace alors que <code>baseline2</code> utilise les 50 derniers. ....	72
5.2	Traces où la position de <code>PeakHighValue</code> se trouve entre l'échantillon 0 et 50, dû à un pulse (a) s'étant produit juste avant le début de la trace, (b) ayant débuté dans cette région. ....	73
5.3	(a) Spectre d'énergie déposé en termes d'intégrale dans un PMT par une source de $^{137}\text{Cs}$ afin de calibrer la conversion entre l'intégrale et l'énergie en keV dans les PMTs. On ajuste aux données la courbe de Compton convolué avec une gaussienne, et considérons le bord de Compton comme étant 80% (la ligne verte) du sommet (la ligne jaune) de cet ajustement. (b) Facteur de conversion obtenue utilisant les résultats des ajustements de (a) avec l'équation 5.1.1 pour chaque PMT et chaque jour de prise de donnée. ....	74
5.4	Spectre de l'énergie déposé, utilisant l'intégrale courte, dans un PMT où une gaussienne est ajusté au sommet et la ligne rouge représente 80% de la hauteur du sommet, se qui représente le début de la fenêtre d'acceptation d'événements. (b) Énergie de coupure pour l'intégrale courte obtenue par (a) pour chaque jour et chaque PMT. ....	75
5.5	Taux de comptage d'événement par chaque PMT pour chaque jour. ....	75
5.6	Exemple d'une trace idéale ne contenant qu'un pulse de faible énergie ayant une décroissance exponentielle et se situant ver 120. Nous nous attendons à ce que le pulse d'un neutron ait une telle forme. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2. ....	76
5.7	Trace où <code>bd0</code> et <code>bd02</code> sont négatifs, se qui indique une trace où aucun pulse n'a été trouvé. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2. ....	77
5.8	Trace saturée en (a) dans toute l'étendue du ADC et en (b) dans la région de l'ADC où l'on peut voir les pulses se trouvant près de 120, la position de déclenchement du DAQ, qui ne sont que du bruit généré par le pulse ayant saturé	

	le PMT. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral1</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.....	78
5.9	Traces où nous trouvons un événement dans la région entre les échantillons 60 et 110, (a) pour un événement qui cause de l’empilement (b) pour un événement qui ne cause pas d’empilement. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.....	79
5.10	(a) Comparaison du <code>bd0</code> au <code>PeakHighValue</code> du canal 18, où l’on observe un vide d’événement ente <code>bd0</code> de 95 et 120 et une plus hautes densités d’événement dans les <code>bd0</code> de 90 et 95. (b) Comparaison du <code>bd02</code> au <code>PeakHighValue</code> du canal 18, pour les événements dont <code>bd0</code> se situe entre 90 et 95.....	80
5.11	Trace d’événement rejeté par la coupure $(bd0-bd02) < 2.5$ , dont le pulse à 120 pourrait être un événement dû à un neutron. (a) Dans toute l’étendue du ADC (b) dans la région de l’ADC où l’on peut voir les pulses se trouvant près de 120. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.....	80
5.12	Présente la position de la coupure qui rejette les événements où <code>stdbaselinemid</code> > 60 dans la distribution du nombre d’événements par valeur de <code>stdbaselinemid</code> .	81
5.13	(a) Exemple de pulse produit par du courant sombre, qui retourne rapidement au baseline, pratiquement de manière linéaire. (b) Exemple de pulse étant produit pas une particule ayant déposé de l’énergie, qui a une décroissance exponentielle négative.....	82
5.14	Comparaison de <code>PeakHighValue</code> à <code>sintegral2</code> pour le canal (a) 10 et (b) 18, où nous observons 2 traînées d’événement. La seconde traînée, pour laquelle <code>PeakHighValue</code> croît plus rapidement, est causée par du courant sombre. La courbe rouge est définie par l’équation 5.2.3 afin de séparer les événements des deux traînées et couper ceux étant à sa gauche. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.....	82
5.15	Comparaison du <code>PeakHighValue</code> à l’intégrale longueur où <code>bd0</code> et <code>bd02</code> sont plus grand que 0 dans (a) le canal 22, (b) dans le canal 8, où l’on peut observer un ‘bras’.....	84



5.16	Trace de deux événement se trouvant dans le 'bras'. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de <code>sintegral</code> , SG2 la valeur de <code>sintegral2</code> , LG la valeur de <code>integral</code> et LG2 la valeur de <code>integral2</code> . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.....	84
5.17	Événements présumé (a) mauvais et (b) bon, dans le canal 8 utilisant le critère de l'équation 5.2.4.....	85
5.18	Nouvelle courbe de coupure du 'bras' utilisant l'équation 5.2.6 (a) dans la région du 'bras' et (b) dans toutes l'espace des données. ....	86
5.19	Exemple de l'ajustement de modèle de pulse (pointillé orange dénoté 'template') sur le signal mesuré (ligne bleue dénotée 'trace') identifiant les méthodes d'intégration pour les différentes régions. La section mauve de l'aire sous la courbe (dénoté 'integrate with pulse') est intégrée utilisant les valeurs de courant mesuré et inclut les échantillons ayant une valeur de courant de plus de $2\mu A$ , alors que la section orange de l'aire sous la courbe (dénoté 'integrate with template') est intégrée utilisant l'aire sous la courbe du modèle dans cette région qui contient les échantillons de courant inférieur à $2\mu A$ . La région bleue (dénotée 'leakage region') correspond à une paire d'électron trou se trouvant dans la queue du pulse, sans avoir été produite par un événement de recul. ....	88
5.20	(a) Nombre d'événements pour chaque valeur d'intégral utilisant la méthode hybride (dénoté <code>MF_Total</code> ) produite par un laser de faible puissance sur un HVeV à 100 V. (b) Dépôt d'énergie en eV correspondant à chaque pic trouvé en (a), permettant de calibrer la conversion de <code>MF_Total</code> à l'énergie dans la plage d'énergie de 100 à 600 eV.....	89
5.21	(a) Nombre d'événements pour chaque valeur d'intégrale utilisant la méthode hybride (dénoté <code>MF_Total</code> ) produite par une source de $^{55}\text{Fe}$ pour un détecteur HVeV étant mis sous 11 tensions, de 0 à 70 V. (b) Dépôt d'énergie en eV correspondant à chaque pic trouvé en (a), permettant de calibrer la conversion de <code>MF_Total</code> à l'énergie dans la plage d'énergie de 6 à 125 keV .....	89
5.22	Traces d'un PMT (bleu) et de son BPM correspondant (jaune) où le début du pulse du PMT est dénoté <code>bd02</code> (rouge) et le début du pulse du BPM (vert) sont déterminés utilisant CFD pour déterminer le TOF de cet événement.....	90
5.23	Distribution des TOF modulo 400 ns pour le canal 19, un solitaire (a) pour tous les événements de la série (b) pour les événements ayant déposé plus $10\text{ keV}_{ee}$ , rejetant ainsi tous les neutrons. ....	91

5.24	Temps d'échantillonnage du DAQ des TES, pour la série 20190707115021, dans le référentiel de l'horloge du DAQ des PMTs, pour la série 20190707115024, mesuré entre chaque pulse de synchronisation (TSP) dans ses séries. ....	95
5.25	Temps de coïncidence entre les événements d'un TES et d'un PMT utilisant (a) des données bidons de tests (b) exemple de données prises à TUNL après l'application de coupures dans le canal 19. ....	96
5.26	Distribution du nombre d'événements obtenue dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a) le canal 20, (b) le canal 18, (c) le canal 19, (d) la combinaison des canaux 18, 19 et 20. L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau a également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau. ....	99
5.27	Comparaison du temps de coïncidence entre le TES et PMT avec l'énergie déposée dans le HVeV pour le canal 19 utilisant toutes les données à 0 V. ....	100
5.28	Distribution du nombre d'événements obtenu dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a, b) le canal 19, (c, d) le canal 18, (e, f) le canal 20 et dans les intervalles d'énergie déposée dans le HVeV de (a, c, e) 1 à 2 keV <sub>nr</sub> , (b, d, f) 2 à 3 keV <sub>nr</sub> . L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau à également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau. ....	101
5.29	Distribution du nombre d'événements obtenu dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a) le canal 19, (b) le canal 18, (c) le canal 20 et dans l'intervalle d'énergie déposée dans le HVeV de 3 à 4 keV <sub>nr</sub> . L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau à également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau. ....	102
5.30	Coupe effectuer sur les événements pris à 0 V dans (a) les PMTs de canaux solitaires (b) les PMTs de l'anneau. Tous les événements ne se trouvant pas dans la région bleue sont coupés. ....	103
5.31	Coupe effectuer sur les données présent par (a) le PMT du canal 19, (b) les PMTs de l'anneau externe, le 14 juillet basé sur le TOF en utilisant 5.3 comme position centrale de la région non coupé (en bleu). ....	104

6.1	Distribution de l'énergie déposée dans chaque position de PMTs à 0 A avec une courbe gaussienne sur un plateau y étant ajusté et où les paramètres sont présenté, avec 'const' représente la hauteur du plateau. Les figures (a), (b) et (c) comprennent la combinaison des événements du 9 et du 14 juillet.....	106
6.2	Distribution de l'énergie déposée dans chaque position de PMTs à 0 A avec une courbe gaussienne sur un plateau y étant ajusté et où les paramètres sont présenté, avec 'const' représente la hauteur du plateau. Les figures (a) et (b) sont les résultats du 9 juillet, les figures (c) et (d) sont les résultats du 14 juillet et les figures (e), (f) et (g) comprennent la combinaison des événements du 9 et du 14 juillet.....	107
6.3	Comparaison entre l'énergie attendue (noir) et l'énergie mesurée (rouge) pour chaque position de PMT, où 'day 1' correspond au 9 juillet et 'day 2' correspond au 14 juillet.....	107



## Liste des sigles et des abréviations

---

WIMP	Candidat de matière sombre de haute masse et faible interaction, <i>Weakly Interacting Massive Particles</i>
TUNL	Triangle Universities Nuclear Laboratory
Y	Taux d'ionisation, <i>Ionization Yield</i>
NTL	effet Neganov-Trofimov-Luke
TES	<i>Transition-Edge-Sensor</i>
QET	<i>Quasiparticle-Trap-Assisted Electrothermal-Feedback Transition-Edge-Sensor</i>
ADR	Réfrigérateur à Désaimantation Adiabatique, <i>Adiabatic Demagnetization Refrigerator</i>
DAQ	Système d'acquisition de données, <i>Data Acquisition System</i>
QR	Quantités Réduites

BPM	<i>Beam Pickup Monitor</i>
LS	Scintillateur liquide <i>Liquid Scintillator</i>
PMT	Tube Photomultiplicateur, <i>PhotoMultiplier Tube</i>
LW	PMT à une position solitaire, <i>Lone Wolf</i>
c	Vitesse de la lumière
eV	Électronvolt
LN <sub>2</sub>	Azote liquide
LHe	Hélium liquide

# Remerciements

---

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de recherche Alan Robinson, qui m'a donné la chance de travailler sur un sujet aussi passionnant qu'est la matière sombre, et qui était toujours prêt à m'aider. Merci aussi aux membres du jury d'avoir pris le temps de lire cette thèse.

Thank you to my SuperCDMS colleges from Northwestern, Tom and Ziqing, for all the help you gave me and all you taught me about your baby, ANIMAL.

Merci aussi aux gens du 'Bunker', autant ceux de CDMS que de PICO, nous avons un beau groupe de recherche où tout le monde est amical. Merci à Arthur, Mathieu, Frédéric, Simon, Émile, Lise et tous les autres pour tous les beaux moments.

Finalement, merci à ma famille, qui m'a toujours supporté et encouragé au travers de mes études, et surtout merci à ma mère pour les corrections.





# Introduction

---

L'un des grands mystères de la cosmologie contemporaine qu'il nous reste encore à élucider est la matière sombre. La matière sombre est un concept fondamental à la cosmologie moderne. Elle est responsable de la formation de structures à grande échelle de l'univers, tels les galaxies et les amas de galaxies. Elle a une masse totale 5 fois supérieure à celle de toute la matière baryonique. Malgré tout, nous n'en savons encore que très peu à son sujet. Elle fut découverte, il y a près de 90 ans, par Fritz Zwicky, un astronome suisse. Il avait alors observé le déplacement de galaxies dans l'amas de Coma et remarqué un manque de masse visible. Depuis, les indices de l'existence de la matière sombre ne font que s'accumuler, des lentilles gravitationnelles au rayonnement fossile. La matière sombre serait répartie partout dans les galaxies, incluant ici sur Terre.

L'expérience SuperCDMS et son prédécesseur CDMS, regroupent des collaborateurs provenant des quatre coins de l'Amérique du Nord ainsi que du Royaume-Uni et de l'Inde, ont décidé, il y a plus de 20 ans de se joindre à la poursuite de cette particule mystérieuse. Cette thèse présentera les calibrations effectuées à TUNL sur un détecteur SuperCDMS ayant pour but ultime de contribuer à la découverte de la matière sombre.

Le premier chapitre présentera une brève description de la matière sombre, sa découverte, par Fritz Zwicky et Vera Rubin en analysant la masse de galaxies ou d'amas de galaxies. Depuis cette découverte, de nombreux indices de l'existence de la matière sombre ont fait surface, et nous discuterons du plus frappant, qui utilise l'effet de lentilles gravitationnelles pour déterminer la masse d'amas de galaxies. Nous verrons ensuite le candidat favori pour la matière sombre, le WIMP (**W**eakly **I**nteracting **M**assive **P**article), qui est un type de particule ayant une faible probabilité d'interaction et de grande masse. Nous explorerons finalement les 3 méthodes de détection possibles de ces WIMPs, dont la détection directe, qui est la méthode utilisée par SuperCDMS.

Le second chapitre présentera une description générale des détecteurs SuperCDMS puis une description détaillée du type de détecteur que nous avons utilisé au cours de notre expérience, soit un HVeV fait d'un cristal de silicium. Les détecteurs SuperCDMS mesurent l'énergie déposée sous forme de phonons ainsi que sous forme d'ionisation. Dans les détecteurs de type HVeV, nous verrons que nous ne pouvons lire que le signal des phonons. Par

contre, nous utilisons l'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL), qui survient lorsqu'un semi-conducteur (comme le silicium) est mis sous tension, pour amplifier le signal d'ionisation en produisant des phonons. Les diffusions de recul nucléaire et de recul électronique ne sont pas aussi efficaces pour ioniser le milieu. Le but premier de notre calibration est de déterminer cette différence d'ionisation pour des reculs de l'ordre de 100 eV à 10 keV. Nous verrons ensuite comment ce signal de phonons se déplace dans le détecteur et est mesuré en utilisant du tungstène maintenu dans sa phase de transition entre normal et supraconducteur pour ainsi amplifier davantage notre signal. L'amplification du signal est cruciale, puisque nous cherchons à mesurer des dépôts aussi faibles que 100 eV dans le HVeV. Pour être en mesure de mesurer de tels signaux sans qu'ils ne soient dominés par du bruit de fond, notre détecteur doit être maintenu à  $\sim 52$  mK, utilisant un Réfrigérateur à Désaimantation Adiabatique (ADR).

Le troisième chapitre discute des simulations que j'ai effectuées avant que nous nous rendions à TUNL (**T**riangle **U**niversities **N**uclear **L**aboratory) pour prendre nos mesures. Ces simulations nous informent quant aux propriétés physiques que nous choisissons pour notre cible de LiF qui produit les neutrons que nous chercherons à mesurer. Nous cherchions donc à déterminer les caractéristiques de la cible nous permettant d'avoir un signal sur bruit optimal. Les paramètres que j'ai explorés sont le "backing" de la cible, l'énergie du faisceau de neutrons incident et l'épaisseur de la cible. Pour ce faire, j'ai d'abord dû modéliser notre détecteur ainsi que son système de refroidissement, dont les approximations seront présentées. J'ai ensuite simulé la quantité d'événements et l'énergie totale déposée dans le HVeV pour chaque possibilité de paramètre de la cible. L'énergie déposée est importante puisque le détecteur ne peut pas lire clairement un second événement après un premier événement pendant un temps proportionnel à l'énergie déposée, ce temps étant appelé temps mort. Nous chercherons ainsi à optimiser le taux de compte des neutrons tout en minimisant le temps mort.

Le chapitre quatre présente les mesures que nous avons effectuées à TUNL. Nous décrirons d'abord le montage, l'énergie du faisceau utilisé et la section efficace que nous obtenons ainsi entre les neutrons incidents et le détecteur HVeV. Nous discuterons ensuite des PMTs et des scintillateurs liquides (la combinaison d'un scintillateur liquide et d'un PMT sera référée comme étant un PMT). Nos PMTs sont placés à des positions correspondant à des angles de diffusion relatifs au HVeV. Ainsi, si nous pouvons établir que la même particule a fait une diffusion dans le HVeV puis un PMT, nous pouvons déterminer l'angle de diffusion et ainsi calculer l'énergie que cette particule a déposée dans le HVeV. Nous verrons ensuite les différentes positions des PMTs utilisées pour couvrir la plage de dépôt d'énergie de 100 eV à 10 keV et les différents voltages appliqués au HVeV afin d'avoir différents gains NTL. Finalement, nous parlerons des mesures prises dans le but de calibrer l'énergie déposée dans le HVeV et les PMTs.

Au chapitre cinq nous analyserons les données prises à TUNL. Nous verrons d'abord comment nous utilisons les données brutes que nous avons prises, et comment, avec les mesures présentées au chapitre précédent, nous calibrons l'énergie déposée dans le HVeV et les PMTs. Le taux d'événements de bruit de fond est très élevé. Nous devons donc effectuer des coupures sur nos données afin d'ignorer les événements qui ne sont pas consistents avec le signal de neutrons auquel nous nous attendons. Ainsi, ce chapitre présente en détail les coupures effectuées sur les événements des PMTs, sur quoi j'ai travaillé, et brièvement les coupures effectuées sur les événements des HVeV. Enfin, puisque les données du HVeV et des PMTs sont enregistrées sur 2 DAQ indépendants, j'ai développé un algorithme qui permet de les synchroniser afin de pouvoir comparer le temps des événements dans le HVeV et PMT, établir une coïncidence et effectuer d'autres coupures sur cette base.

Les résultats sont présentés dans le chapitre six. Nous ne présentons que les résultats pour les données prises à 0 V, où nous ne pouvons mesurer le taux d'ionisation. Nous utilisons cependant ces données pour vérifier la validité de l'algorithme de synchronisation ainsi que l'énergie déposée à chaque position de PMT. Nous discutons finalement des aspects à améliorer avant de passer aux données où notre HVeV est sous tension.



# Chapitre 1

---

## Matière Sombre

Dans ce chapitre, nous verrons d'abord comment la vitesse de rotation des galaxies a mené à la découverte de l'existence de la matière sombre. Depuis, nous avons découvert de multiples indices de son existence, et présenterons ici le plus visuellement frappant, qui utilise l'effet de lentilles gravitationnelles. Nous discuterons ensuite brièvement du candidat favori de la matière sombre, le WIMP et nous examinerons finalement les méthodes de détection de ces particules.

### 1.1. Découverte de la matière sombre

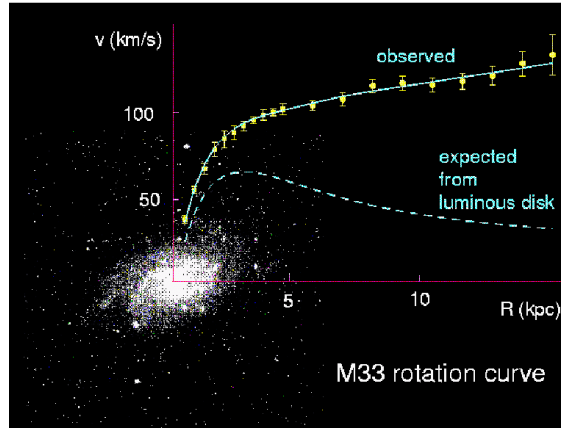
La matière sombre fut découverte en 1933 par un astronome suisse du nom de Fritz Zwicky, puis validée 40 ans plus tard par Vera Rubin.

Zwicky estima la masse de l'amas de Coma en utilisant deux méthodes, soit la vitesse des galaxies dans l'amas et la luminosité. Les résultats obtenus par ces deux méthodes n'étaient pas compatibles du tout. En fait, la vitesse indiquait une masse de près de 400 fois supérieure à celle obtenue par la luminosité. Il conclut donc qu'il devait y avoir de la masse qui n'émettait pas de lumière et qu'il nomma 'dunkle Materie' ou Matière sombre (DM).

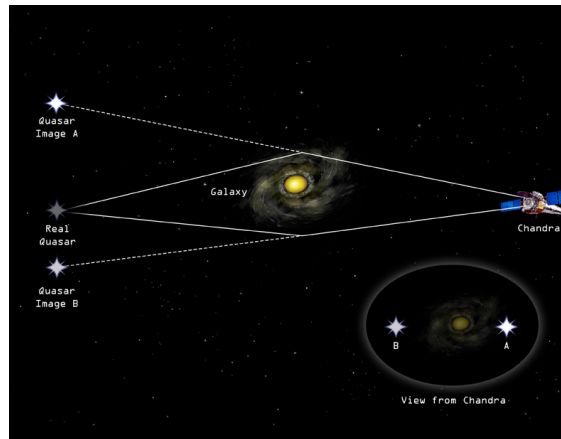
Vera Rubin mesura ensuite la vitesse de rotation d'une galaxie spirale en utilisant l'effet de Doppler sur les raie d'émission de l'hydrogène. Pour ce faire, elle utilisa la mécanique newtonienne, qui prédit que la vitesse de rotation en fonction du rayon devrait être de:

$$v \propto \sqrt{\frac{M(r)}{r}} \quad (1.1.1)$$

où  $M(r)$  est la masse contenue dans un rayon  $r$ . Ainsi pour des rayons suffisamment grands,  $M(r) \approx M_{Galaxie}$  et donc  $v \propto \sqrt{1/r}$ . Elle observa en revanche, comme le démontre la figure 1.1, une vitesse de rotation qui ne diminuait pas avec la distance. Ces résultats amenèrent à l'hypothèse de la présence d'un halo de matière autour de la galaxie qui n'interagit pas avec la force électromagnétique.



**Fig. 1.1.** Courbe de rotation de la galaxie M33 relatif à la distance, comparant les résultats attendus (dénomé 'expected from luminous disk') aux résultats mesurés (dénomé 'observed'). [7]

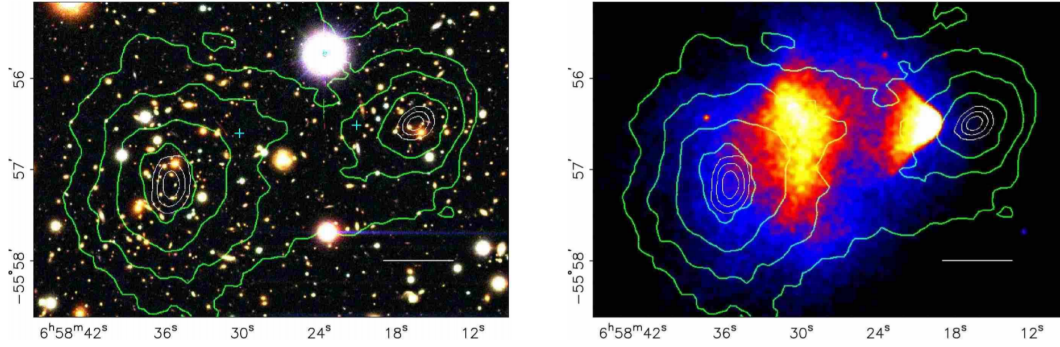


**Fig. 1.2.** Schémas illustrant l'effet de lentille gravitationnelle. La grande masse de la galaxie courbe l'espace-temps, ce qui fait dévier la trajectoire de la lumière provenant du quasar derrière celle-ci et nous permet de l'observer, cependant nous le voyons en plusieurs exemplaires. [1]

## 1.2. Lentilles gravitationnelles

La théorie de la relativité générale prédit que les objets massifs courbent l'espace-temps, ce qui fait dévier la trajectoire des radiations passant près de cet objet. Ce phénomène est appelé l'effet de lentille gravitationnelle, et produit plusieurs exemplaires du même objet, un schéma décrivant cet effet est présenté à la figure 1.2.

On peut calculer la masse de la matière sombre en soustrayant la masse requise pour obtenir la luminosité observé à la masse requise pour effectuer l'effet de lentille observé. Un des exemples les plus frappants de la détection de matière sombre utilisant l'effet de lentille gravitationnelle se trouve dans l'amas du Boulet, présenté à la figure 1.3.



**Fig. 1.3.** Images de l'amas du Boulet, qui est la conséquence de la collision de deux amas. Ces images ont été prises par le télescope Chandra et les contours verts et blancs représentent la distribution de masse mesurée avec l'effet de lentille gravitationnelle. À gauche, nous pouvons voir où se situe cette distribution de masse sur l'image de l'amas et à droite, le gradient de couleur représente la distribution de masse des nuages de plasma. [11]

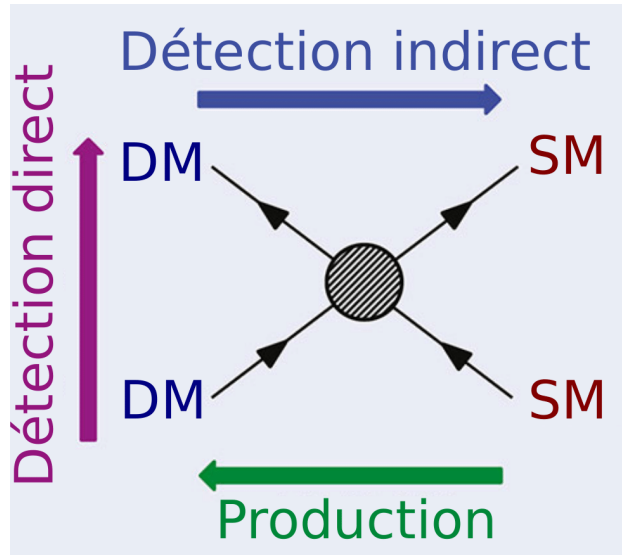
L'amas du boulet est le résultat de la collision de 2 amas de galaxies. Lors de cette collision, les étoiles, de faibles taille et densité, comparées à la taille de la galaxie, ne sont pratiquement pas affectées par la collision. Par contre, le gaz contenu dans ces galaxies interagit fortement et le chauffe jusqu'à des températures de  $10^6$  K, émettant ainsi des rayons-X que le télescope Chandra détecte, nous permettant de reconstruire la région de collision. La matière sombre est reconstruite en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle là où les galaxies se situent, ce qui démontre également qu'elle n'interagit que très faiblement avec elle-même. [11]

### 1.3. Le "Wimp Miracle"

Le "Wimp Miracle" réfère au fait que deux domaines de la physique sont venus à postuler l'existence de particules très similaires pour résoudre un problème spécifique à leur domaine. Cette particule commune est le WIMP (**W**eakly **I**nteractin **M**assive **P**article), qui est une particule massive (de  $10 \text{ GeV}/c^2$  à  $1 \text{ TeV}/c^2$ ) qui interagit faiblement.

La cosmologie moderne nous informe que la densité de matière baryonique que nous observons dans l'univers n'est pas suffisante pour qu'au début du développement de l'univers, il y ait formation de structures à grande échelle, étant donnée que ces structures requièrent une masse suffisante pour concentrer la matière par le biais de la force gravitationnelle. Nous avons besoin d'un autre type de matière pour expliquer les structures que l'on observe, lequel doit être non-baryonique, massif, froid, et qui interagit faiblement, le WIMP.

La physique des particules prédit qu'au début de l'univers, la matière sombre aurait été abondante et en équilibre thermique, ce qui implique que le taux de production et d'annihilation de la matière sombre était le même. Ensuite, l'univers se refroidit en prenant de l'expansion jusqu'à ce qu'il soit à une température inférieure à celle requise pour la formation



**Fig. 1.4.** Schémas illustrant les trois méthodes de détection du WIMP, où DM dénote la matière sombre et SM les particules du modèle standard

de nouvelles particules de matière sombre. À ce moment, la matière sombre subit principalement que de l'annihilation et, par conséquent, sa densité diminue jusqu'à ce qu'elle soit trop diffuse par l'expansion de l'univers. À ce moment, nous avons un "freeze out", ce qui signifie que la densité de matière sombre demeure constante, ce qui cause une densité relique de matière sombre. Ainsi SUSY, le modèle de SUper SYmétrie, prédit l'existence de matière non-baryonique, massive et froide qui interagit faiblement. Encore une fois, ceci décrit le WIMP, c'est un "miracle". [19]

## 1.4. Méthode de détection

Il existe trois méthodes de détection de la matière sombre, dont le schéma est présenté à la figure 1.4.

Afin de produire des WIMPs, nous avons besoin de 10 GeV à 1 TeV. La production de WIMPs n'est donc possible que dans des accélérateurs de particules. Puisque la matière sombre à un taux d'interaction très faible, la production de matière sombre correspond à une perte de l'énergie visible. Il est donc possible d'obtenir des limites sur la section efficace de production de la matière sombre en utilisant des accélérateurs de particules, tel le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) qui, en cas de production de matière sombre, devrait observer un manque d'énergie provenant des particules résultant de la collision.

Inversement, nous avons la détection indirecte qui exploite les particules de matière sombre qui s'auto-annihilent pour produire des particules baryoniques détectables. Les canaux principaux de désintégration du WIMP seraient ceux de haute masse, comme le  $b\bar{b}$ ,



$W^+W^-$ ,  $HH$ , ..., et ses particules de haute masse se désintégreraient à leur tour pour produire des photons, des paires d'électrons-positrons et des neutrinos. Nous devrions ainsi voir une production de ces particules supérieure à celle attendue, et ce d'autant plus dans les régions de forte densité de matière sombre, soit les régions de forte densité de matière baryonique. Des expériences comme IceCube, ANTARES ou SuperK qui étudient les neutrinos ou AMS, Fermi, et Veritas qui étudient les rayons cosmiques peuvent donc établir des limites sur la section efficace d'auto-annihilation des WIMPs.

Finalement, nous avons les détections directes qui cherchent à observer une collision élastique entre un WIMP et un noyau. L'énergie déposée par cette collision est décrite par:

$$E_R = 2E_\chi \frac{m_A \cdot m_\chi}{(m_A + m_\chi)^2} (1 - \cos\theta) \quad (1.4.1)$$

où  $E_\chi = 0.5m_\chi v_\chi^2$ ,  $v_\chi$  est la vitesse du WIMP,  $m_A$  est la masse du noyau baryonique,  $m_\chi$  est la masse du WIMP et  $\theta$  est l'angle de diffusion du WIMP. Ainsi, puisque les WIMPs ont une masse de  $10 \text{ GeV}/c^2$  à  $1 \text{ TeV}/c^2$ , cela représente un dépôt d'énergie maximale de 10 à 100 keV. Les détecteurs à détection directe doivent donc avoir de faibles seuils de détection. Cependant, en raison de la faible probabilité d'interaction des WIMPs nous devons avoir un très faible bruit de fond pour ne pas noyer le signal. De plus, pour augmenter nos chances d'interaction, nous avons deux options, augmenter l'exposition de prise de données ou augmenter la sensibilité des détecteurs. Comme nous le verrons dans le prochain chapitre, SuperCDMS est à la pointe de la technologie quant à sa sensibilité aux diffusions de matière sombre.



# Chapitre 2

---

## Détecteurs SuperCDMS

Les détecteurs SuperCDMS utilisent une méthode de détection directe utilisant un cristal de germanium (Ge) ou de silicium (Si) de haute pureté, des semi-conducteurs. Lorsqu'une particule frappe le cristal, celle-ci y dépose de l'énergie principalement sous 2 formes. La première étant la création d'une population de phonons de haute énergie ( $\mathcal{O}$  50 meV). La seconde est sous forme d'ionisation, qui résulte en la création d'un nombre de paires d'électrons-trous directement proportionnel à l'énergie déposée. Ces électrons et trous se recombinent éventuellement et relâchent l'énergie de liaison sous forme de phonons. Ces dépôts d'énergie finissent ainsi tous deux sous forme de phonons, que nous sommes en mesure de détecter.

Les interactions dans le cristal peuvent également déposer de l'énergie sous une forme qui nous est indétectable. Nous avons connaissance de 3 de ces processus. Le premier est la formation de défauts, qui est la dislocation d'un atome de sa position dans le réseau du cristal. Ce phénomène représente une perte d'énergie de  $\sim 6\%$  dans le Ge [5]. Les deux autres processus, soit la capture de charge, qui réduit le signal d'ionisation et la production de phonons infrarouge, ne pouvant être détectés en raison de leur énergie trop faible, diminuent le signal des phonons initiaux, sont également responsables pour des pertes d'énergie mesurées.

Dans le cadre de la physique des hautes énergies, qui est ce que nous étudions ici, il est utile de faire la distinction entre 2 types d'interactions, celui du recul nucléaire (diffusion sur le noyau) et du recul électronique (diffusion sur un électron), puisqu'elles n'ont pas les mêmes efficacités d'interaction.<sup>1</sup>

La différence entre ces 2 types d'interactions est que le recul nucléaire est moins efficace pour ioniser le milieu, ce qui veut dire que pour une même énergie de recul, une interaction nucléaire ne produira qu'environ le tiers de l'énergie d'une interaction électronique. Ceci est dû à la différence de masse entre le noyau et l'électron qui permet au noyau de perdre une plus

---

<sup>1</sup>Habituellement, lorsqu'une particule fait une diffusion élastique sur un noyau du cristal, nous supposons que le nuage d'électrons le suit instantanément. Cependant, pour de haut dépôt d'énergie, les électrons prennent un certain temps pour rejoindre le noyau. Cet effet, appelé effet Migdal, n'est pas négligeable.

grande partie de l'énergie déposée sous forme de phonon. Ces deux types d'interactions sont causés par des groupes de particules distincts. Les interactions électroniques sont causées par des photons ou des particules chargées, alors que les interactions nucléaires sont dues à des particules qui n'interagissent pas avec la charge électrique, comme les neutrons et les WIMPs. Ainsi, le fait d'être en mesure de déterminer le type de recul qui a engendré un événement peut être un excellent critère pour distinguer les événements pouvant être causés par des WIMPs (recul nucléaire) des autres (recul électronique) et ainsi rejeter une importante source de bruit de fond, les photons.

Pour distinguer ces deux types de recul, nous introduisons le taux d'ionisation ( $Y$ ) ou "Ionization Yield":

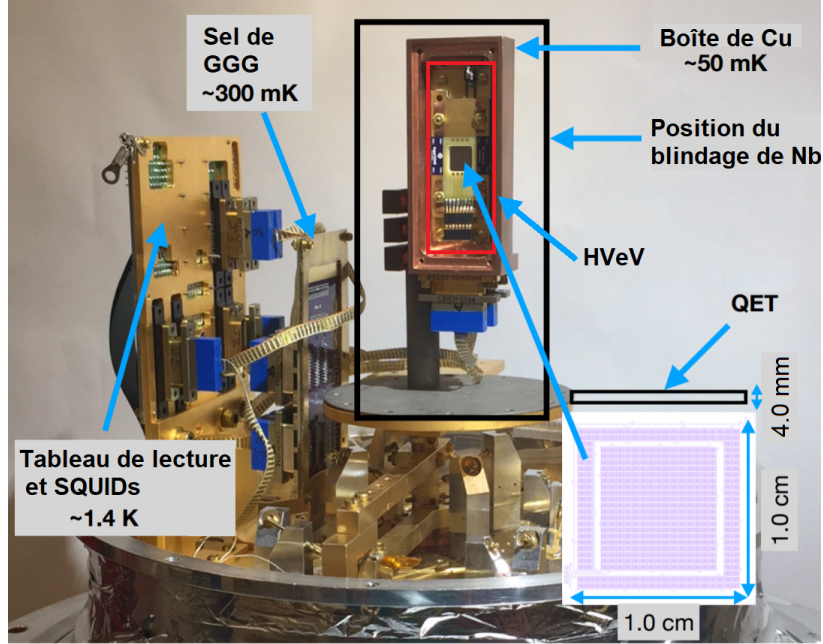
$$Y(E_{\text{déposé}}) = \frac{E_{\text{ionisation}}}{E_{\text{recul}}} N \quad (2.0.1)$$

où  $E_{\text{ionisation}}$  est l'énergie déposée sous forme d'ionisation,  $E_{\text{recul}}$  est l'énergie déposée initialement par le recul et  $N$  est un facteur de normalisation, de sorte que  $Y=1$  dans le cas d'un recul électronique et  $0 < Y < 1$  dans le cas d'un recul nucléaire. Nous verrons plus en détail le taux d'ionisation dans la section 2.3.

Dans ce chapitre, nous verrons les particularités du détecteur que nous avons utilisé, la manière dont l'énergie se propage à travers les différents éléments et dont une partie du signal est perdue. Nous verrons aussi comment nous utilisons la phase de transition supraconductrice du W ainsi que la mise sous tension du cristal pour amplifier le signal.

## 2.1. Détecteur HVeV

Nous avons utilisé un détecteur de type HVeV fait de Si d'une dimension de  $10 \times 10 \times 4$  mm<sup>3</sup> pour une masse totale de 0.93 g, qui est présenté à la figure 2.1. Un détecteur HVeV (**H**igh **V**oltage **eV** sensitive) est un détecteur sensible aux dépôts d'énergie de l'ordre de l'électron volt (eV), dont le cristal peut maintenir une tension de quelques centaines de volts. Ce voltage permet d'amplifier le signal d'ionisation par l'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL), que nous explorerons plus en détail à la section 2.3. Ce détecteur a été choisi étant donné qu'il possède une large plage de détection, jusqu'à 40 keV avant saturation complète, ainsi qu'une bonne résolution, jusqu'à  $\sim 3$  eV. Cependant la résolution obtenue lors de cette expérience fut de  $\sim 4.5$  eV. Contrairement à plusieurs autres détecteurs CDMS, ce type de détecteur ne possède pas de canaux d'ionisation, puisque l'énergie d'ionisation est convertie en phonons via l'effet NTL, ce qui permet d'obtenir une plus haute sensibilité de détection. Il ne possède que des canaux de phonons qui consistent en des films d'aluminium (Al) et de tungstène (W), lesquels sont déposés sur une surface du cristal pour former des structures que l'on nomme QETs (**Q**uasiparticle-**T**rap-**A**ssisted **E**lectrothermal-**F**eedback **T**ransition-**E**dge-**S**ensor). L'élément central du QET, le TES (**T**ransition-**E**dge **S**ensor), fait de W, permet de



**Fig. 2.1.** Détecteur HVeV utilisé à TUNL dans la boîte de cuivre du système de réfrigération cryogénique. Les blindages, la boîte de cuivre, la canne de niobium et les 4 cannes d'aluminium sont ouverts ou retirés afin de pouvoir accéder au détecteur HVeV encadré en rouge. [17]

mesurer un faible signal en utilisant la variation drastique de la résistance dans la région de transition pour détecter l'énergie des phonons. Les films d'Al, quant à eux, servent à piéger l'énergie des phonons et de leur permettre d'atteindre le TES. La surface opposée au QET, ainsi que les parois du détecteur sont laissées nues. Nous verrons la propagation du signal dans les QETs et TES plus en détail dans les sections suivantes.

Lorsqu'une particule effectue une interaction de recul avec le détecteur (le cristal de Si), celle-ci engendre une population de phonons qui se propage depuis le point d'interaction avec un spectre de niveau d'énergie centré à une fréquence de Debye de  $\sim 6\text{THz}$  pour le Si [24]. En se propageant dans le cristal, les phonons effectuent des désintégrations anharmoniques ainsi que des diffusions isotopiques. La désintégration anharmonique consiste en la désintégration spontanée d'un phonon en 2 phonons de plus faible fréquence. Ce processus conserve la quantité de mouvement ainsi que l'énergie. Les diffusions isotopiques se produisent lorsqu'un phonon diffuse sur un isotope du Si dans le cristal et résulte en un changement de direction, tout en conservant l'énergie. La section efficace de ces deux processus est décrite par:

$$\sigma_{DI} \propto \left( \frac{f_{ph}}{1\text{THz}} \right)^4, \quad \sigma_{DA} \propto \left( \frac{f_{ph}}{1\text{THz}} \right)^5 \quad (2.1.1)$$

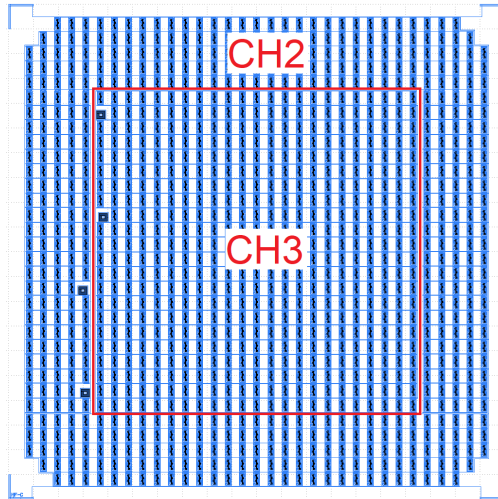
où  $\sigma_{DI}$  est la section efficace de diffusion isotopique,  $\sigma_{DI}$  la désintégration anharmonique et  $f_{ph}$  la fréquence de Debye du phonon. Ainsi, les phonons initiaux, étant de hautes fréquences, se désintègrent rapidement et feront de nombreuses diffusions isotopiques dans la région proche du point d'impact. Après avoir perdu suffisamment d'énergie au travers de ces interactions pour avoir une fréquence en dessous de  $\sim 1$  THz pour le Si ( $\sim 4$  meV), le libre parcours moyen des phonons sera plus grand que la taille du cristal (et ainsi considéré comme étant balistiques). Ainsi, les phonons se déplaceront dans le cristal sans interagir (et donc sans perdre d'énergie) jusqu'à ce qu'ils rencontrent une paroi. S'ils rencontrent une paroi nue, ils seront réfléchis dans le cristal sans perte d'énergie, alors que s'ils heurtent une surface recouverte d'Al, ils auront une probabilité de l'ordre de 30%, d'être absorbés par celle-ci. Sinon, ils seront eux aussi réfléchis sans perte d'énergie. [23]

### 2.1.1. QET

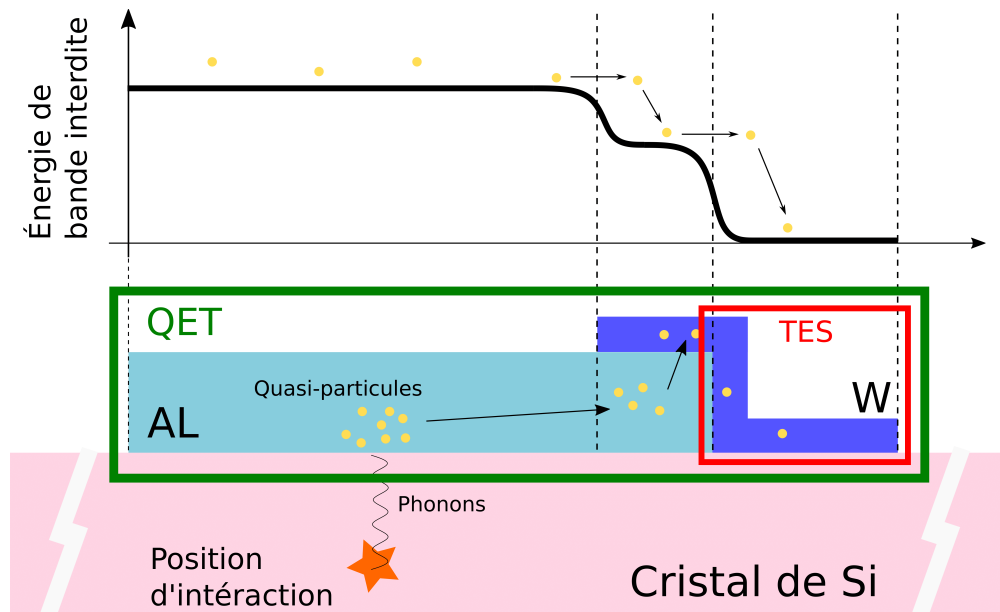
Le QET est l'élément de mesure qui a été développé par SuperCDMS et qui nous permet d'atteindre de hauts niveaux de sensibilité et de détecter jusqu'à une seule paire d'électrons-trous [17]. Les QETs transfèrent l'énergie des phonons au W, l'élément de mesure. Ils se situent sur une surface du cristal et sont constitués d'une couche d'Al d'épaisseur de 60 nm et de longueur 300 nm chevauchant sur une longueur de 4  $\mu$ m, une couche de W d'épaisseur de 40 nm et de longueur 150 nm. Nous utilisons ainsi 1044 QETs qui sont séparés en 2 canaux de même taille et de même gain avec un interne (CH3) et un externe (CH2), selon la délimitation de la figure 2.2. Ceci nous permet de déterminer la position de l'interaction dans le détecteur. À la température d'opération du détecteur, soit  $\sim 52$  mK, l'Al est supraconducteur et possède ainsi une bande interdite de conduction de largeur  $\Delta_{Al} = 170\mu\text{eV}$ . [24] Ainsi, les phonons du cristal ayant une énergie supérieure à  $2\Delta_{Al}$ , ce qui correspond à une fréquence de  $f_{phonon} \sim 84$  GHz, pourront briser des paires de Cooper de l'Al et ainsi créer 2 quasi-particules.

Lors du passage de cristal à l'Al, une partie du signal des phonons initiaux sera perdue de deux manières. La principale perte de signal est due au fait qu'en dessous d'une fréquence de 1 THz, pour le Si (ou 0.6 THz pour le Ge), les phonons sont considérés balistiques. Ainsi, l'énergie moyenne des quasi-particules sera de l'ordre de l'énergie de ces phonons, soit  $\sim 4$  meV (pour le Si, 2 meV pour le Ge) [24] Ces quasi-particules de haute énergie se désexcitent ensuite à l'énergie minimum de la bande de conduction en relâchant des phonons qui, à leur tour, se désexciteront et ainsi de suite. Nous nous retrouverons finalement avec des quasi-particules ayant toutes une énergie de  $\Delta_{Al}$ , ainsi que des phonons d'énergie inférieure à  $2\Delta_{Al}$ , qui sont incapables de briser des paires de Cooper, et qui sont donc indétectables. Cette perte de signal est inévitable et irréductible et contribue à une perte de l'ordre de 50%. [24]

Les quasi-particules dans l'Al ont l'énergie de la bande de conduction et font des diffusions inélastiques dans l'Al jusqu'à ce qu'elles atteignent une région de chevauchement entre



**Fig. 2.2.** Représentation des QETs à la surface du HVeV ainsi que de la délimitation des régions de lecture des signaux des TES en 2 canaux de même taille.



**Fig. 2.3.** Schémas montrant le parcours et le niveau d'énergie des quasi-particules lors de leur diffusion de l'Al (à gauche), à la région de chevauchement (au centre) et enfin au W (à droite).

l'Al et le W. Le W, étant un supraconducteur, ne possède pas de bande interdite plus faible que l'Al, et la région de chevauchement a une énergie de bande intermédiaire. Ainsi, lorsqu'une quasi-particule diffuse dans la région de chevauchement, elle se désexcite à la nouvelle énergie de bande et s'y trouve piégée. Une fois dans la région de chevauchement, ne pouvant plus retourner dans la région d'Al, les quasi-particules continuent à faire des diffusions inélastiques jusqu'à ce qu'elles atteignent le W, diminuant alors la densité de paires de Cooper et augmentant la résistance qui est mesurée par le TES. La figure 2.3 montre le parcours

et les niveaux d'énergie d'une telle quasi-particule se propageant de l'Al au W. La section suivante, 2.1.2, décrira le fonctionnement des TES.

Une fois les quasi-particules créées, elles se propagent dans l'Al, idéalement jusqu'à ce qu'elles atteignent le W. Par contre, il existe 2 phénomènes pouvant les en empêcher, soit la recombinaison et les sites de capture. La distance totale que ces quasi-particules parcourent dans l'Al, où longueur de diffusion ( $l_{diff}$ ), dépend de 2 paramètres:

$$l_{diff} \sim \sqrt{\mathcal{D}\tau_{q-p}} \quad (2.1.2)$$

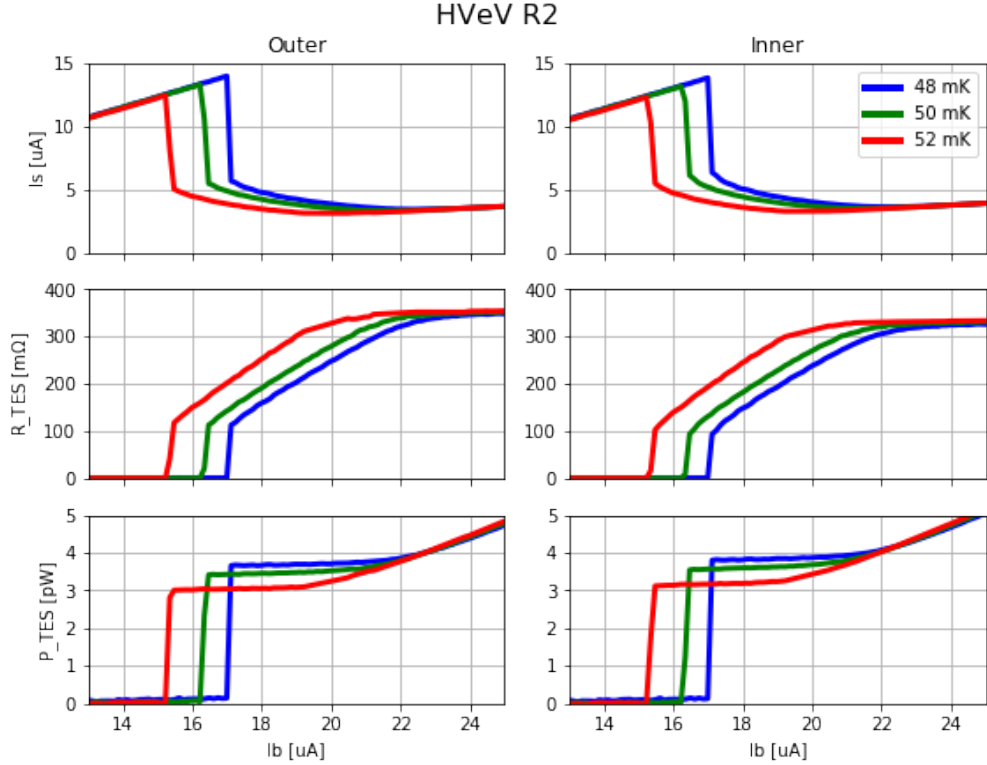
où  $\mathcal{D}$  est la diffusivité et  $\tau_{q-p}$  est le temps de vie des quasi-particules qui, à leur tour dépendent du libre parcours moyen et de l'épaisseur de l'Al respectivement. Nous ne pouvons toutefois pas tirer avantage de cette relation en raison de contrainte physique (uniformité et connexions entre Al et W). Par exemple, pour une épaisseur d'Al de  $h_{Al} = 150$  nm,  $l_{diff} \sim 180\mu\text{m}$ . Dans le passé, nous avons utilisé un détecteur de taille  $(5\text{mm})^2$ , avec une épaisseur de  $h_{Al} = 150$  nm et une surface recouverte d'Al en quasi-totalité. Par conséquent, la distance moyenne entre la formation d'une quasi-particule et le TES le plus proche était de plus de 3 fois la longueur de diffusion des quasi-particules dans ce film, résultant en une efficacité de détection de moins de 10%. [24] Une couverture totale permet aux phonons frappant n'importe où sur la surface recouverte d'Al de pouvoir produire des quasi-particules. Cependant, ceci n'est pas nécessaire, car lorsqu'un phonon rencontre une paroi laissée nue, il est simplement réfléchi (sans perte d'énergie) et le demeurera jusqu'à ce qu'il rencontre une surface recouverte d'Al.

### 2.1.2. TES

Lorsque les quasi-particules pénètrent le W, elles y diminuent la densité de paires de Cooper, ce qui diminue la conductivité et augmente la résistance. Ce changement est mesuré par le TES (**T**ransition **E**dge **S**ensor ou capteur d'extrémité de transition), qui est principalement composé de W. Le tungstène que nous utilisons est un mélange des deux phases cristallines,  $\alpha$ -W et  $\beta$ -W, qui ont des températures critiques de supraconduction ( $T_c$ ) de l'ordre de 10 mK et 1 K respectivement, pour obtenir un  $T_c$  intermédiaire, de  $\sim 56$  mK [21]. La figure 2.4 présente des courbes de transition du W utilisé en fonction du courant le traversant.

Afin de maintenir une température d'opération dans le début de la phase de transition du W ( $R \sim 0.3R_{normal}$ ), soit  $\sim 52$  mK, nous utilisons un réfrigérateur de plus faible température et l'élevons ensuite à  $\sim 52$  mK en appliquant un courant que nous réglons attentivement afin de le chauffer par effet Joule. La figure 2.5 montre le schéma utilisé pour lire ce changement de résistance engendré par les quasi-particules. Ensuite, puisque le circuit a un courant fixe et le TES est en parallèle avec une autre résistance, le courant passant dans celui-ci diminue lorsque la résistance du TES monte. Ce changement de courant résulte en un changement

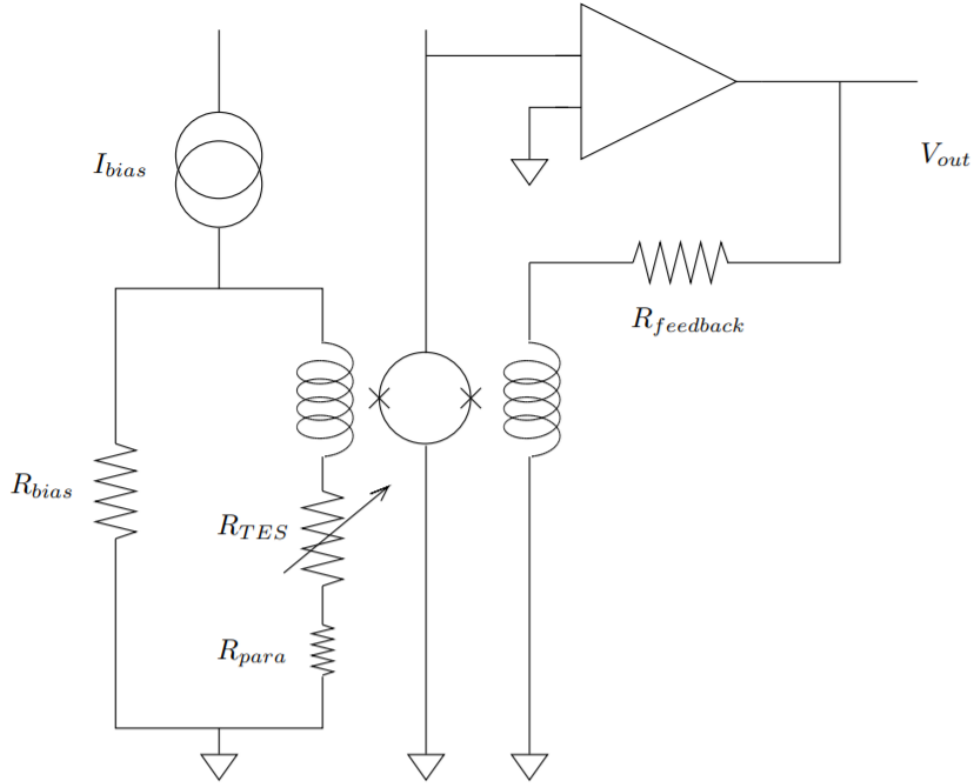




**Fig. 2.4.** Caractérisation de 3 paramètres d’opération du TES, le courant ( $I_s$ ), la résistance ( $R_{TES}$ ) et la puissance ( $P_{TES}$ ), en fonction du courant appliqué ( $I_b$ ) pour 3 températures d’opération.

de champ magnétique produit par l’inductance, qui est en série avec le TES. Ce changement de champ magnétique est mesuré et amplifié par des SQUIDS (Superconducting QUantum Device), qui sont des boucles supraconductrices qui contiennent des jonctions Josephson. Le voltage à travers ces jonctions dépend fortement du flux magnétique dans la boucle. Le couplage entre les SQUIDS et les QETs ainsi que la boucle de rétroaction (côté droit de la figure 2.5) permet de mesurer précisément le courant des QETs. [24]

Le circuit des TES a aussi la propriété de s’autoréguler avec une boucle de rétroaction négative. À l’équilibre, la majorité du courant passe à travers le TES et celui-ci est prêt à recevoir un signal. Quand un événement se produit, il chauffe le TES, comme il est expliqué précédemment, ce qui augmente sa résistance. Ayant une résistance plus élevée, le courant passant au travers du TES diminue et celui passant par  $R_{bias}$  augmente. Quand les quasi-particules provenant de l’événement cessent de chauffer le TES, en raison de cette diminution de courant, le TES est moins chauffé par l’effet joule et peut ainsi être refroidi par le bain thermique jusqu’à ce qu’il atteigne à nouveau l’équilibre entre l’effet joule et la puissance de refroidissement du bain thermique.



**Fig. 2.5.** Schémas du circuit du TES à gauche et de lecture à droite avec au centre les SQUIDS. [24]

## 2.2. ADR

Pour que notre détecteur (TES) soit en mesure de mesurer des dépôts d'énergie de l'ordre de 0.1 keV, il doit être maintenu à des températures cryogéniques. Pour y parvenir, nous utilisons un Réfrigérateur à Désaimantation Adiabatique (ADR). L'ADR que nous utilisons appartient au groupe de l'Université Northwestern et est fabriqué par VeriCold. Il est important de comprendre son fonctionnement puisque nous avons à faire des cycles de recyclages chaque jour, lesquels sont décrits à la section 4.1.2.

La tâche de l'ADR est de maintenir le 'cold finger' à une température de  $\sim 52$  mK, puisque que la boîte de cuivre contenant le détecteur HVeV y est connectée thermiquement. Pour se faire, l'ADR utilise 3 stages de refroidissement.

Le premier stage est un bain thermique contenant de l'azote liquide ( $LN_2$ ) et qui est ainsi maintenu à 77 K. Ce bain thermique possède 2 ports, soit un d'entrée qui est maintenu fermé et n'est ouvert que pour le remplissage et un second qui est maintenu ouvert en tout temps et sur lequel, hormis lors du remplissage, un tuyau cryogénique d'une longueur de plus d'un mètre y est installé, afin qu'un gradient de température se fasse à l'intérieur pour ralentit l'évaporation du  $LN_2$ .

Le second stage de refroidissement est un bain thermique d'hélium liquide (LHe), qui à une température d'opération de 2 K. Le remplissage de ce bain thermique représente une étape sensible, car si certaines composantes passaient subitement de 77 K (la température du LN<sub>2</sub> auquel le reste de l'ADR est déjà thermalisé à ce point) à 4 K, le choc thermique aurait de très fortes probabilités de briser des composantes. C'est la raison pour laquelle ce bain est d'abord refroidi par du gaz provenant d'un dewar de LHe à un taux de  $\sim -50$  K/h. Un autre point à considérer lors du refroidissement de ce bain est que plusieurs composantes passent de l'état normal à supraconducteur entre 77 K et 2 K, notamment le niobium (Nb) qui a une température critique de 9.3 K et qui constitue le cylindre de blindage le plus près du HVeV. Ce qui veut dire que les champs traversant les composantes qui deviennent supraconductrices se retrouveraient piégés dans celle-ci, et puisque nous cherchons à obtenir des températures de l'ordre du 50 mK, un faible champ aurait un grand impact sur la température minimale atteignable. Ainsi, lorsque la température interne atteint 20K tous les senseurs sont déconnectés de l'ADR, ainsi que toutes les autres composants électroniques. Afin que l'ADR soit, autant que possible, une cage de Faraday. Un autre blindage est même installé autour de la région du HVeV afin de le blinder du champ magnétique de la Terre. Les senseurs sont seulement reconnectés une fois qu'une température de 4 K est atteinte, la température de l'hélium liquide à la pression atmosphérique. Une fois le bain de LHe rempli, celui-ci est pompé afin d'éliminer la pression de vapeur pour permettre au LHe d'atteindre une température de 2 K.

Le dernier stage de refroidissement est celui de Désaimantation qui utilise 2 cristaux de sel, un de Gadolinium Gallium Garnet (GGG) qui nous permet d'atteindre  $\sim 300$  mK puis un de Ferric Ammonium Alum (FAA) qui prend la relève pour atteindre  $\sim 50$  mK. Ces sels sont connectés thermiquement au 'cold finger' et peuvent être connectés ou isolés thermiquement au bain thermique de LHe. Afin d'atteindre ces températures, les sels sont d'abord thermalisés au LHe de 2K, puis l'un après l'autre, un courant y est progressivement appliqué, ce qui aligne les dipôles dans le sel et diminue son entropie par une réaction exothermique. Une fois qu'un courant suffisant traverse le sel et qu'il s'est thermalisé à 2K, il est isolé thermiquement du bain de 2K. Le courant le traversant est ensuite réduit, ce qui permet aux dipôles de se désaligner et d'augmenter l'entropie dans le sel et ainsi absorber la chaleur du 'cold finger' par une réaction endothermique. Une température de 52 mK est ensuite atteinte en réduisant le courant dans les sels, puis un courant est appliquée au HVeV afin de précisément atteindre et maintenir la température désirée par effet Joule.

Certains éléments se trouvant dans l'ADR présenté dans la figure 2.1 servent de blindage. La boîte de cuivre dans laquelle le HVeV est installé sert à le blinder des rayonnements infrarouges. Alors que la première canne, de Nb, est supraconductrice lors de la prise de données, elle protège donc le HVeV des champs magnétiques. Ceci est d'autant plus crucial,

puisque pour atteindre un courant suffisant dans le sel FAA, un champ de plus de 1 Tesla est produit.

### 2.3. Effet Neganov-Trofimov-Luke

Comme il a été mentionné précédemment les détecteurs de type HVeV ne possèdent pas de canaux d'ionisation et ne peuvent donc pas la mesurer directement. Ils mesurent l'ionisation de manière indirecte en appliquant une tension sur le cristal pour exploiter l'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL). NTL nous informe que lorsque des porteurs de charges sont attirés vers les électrodes dans un semi-conducteur mis sous tension, ils émettent des phonons. Ces phonons de l'effet NTL ont une énergie ( $E_{NTL}$ ) proportionnelle au voltage appliqué multiplié par l'énergie d'ionisation et peut être développé en termes du taux d'ionisation comme suit.

$$\begin{aligned}
 E_{phonons} &= E_{recul} + E_{NTL} \\
 E_{phonons} &= E_{recul} + n_{e-h^+} e V \\
 E_{phonons} &= E_{recul} + E_{recul} \cdot Y \frac{e \cdot V}{\epsilon} \\
 E_{phonons} &= E_{recul} \left( Y \frac{e \cdot V}{\epsilon} + 1 \right)
 \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

$$Y(E_{déposé}) = \left( \frac{E_{phonon}}{E_{recul}} - 1 \right) \frac{\epsilon}{e \cdot V} \tag{2.3.2}$$

où  $n_{e-h^+}$  est le nombre de paires d'électrons-trous formées par le recul,  $\epsilon$  est l'énergie de liaison d'une paire électron-trou, soit 3.72 eV pour le Si [13],  $e$  est la charge élémentaire et  $V$  est la tension appliquée sur le cristal. Le nombre de paires d'électrons-trous formées ( $n_{e-h^+}$ ) est simplement l'énergie du recul ( $E_{recul}$ ) divisée par l'énergie requise pour briser une paire d'électron-trou ( $\epsilon$ ) et multipliée par l'efficacité de ce type de recul à ioniser le milieu ( $Y$ ).

Avec l'équation 2.3.2, nous pouvons déterminer le taux d'ionisation si nous sommes en mesure de déterminer l'énergie totale des phonons et de recul indépendamment, tout en connaissant le type de recul qui a eu lieu. Nous verrons comment nous parvenons à déterminer ces 3 paramètres dans la section suivante.

# Chapitre 3

---

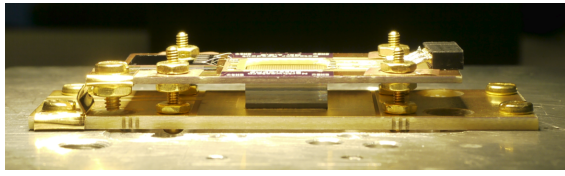
## Calculs et simulations préalables à TUNL

Avant de nous rendre à TUNL, nous avons besoin de déterminer plusieurs paramètres concernant le faisceau, la cible, le régime d'énergie à explorer ainsi que la manière de positionner les différents types des détecteurs afin d'optimiser la précision et la couverture spatiales. Cette section discute de 3 de ces paramètres auxquels j'ai contribué. Ces paramètres sont les suivants:

- (1) Le matériel qui sera utilisé comme "backing" pour la cible de LiF, nous avons comme candidats le tantale ainsi que l'Al, Section 3.2;
- (2) L'énergie du faisceau de protons, nous choisis étaients 1886 ou 1966 keV résultants en des neutrons de 56 et 187 keV respectivement, Section 3.2.
- (3) L'épaisseur de la cible de LiF, entre 50 et 250 nm, Section 3.3;

Pour tous ces paramètres, l'objectif premier est d'optimiser le ratio signal sur bruit de fond, soit de maximiser la production de neutrons (signal) et de minimiser la production de gamma (bruit de fond principal). Tout en maximisant ce ratio, il fallait s'assurer que le détecteur n'était pas surchargé d'événements (d'empilement). Après un événement de recul dans le détecteur, celui-ci prend un certain temps pour revenir dans son état normal (état où il est en mesure de produire un signal 'propre') et ce temps augmente avec l'énergie qui y est déposée. Ainsi, il faut s'assurer que l'énergie totale déposée par unité de temps n'est pas trop élevée pour garder un temps actif (temps où le détecteur est dans son état supraconductif) raisonnable.

Ces simulations préliminaires sont utiles non seulement pour optimiser la quantité et la qualité des données que nous prendrons à TUNL, mais également pour être en mesure de déterminer l'efficacité de la cible ainsi que le taux de signal attendu. Ceci nous permet, entre autres, de vérifier la position du détecteur par rapport au faisceau en comparant le flux mesuré au flux maximal attendu. Mais avant de pouvoir faire ces simulations, il nous faut un modèle du détecteur ainsi que l'ADR qui l'entoure.



(a) Photo



(b) Modélisation

**Fig. 3.1.** Vue de côté du détecteur HVeV tel qu'il est en réalité en (a) et tel qu'il est modélisé en (b). La modélisation n'utilise qu'un cristal de Si (en magenta dans (b)) et 2 plaques de verre (en gris dans (b)), pour représenter le cristal de Si et les plaques de PCB respectivement, et ignore toutes les composantes électroniques et les éléments de support.

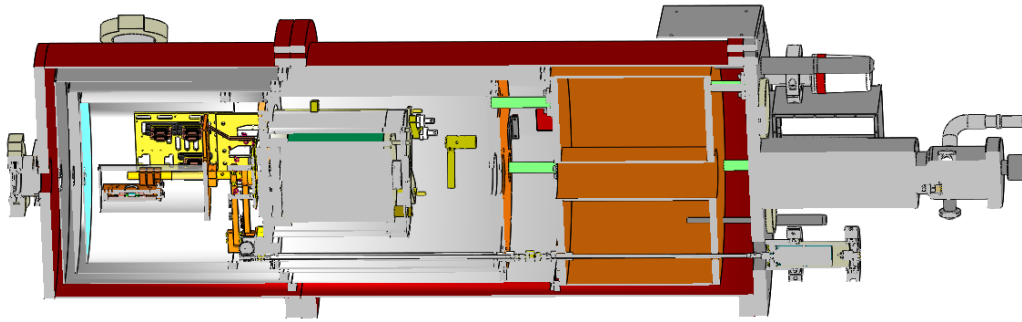
### 3.1. Modélisation du détecteur HVeV et de l'ADR

J'ai débuté par faire une modélisation en GEANT4 du HVeV ainsi que de l'ADR. Ces modélisations ne sont pas faites dans le but d'avoir une représentation exacte de la réalité, mais seulement pour être utilisées dans des simulations nous permettant d'avoir une idée générale de l'ordre de grandeur du taux d'interaction entre neutrons ou gammas et le HVeV, ainsi que des spectres d'énergie déposée par les neutrons et les gammas dans le HVeV.

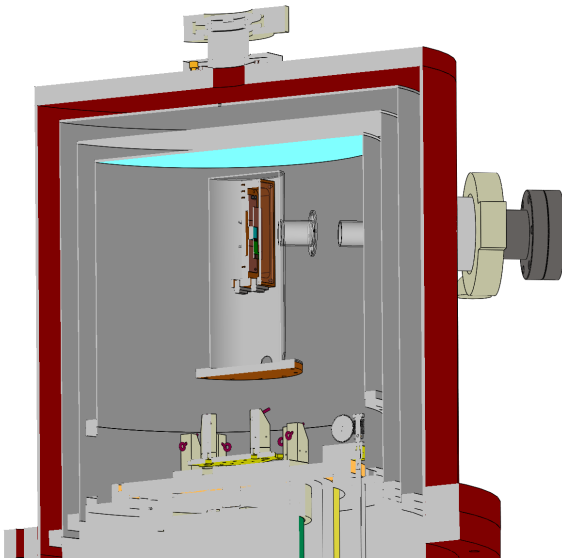
Tout d'abord, le détecteur HVeV a été simplifié comme étant un simple cristal de Si sandwiché entre 2 plaques de verre. Les plaques sont en fait des plaques de circuits imprimés (PCB pour Printed Circuit Board). Cependant, comme Geant4 ne possède pas ce matériel dans ces éléments de base, les plaques de verre ont été utilisées puisqu'elles représentaient les composantes principales du PCB. Les dimensions des plaques de PCB et du cristal modélisés sont celles mesurées. Tous les éléments électroniques (incluant les TES) et les éléments de support ont été omis de la modélisation. La figure 3.1 présente une photo du HVeV et une image de sa modélisation à titre comparatif.

Pour ce qui est de l'ADR, nous avons modélisé la boîte de cuivre (Cu), le 'cold finger', un cylindre fait de niobium (Nb), et les 4 cylindres de blindage fait d'Al avec leurs museaux. Les museaux sont des cylindres servant de collimateurs pour le faisceau, voir les tiges sortant du premier et dernier cylindre de la figure 3.2(c). Nous n'avons cependant pas inclus les liquides cryogéniques ni aucune autre composante se trouvant sous les cylindres de blindage. La figure 3.2(a) présente une coupure transversale de l'ADR complet omettant uniquement les liquides cryogéniques. Toutes les dimensions utilisées pour modéliser l'ADR ont été tirées d'un dessin effectué dans le logiciel SolidWorks fourni par VeriCold, qui est le fabricant de cet appareil. La figure 3.2 montre la modélisation faite en GEANT4 à droite et celle provenant du fabricant (VeriCold) à gauche, en SolidWorks.

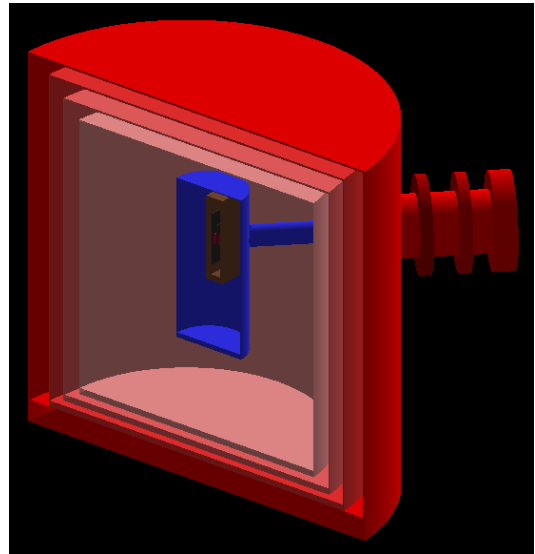
Pour la boîte de Cu, elle a été simplifiée comme un prisme à base rectangulaire ayant une région vide au centre, où se trouve le HVeV. J'ometts la partie inférieure arrière (côté opposé du faisceau par rapport au HVeV) de la boîte qui sert de support.



(a) Dessin SolidWorks de VeriCold



(b) Dessin SolidWorks de VeriCold



(c) Modélisation GEANT4

**Fig. 3.2.** ADR avec une coupe transversale dans le plan qui contient le faisceau. Le faisceau traverse ainsi uniquement les cylindres (et non les museaux), et traverse la boîte de cuivre ainsi que le cristal de Si de manière perpendiculaire à leur surface.

Pour les cylindres de blindage, l'un est fait de Nb et les 4 autres d'Al. Le cylindre de Nb ne possède qu'un museau alors que les autres en ont 2. Ses museaux sont de taille différente pour chaque couche et sont tous scellés par du mylar à l'exception du cylindre le plus externe. Celui-ci est, d'un côté, scellé par une plaque de Béryllium (Be) et maintenu en place avec des colliers de serrage d'acier inoxydable et de l'autre côté, scellé par une plaque d'acier inoxydable maintenue en place pas des colliers de serrage en acier inoxydable.

Les approximations faites sont principalement l'absence de la région inférieure, l'absence des supports pour chaque composante, ainsi que l'absence de l'électronique. Toutes les composantes omises se trouvent en dehors de la trajectoire du faisceau et ne pourraient donc affecter le signal que par diffusion d'une particule ayant déjà été diffusée, ce qui arrive beaucoup moins fréquemment que les interactions directes avec le HVEV. Ainsi puisque les

éléments omis sont tous de petites tailles ou se trouvent à de grandes distances du détecteur, leur inclusion n'aurait causé qu'un faible changement sur le nombre d'événements.

Ces simulations ont été effectuées avant que nous arrivions à TUNL et la modélisation a été basée, en quasi-totalité, sur le dessin SolidWorks. Cependant, une fois sur place, nous avons découvert un désaccord entre le dessin SolidWorks fourni par VeriCold et l'ADR, en particulier la longueur du cylindre extérieur de l'ADR. Cette différence se trouvait dans la région du bas, qui n'est pas simulée, et n'affecte donc pas la simulation. Par contre, cela remet en question l'exactitude des valeurs se trouvant dans le dessin SolidWorks. Les valeurs les plus importantes pour cette simulation (soit le rayon et l'épaisseur de chaque couche de blindage) n'ont malheureusement pas été mesurées expérimentalement, mais semblent être juste au meilleur de nos connaissances.

Cette modélisation fut ensuite utilisée pour déterminer quelles seraient la cible et l'énergie des protons idéales pour obtenir le faisceau de neutrons optimal pour cette expérience.

### 3.2. Simulations de différents faisceaux

Nous avons ensuite utilisé la modélisation pour maximiser le temps de prise de données consacré au signal de neutrons. Pour ce faire, nous devons maximiser le ratio signal sur bruit, tout en optimisant le temps mort du détecteur.

Le temps mort représente le temps où la résistance du TES n'est pas celle à 30% de la phase de transition de supraconduction, soit le temps suivant une interaction dans le HVeV où il y a encore des quasi-particules dans le TES qui ne se sont pas combinées en paires de Cooper. Le temps mort est appelé ainsi car si une particule venait interagir dans le détecteur à ce moment, nous ne pourrions utiliser l'événement, puisque que nous ne pouvons que de déterminer l'énergie totale sans pouvoir dissocier la quantité d'énergie appartenant à chaque événement. Ce phénomène d'événement multiple est appelé entassement. Ainsi, d'un côté nous voulons augmenter le temps mort, puisque cela augmente le temps où nous obtenons un signal provenant d'un neutron, mais d'un autre côté, nous voulons le diminuer afin de minimiser l'effet d'entassement qui résulte en une perte de signal. Le ratio signal sur bruit quant à lui est l'énergie déposée par les neutrons (le signal) divisé par celle déposée par les gammas (le principal bruit de fond). Plus il y a d'énergie déposée dans le HVeV, plus le temps mort sera grand. Ainsi, le fait d'utiliser l'énergie déposée (au lieu du nombre d'événements) nous indique le temps utilisé par le signal et par le bruit de fond.

Nous avons choisi d'utiliser une cible de LiF pour produire les neutrons. Cependant, il nous fallait encore déterminer l'énergie du faisceau de protons, qui la frappera pour produire le faisceau de neutrons ainsi que le matériel placé après la cible, appelé "backing" qui sert à stopper les protons après qu'ils aient traversé la cible. Nous avons 2 options pour l'énergie du faisceau de protons, soit des énergies de neutrons de 55.7 keV et 187 keV qui ont de bonnes



sections efficaces dans le Si, et 2 autres options pour le "backing" de la cible, le tantale (Ta) et l'Al.

Pour ce faire, nous devons simuler le faisceau de particules produites par chaque option de cible. GEANT4 n'est cependant pas en mesure de simuler précisément toutes les particules qui seraient produites par un faisceau de protons frappant une cible. Nous avons ainsi décidé de simuler directement les neutrons et gammas résultant des interactions entre le faisceau de protons et la cible. Pour déterminer l'énergie et la fréquence des particules produites, nous avons utilisé des mesures de la section efficace d'interactions pour les différentes réactions nucléaires se produisant dans la cible. Les sections efficaces pour les interactions proton-LiF sont présentées dans le tableau 3.1 pour les deux énergies de protons étudiées, 1886 et 1966 keV. Ces réactions et ces sections efficaces seront utilisées pour notre simulation, mais nous négligerons les particules produites par deux phénomènes. Les premières particules négligées sont les photons produits par la désintégration du  ${}^7\text{Be}$ . Le  ${}^7\text{Be}$  produit par la réaction  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  n'est pas stable et a une demi-vie de 56 jours avec 10% de chance de produire des photons de 477 keV lors de sa désintégration. Ces photons ne sont cependant pas considérés puisque notre prise de données ne dure que  $\sim 10$  jours actifs. Les seconds négligés sont les neutrons produits en direction opposée au HVeV dans le référentiel du centre de masse mais qui, dans le référentiel du laboratoire, se déplacent en direction du HVeV avec des énergies de 11 et 6 keV pour des faisceaux de 1886 et 1966 keV respectivement. Ces neutrons sont de trop faible énergie pour pouvoir être détectés par les PMTs et sont ainsi également considérés comme du bruit de fond. L'énergie déposée dans le HVeV par le bruit de fond causé par les neutrons est déjà suffisamment importante, et cet ajout au bruit de fond est négligeable.

Réaction nucléaire	Énergie du n ou $\gamma$ produit [keV]	Section efficace [mb/sr]		Référence
		1886	1966	
Énergie du faisceau de proton [keV]		1886	1966	
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	55.7	57.26	-	[8]
[.1cm] ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	187	-	47	[8]
[.1cm] ${}^{19}\text{F}(p,p\gamma_1)$	110	2.31	4.04	[6]
${}^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$	6048, 6915 et 7115	8.1	17.7	[9]
${}^7\text{Li}(p,p'_1)$	478	6.1	5.9	[6]

**Tableau 3.1.** Particules produites via différents processus lorsqu'une cible de LiF est frappée par des protons de 1886 ou de 1966 keV produisant des gammas et des neutrons de 55.7 ou 187 keV respectivement, ainsi que leur taux de production.

Connaissant la section efficace de faisceaux de protons sur le LiF, nous pouvons calculer le taux de production des particules en fonction du courant du faisceau, qui est la section efficace multipliée par le flux incident:

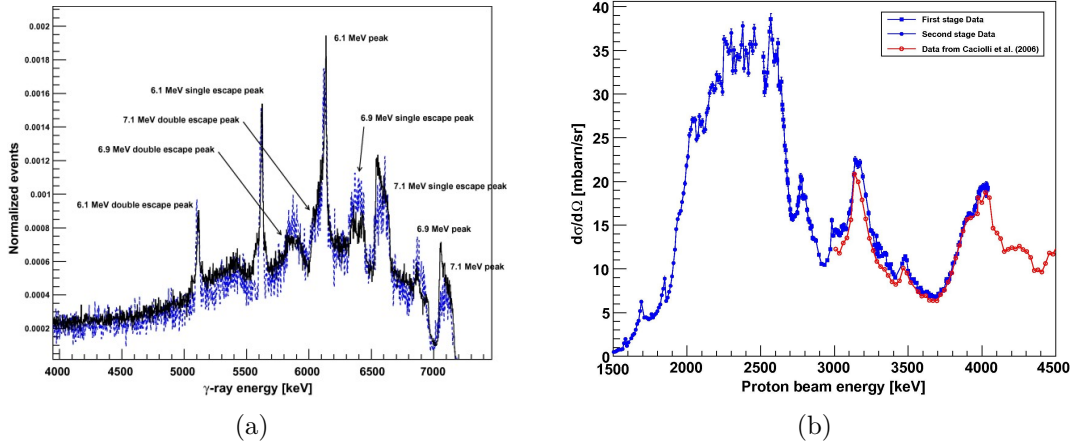
$$\text{Nombre de particules produites} = \sigma \times \frac{N_A L \rho}{Aq} \quad (3.2.1)$$

où  $\sigma$  est la section efficace, du tableau 3.1,  $N_A$  est le nombre d'Avogadro,  $L$  est l'épaisseur de la cible, soit 100nm,  $\rho$  est la densité de la cible, soit 2.64 g/cm<sup>3</sup> pour le LiF,  $A$  est la masse molaire de la cible, soit 25.939 g/mole pour le LiF et  $q$  est la charge élémentaire. Nous pouvons ainsi déterminer le taux de production de neutrons pour nos faisceaux de neutrons, ce qui nous permet de comparer le taux de production de gammas produit par le "backing" d'Al au taux de neutrons produits. Ces taux sont présentés dans le tableau 3.2.

Réaction nucléaire	Énergie des $\gamma$ produits [keV]	taux de production [/sr/ $\mu$ C]			Référence
Énergie du faisceau de proton [keV]		1886	1966	2000	
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	-	217703	178694	-	
${}^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)$	170	-	-	1300	[8]
${}^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)$	844	22830	22700	-	[12][18]
${}^{27}\text{Al}(p,p'\gamma)$	1014	19890	29465	-	[12][18]
${}^{27}\text{Al}(p,p\alpha){}^{24}\text{Mg}$	1369	6370	8580	-	[12][18]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	1779	-	-	6300	[12]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	5110	-	-	2206	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	5500-6500	-	-	2544	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	6669	-	-	3271	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	8940	-	-	1281	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	8500-9500	-	-	694	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	10500-11500	-	-	8999	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	11500-12500	-	-	533	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	12500-13500	-	-	205	[15]
${}^{27}\text{Al}(p,\gamma){}^{28}\text{Si}$	13500-14500	-	-	38	[15]

**Tableau 3.2.** Particules produites via différent processus lorsqu'une cible d'Al est frappée par des protons de différentes énergies produisant des gammas avec leur taux de production relatif au taux de neutrons produit par une cible de LiF calculé utilisant le tableau 3.1 et l'équation 3.2.1.

Le taux de gammas produit par l'Al à certaines énergies est inconnu pour des faisceaux de protons d'énergie de 1886 et 1966 keV, mais il est connu pour un faisceau de 2000 keV.

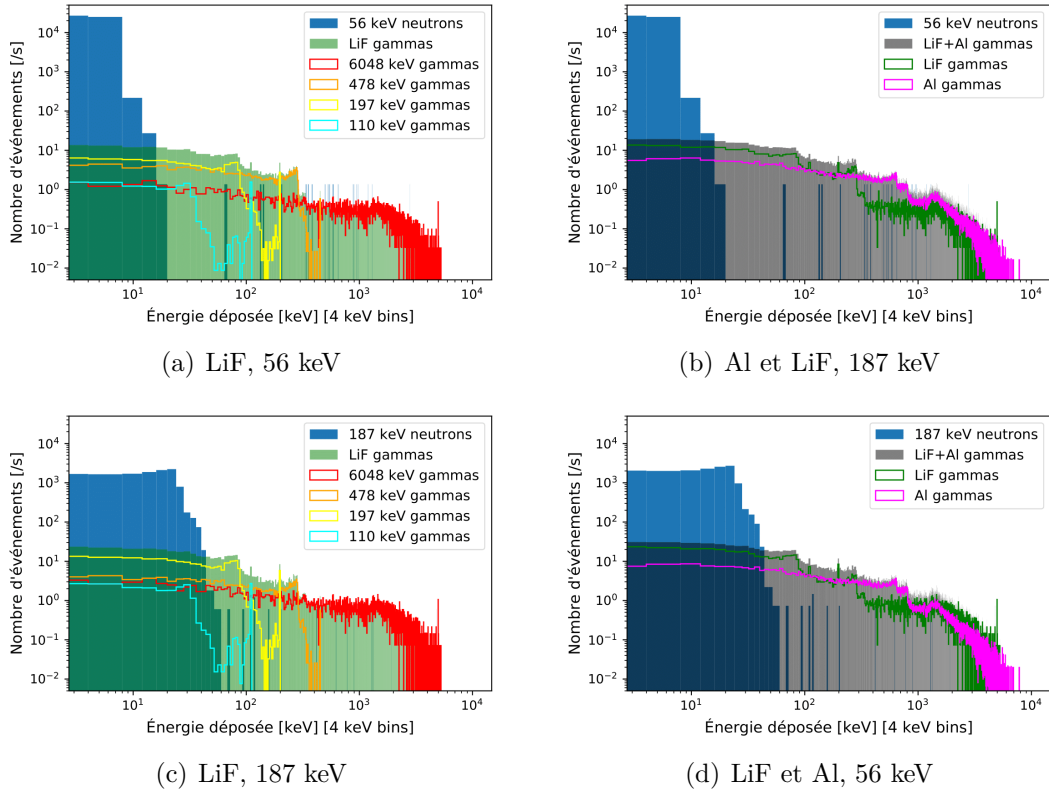


**Fig. 3.3.** (a) Spectre d'énergie des gammas produits par la réaction  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ , (b) section efficace de production de gammas d'énergie entre 5 et 7.2 MeV par  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ . [9]

Le taux de production de gammas tend à décroître avec la baisse d'énergie du faisceau de protons. Cependant on ne peut savoir de combien et chaque réaction varie. Nous avons donc supposé que le taux de production à 2 MeV est le même à 1886 et à 1966 keV, ce qui résulte en une surestimation du nombre de gammas produits, mais qui devrait tout de même être de même ordre de grandeur.

Pour simplifier les simulations, nous avons fait l'approximation que toutes les particules produites avaient une distribution mono-énergétique. Pour certaines réactions nucléaires, les sections efficaces fournies par les expériences de mesures sont données pour plusieurs gammas de différentes énergies. Dans le cas de gammas dans une certaine bande d'énergie, comme c'est le cas au tableau 3.2, nous utilisons l'énergie du centre de l'intervalle. Pour la réaction  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ , qui produit principalement des gammas de 3 énergies, nous utilisons l'énergie du gamma ayant la plus grande section efficace. La section efficace pour la réaction  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$  correspond à celle de tous les gammas produits d'énergie entre 5 à 7.2 et dont la section efficace est présentée à la figure 3.3(b) et le spectre d'énergie dans la figure 3.3(a). On constate que l'énergie dominante des gammas produits est de 6129 keV et utilisons ainsi l'approximation d'un spectre mono-énergétique à cette énergie ayant la section efficace de tous les gammas de 5 à 7.2 MeV produits par cette réaction.

Afin d'obtenir de bonnes statiques, sur la probabilité qu'une particule provenant de la cible interagisse avec le HVeV, j'ai simulé 500,000 particules pour chaque énergie de réaction nucléaire. Le nombre simulé de particules a été choisi de manière arbitraire, simplement pour ne pas utiliser trop de temps de calcul tout en ayant une taille d'échantillon respectable. J'ai ainsi simulé 2 faisceaux de neutrons et 17 faisceaux de gammas, chacun monoénergétique avec 500,000 particules, produisant un spectre d'énergie déposée dans le HVeV pour chaque simulation.



**Fig. 3.4.** Spectre d'énergie déposée dans le HVeV par seconde par des particules produite par une cible de LiF de 100 nm d'épaisseur. a, b pour un faisceau de 1886 keV, produisant des neutrons de 56 keV. c, d pour un faisceau de 1966 keV, produisant des 56 keV. a et c présente une cible de LiF sans "backing", et b, d pour une cible de LiF avec une "backing" d'Al. Ces spectre sont produits en raison de la petite taille (0.4mm d'épaisseur) et faible Z (14), la plupart de photons font des diffusions Compton et ne déposent pas toute leur énergie. Nous obtenons ainsi ces spectres.

Deux normalisations sont ensuite faites. La première en utilisant les sections efficaces et les taux de production présentés au tableau 3.1 et 3.2, et la seconde en normalisant au taux attendu d'événements par seconde.

Le flux de neutrons au HVeV attendu est calculé en utilisant le taux de production en /sr/ $\mu$ C, donné par l'équation 3.2.1, un courant de faisceau de 400nA et la distance entre la cible et le détecteur, soit 70 cm. Nous trouvons ainsi, pour les neutrons de 55.7 keV, 17.77 n/cm<sup>2</sup>/s et 14.59 n/cm<sup>2</sup>/s pour ceux de 187 keV. Les distributions d'énergie déposées dans le HVeV par seconde pour nos différents candidats sont présentées dans la figure 3.4 et le tableau 3.3 présente le nombre d'événements ainsi que l'énergie déposée dans le HVeV par secondes.

Des résultats obtenus par nos simulations, présentés au tableau 3.3, on constate premièrement que l'Al a pour effet d'environ doubler le nombre de gammas produits ainsi que l'énergie déposée par ceux-ci. Il est important de se rappeler que les taux de production de

		Événements/s		Énergie déposée [keV/s]		
		Neutrons	Gammas	Neutrons	Gammas	S/N
56 keV	LiF	1.36	0.08	5.81	44.95	0.1292
	LiF+Al	1.36	0.17	5.81	108.7	0.0535
187 keV	LiF	0.60	0.14	9.02	93.72	0.0962
	LiF+Al	0.60	0.27	9.02	177.2	0.0509

**Tableau 3.3.** Nombre d'événements dans le HVeV ainsi que l'énergie déposée dans celui-ci par seconde pour des faisceaux de neutrons de 56 keV et 187 keV produits par une cible de LiF de 100 nm en utilisant ou non un "backing" d'Al. Le nombre d'événements représente le nombre de particules qui interagissent avec le détecteur selon des simulations pour un flux calculé. S/N représente le ratio du signal sur le bruit, soit l'énergie déposée par les neutrons sur l'énergie déposée par les gammas.

gammas de 170 keV et de 1779 à 14500 keV ont été surévalués (nous avons utilisé le taux à 2 MeV pour 1886 et 1966 keV) par probablement moins d'un ordre de grandeur, ce qui reste une augmentation significative. Ainsi, puisque nous savons que le taux de production de gammas par le Ta est négligeable, des expériences précédentes utilisant cette cible, nous ne changerons pas le "backing" de Ta pour un d'Al.

Pour ce qui est de l'énergie du faisceau de neutrons, on se rappelle que ce que nous cherchons à maximiser est le ratio signal sur bruit. Le faisceau de 56 keV possède un S/N plus élevé, un nombre d'événements plus haut et une énergie totale déposée dans le détecteur plus faible. Le faisceau de 56 keV a donc été choisi puisqu'il surpasse celui de 187 keV sur tous les fronts.

### 3.3. Simulation de l'épaisseur de la cible de LiF

Une autre considération fut ensuite de déterminer l'épaisseur de la cible de LiF. Nous possédions déjà une cible de 100 nm, mais nous voulions nous assurer qu'elle optimisait bien le temps mort dans le HVeV. Les paramètres à considérer ici sont:

- (1) La relation entre l'énergie déposée et le temps mort.
- (2) L'effet de l'épaisseur de la cible sur la production de particules (effet sur énergie déposée).
- (3) Le temps mort pour les différents régimes d'opérations, soit de 0 à 180 V, signifiant que nous devons tenir compte de l'effet Neganov-Trofimov-Luke (NTL).

Premièrement, le temps mort en fonction de l'énergie déposée ( $t_m$ ) fut mesurée par Valentina Novati de l'Université Stanford, comme étant de l'ordre de  $6.5 \times 10^{-5}$  s/keV. Afin de déterminer le pourcentage de temps mort ( $T_m$  [%]), nous allons supposer que les événements d'interactions avec le HVeV surviennent selon un processus de Poisson, et ainsi le  $T_m$  est donné par:

$$T_m = 1 - e^{-E_{dep}t_m} \quad (3.3.1)$$

où  $E_{dep}$  est l'énergie totale déposée dans le HVeV par les protons et les neutrons en keV/s et  $t_m$  est le temps mort en s/keV. Afin d'optimiser le pourcentage de temps mort, nous voulons avoir le temps mort le plus élevé tout en ayant le moins d'empilement possible. Introduisons le terme, temps de données ( $T_{data}$  [%]), qui représente le pourcentage de temps mort où il n'y a pas d'entassement). Notez que ceci ne représente pas le temps de signal, puisque  $T_{data}$  inclut le temps utilisé par le bruit de fond des gammas.

Si l'on considère une nouvelle particule interagissant dans le HVeV qui a un temps mort de  $T_m$ , alors elle a  $T_m$ % de chance de causer de l'entassement, ainsi  $T_{data}$  est simplement:

$$T_{data} = T_m(1 - T_m) \quad (3.3.2)$$

De 3.3.2, on obtient que le temps mort optimal est à  $T_m = 50\%$ , où nous avons  $T_{data} = 25\%$ . Il est à noter que l'entassement ne réduit pas le temps mort  $T_m$ , puisqu'il est déterminé par le temps que le TES prend pour retourner à son état d'opération, ainsi si une seconde particule dépose de l'énergie alors que le TES n'y est pas encore, ces nouvelles quasi-particules dans le TES sont simplement additives et donc l'entassement n'affecte ni l'énergie totale déposée ni le temps mort [s/keV].

Ultimement, ce que nous cherchons à maximiser est le pourcentage de temps de la prise de données consacré aux neutrons où il n'y a pas d'entassement ( $T_{n data}$  [%]), ce qui peut être écrit sous la forme suivante:

$$T_{n data} = T_{data} \frac{E_{n dep}}{E_{tot dep}} \quad (3.3.3)$$

où  $E_{n dep}$  est l'énergie déposée par les neutrons dans le HVeV par unité de temps, et  $E_{tot dep}$  l'énergie totale déposée dans la même unité de temps par les neutrons et les gammas.

Ensuite, dans le régime que nous considérons, de 50 à 200 nm, l'augmentation de l'épaisseur de la cible accroît le nombre de gammas et de neutrons produits pratiquement de manière linéaire. Cependant, l'impact principal de l'augmentation de l'épaisseur sur les neutrons est l'élargissement du spectre d'énergie. Ainsi, puisque le pic de résonance du Si est étroit, cette augmentation du nombre de neutrons incidents ne résulte pas en une augmentation du nombre d'événements dans le HVeV. Cela résulte uniquement en une augmentation de la probabilité de chevauchement entre le spectre d'énergie des neutrons et la résonance du Si.

Puisque nous connaissons le taux d'interactions pour une cible de 100nm, nous pouvons, dans la région d'épaisseur de 50 à 200 nm, faire l'approximation que:

$$\#\gamma(L) = \#\gamma(100nm) * L/100nm \quad (3.3.4)$$

$$\#n(L) = \#n(100nm) \quad (3.3.5)$$

où  $L$  est l'épaisseur de la cible,  $\#\gamma$  est le nombre de gammas qui causent un signal dans le HVeV et  $\#n$  est le nombre de neutrons qui causent un signal dans le HVeV.

Finalement, nous devons considérer le gain qui est engendré par le potentiel qui traverse le cristal, puisqu'il n'affecte pas les reculs nucléaires (neutrons) et électroniques (gammas) de la même manière. Ce gain, dû à l'effet NTL, est décrit dans la section 2.3 et est explicité ici:

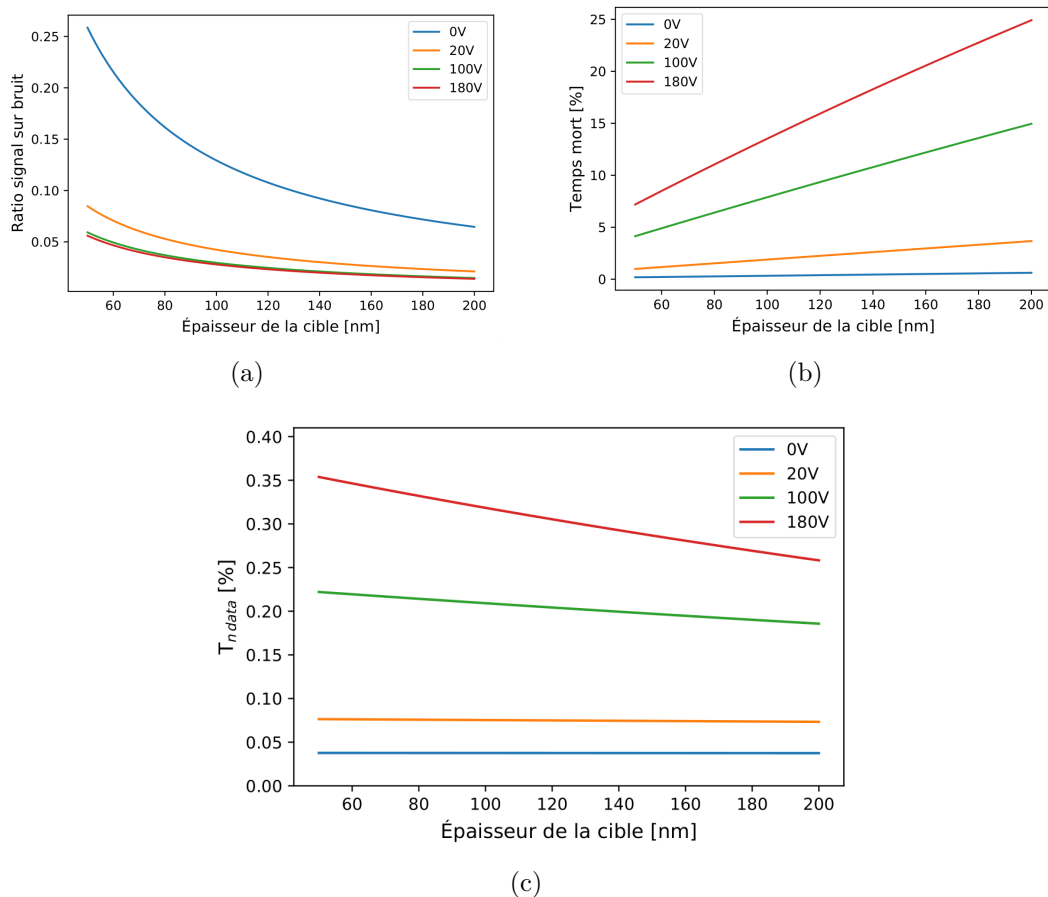
$$E_{NTL} = E_{dep} \left( 1 + Y \frac{e \cdot V}{\epsilon} \right) \quad (3.3.6)$$

où  $E_{NTL}$  est l'énergie mesurée avec le gain de NTL,  $E_{dep}$  est l'énergie déposée,  $\epsilon$  est l'énergie de liaison d'une paire d'électron trou (3.8 eV pour le Si) et  $Y$  est le taux d'ionisation, ce que l'on veut mesurer pour les neutrons et a une valeur de 1 pour les gammas. Comme nous le verrons dans le chapitre 4, cette valeur varie en fonction de l'énergie déposée. Cependant, pour ce calcul, nous l'approximerons comme une constante ayant la valeur mesurée dans la région de 5 keV, soit  $Y=0.2$ .

Utilisant tout ce que nous avons vu dans ce chapitre, nous obtenons la figure 3.5 qui présente l'impact de l'épaisseur et du voltage sur le temps mort [%], le ratio signal sur bruit et le temps de données des neutrons ( $T_{n\ data}$ ).

Pour prendre notre décision sur l'épaisseur de la cible, comme mentionné précédemment, nous cherchons à maximiser  $T_{n\ data}$ , ce qui est présenté dans la figure 3.5(c). On remarque que l'épaisseur de la cible, dans la région considérée, n'a pas un grand impact sur  $T_{n\ data}$ , mais que cet impact augmente légèrement avec l'amincissement de la cible. Cependant, cette augmentation de  $T_{n\ data}$  n'est pas suffisante pour justifier les risques associés. Premièrement, pour des cibles plus minces, l'uniformité de la surface est réduite, et l'incertitude sur son épaisseur augmente. Un autre point important est que la largeur de la distribution d'énergie des neutrons produits serait plus faible, ce qui augmente nos chances d'avoir un mauvais recouvrement entre l'énergie des neutrons et l'énergie de résonance du Si. Nous choisissons ainsi de garder la cible de 100 nm.

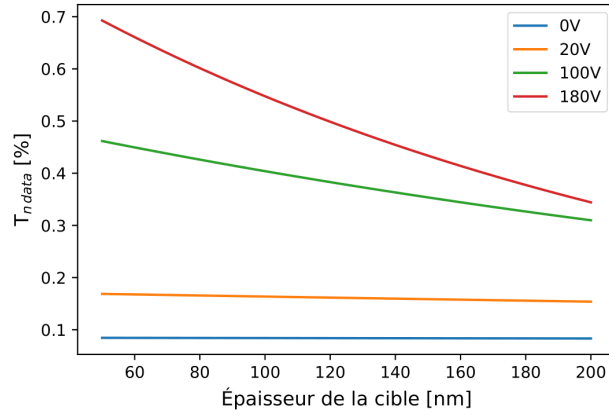
Il est à noter que les résultats présentés ici sont pour un faisceau de courant de 400 nA et que lors de nos prises de données, nous avons atteint jusqu'à 900 nA, où le flux de neutrons de 56 keV passe de 17.77 /cm<sup>2</sup>/s à 39.99 /cm<sup>2</sup>/s, ce qui résulte aux  $T_{n\ data}$  présentés à la figure 3.6. Ceci valide davantage notre choix d'épaisseur, puisque même à l'intensité de faisceau le



**Fig. 3.5.** Courbes représentant l'effet de l'épaisseur de la cible de LiF, pour les 4 voltages appliqués sur le HVeV lors de l'expérience sur (a) le ratio signal sur bruit (b) le temps mort et (c) le temps mort sans empilement produit par des neutrons. Nous avons ultimement choisi une cible d'épaisseur 100 nm.

plus élevé que nous allons atteindre, nous n'obtiendrions au plus qu'une augmentation du signal de  $\sim 25\%$ , à 180 V.





**Fig. 3.6.** Courbes représentant l'effet de l'épaisseur de la cible de LiF sur le temps mort sans empilement produit par des neutrons pour les 4 voltages appliqués sur le HVeV en utilisant un faisceau de courant 900 nA. Nous avons ultimement choisi une cible d'épaisseur 100 nm.



# Chapitre 4

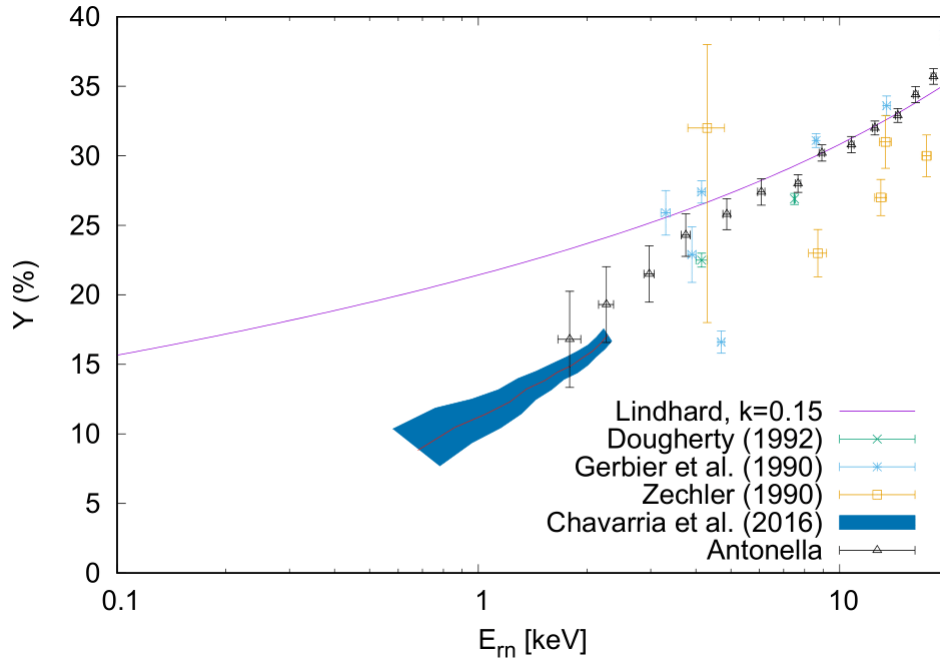
---

## Mesure effectuée à TUNL

Au cours de l'été 2019, nous sommes allés à TUNL (**T**riangle **U**niversities **N**uclear **L**aboratory), un groupe de recherche axé sur la physique nucléaire qui regroupe 3 universités, qui est basé se en Caroline du Nord et qui possède un accélérateur de type Van de Graaff à l'Université Duke, à Durham. Nous sommes allés à TUNL dans le but d'utiliser leur accélérateur pour mesurer le taux d'ionisation d'un détecteur de type HVeV dans le cadre du projet IMPACT (**I**onization **M**easurement with **P**honons **A**t **C**ryogenic **T**emperatures ou mesure d'ionisation à l'aide de phonons à des température cryogéniques).

Les membre du groupe de l'Université de Northwestern à Evanston, Illinois, sont arrivés à TUNL le 22 juin. Ils ont installé le système d'acquisition de données (DAQ) permettant de contrôler le détecteur et son système de réfrigération, et de mesurer les signaux en provenant. Notre groupe, de l'Université de Montréal, est arrivé le 24 juin pour assembler et aligner le montage avec le faisceau. Nous avons ensuite pris des données du 3 au 22 juillet, période pendant laquelle j'ai pris le plus de rondes, étant au laboratoire tous les jours, à l'exception d'une journée pour des raisons de maladie. J'ai pris toutes ces rondes puisque j'avais précédemment été formé sur l'utilisation des systèmes nécessaires au fonctionnement de tous les aspects du détecteur.

À TUNL, nous avons utilisé un faisceau de neutrons de  $\sim 56$  keV pour calibrer notre détecteur HVeV et pour mesurer son taux d'ionisation ainsi causé par des reculs nucléaires à 6 énergies allant de 0.1 à 4 keV. Ces limites pour l'énergie ont été choisies puisque nous nous attendons à ce que 100 eV soit la limite inférieure à laquelle le détecteur que nous utiliserons à SNOLAB pourrait atteindre. Lindhard décrit très précisément le taux d'ionisation dans le Si causé par des reculs nucléaires [25]. Cependant, cette théorie ne coïncide pas avec les données expérimentales effectuées récemment par [26] pour des énergies de moins de  $\sim 4$  keV, comme le montre la figure 4.1. Nous avons donc choisi de concentrer nos efforts dans cette région moins bien comprise. De plus, il n'existait aucune donnée sur le taux d'ionisation du Si sous 800 eV, ce pour quoi la majorité de nos données sont prises dans la région de 100 à 750 eV.

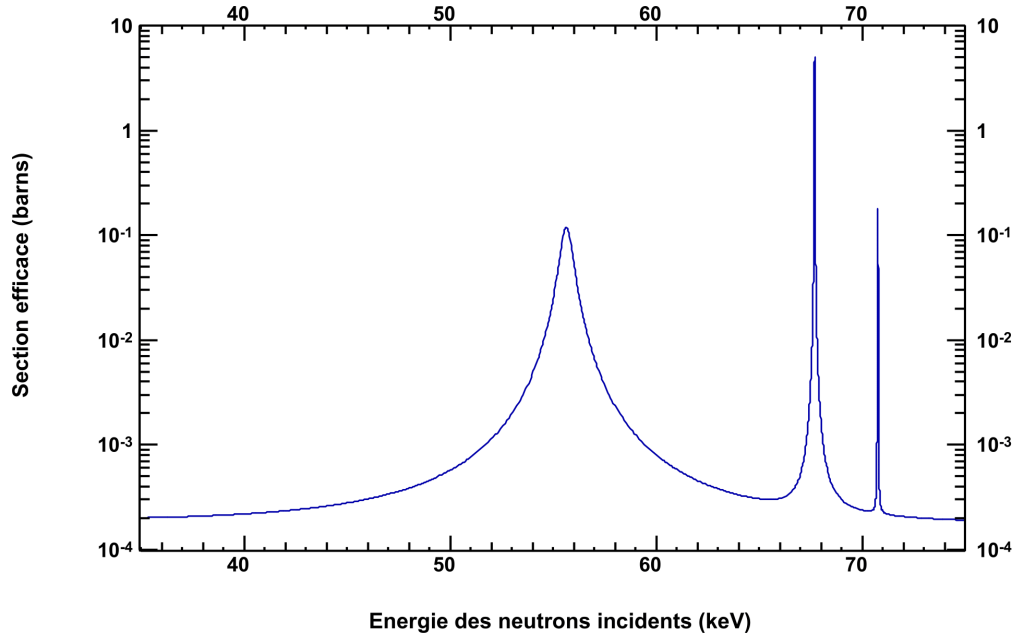


**Fig. 4.1.** Données expérimentales du taux d’ionisation du Si ( $Y$ ) en fonction de l’énergie de recul causé par des neutrons incidents ( $E_m$ ). [14] [16] [27] [10] [26]

Pour cette mesure, nous avons eu recours à 3 systèmes indépendants, soit:

- (1) Le faisceau de neutrons, qui est composé du faisceau de protons générés par l’accélérateur Van de Graff, la cible de LiF, ainsi que le moniteur de détection de faisceau, Section 4.1.1;
- (2) Le Détecteur de Si, qui consiste en un système de réfrigération cryogénique, le HVeV, décrit au chapitre 2 et le système d’acquisition des données (DAQ) présent par le détecteur, Section 4.3;
- (3) Les systèmes des scintillateurs liquides, qui incluent les scintillateurs liquides (SL), les PMTs ainsi que leurs propres DAQs, Section 4.2 et 4.3.

Toutes ces composantes sont nécessaires afin de déterminer le taux d’ionisation du Si ( $Y_{Si}$ ). La cible de LiF produit un faisceau de neutrons qui interagit avec le HVeV en y déposant de l’énergie et en étant diffusé puis, dépendamment de son angle de diffusion, qui peut interagir dans un scintillateurs liquides (SL) en y déposant encore de l’énergie. Un scintillateur liquide est un matériel qui produit des photons lorsqu’une particule, tel un neutrons ou un gamma, interagit avec celui-ci, de manière proportionnel à l’énergie déposé. Un tube photomultiplicateur (PMT) permet de détecter des photons en amplifiant de plusieurs ordres de grandeur le signal. Ainsi, lorsque l’on couple un PMT à un SL, nous sommes en mesure de déterminer l’énergie déposée et, à l’aide d’un test de coïncidence avec le moniteur de détection de faisceau, de déterminer le type d’interaction qui a eu lieu dans le HVeV (nucléaire ou électronique). Ceci est dû au fait que les gammas et les neutrons ne prennent



**Fig. 4.2.** Données expérimentales de la section efficace élastique d'un neutron incident sur le Si. Source: base de données ENDF/B-VII pour le  $^{28}\text{Si}$  utilisant la section efficace élastique.

pas le même temps pour se rendre du HVeV au SL, et en connaissant la position des SL, nous pouvons déterminer combien de temps devrait se passer entre les 2 interactions. Aussi, les SL sont placés à différentes positions qui représentent des angles de diffusion de particules depuis le HVeV, ce qui nous indique l'énergie déposée dans le HVeV, et nous permet ainsi de calculer  $Y$  en utilisant l'équation 2.3.2.

## 4.1. Montage

### 4.1.1. Faisceau de neutron

TUNL possède un accélérateur de type tandem, pouvant produire un faisceau pulsé ayant une fréquence maximale de 2.5 MHz. Pour notre expérience, ce faisceau frappe une cible de LiF pour produire des neutrons par la réaction  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , ainsi que des gammas de différentes énergies.

Au chapitre 3, nous avons choisi d'utiliser un faisceau de protons de 1886 keV et une cible de LiF de 100 nm pour ainsi produire des neutrons de 56 keV. Cette énergie de neutrons a été choisie afin de maximiser l'efficacité d'interaction des neutrons avec le HVeV, puisque le Si a une résonance à 55.7 keV, comme il est présenté à la figure 4.2. Le faisceau de neutrons produit n'est pas monoénergétique et, pour une cible de LiF de 100 nm, l'atténuation de l'énergie des protons peut atteindre  $\sim 11.6$  keV, ce qui correspond à une largeur d'énergie des neutrons produits de  $\sim 2.16$  keV, et nous permet d'avoir un recouvrement adéquat avec le pic de résonance du Si.

Le faisceau que nous utilisons est pulsé à la fréquence la plus élevée et produit l'intensité maximale possible. Le faisceau produit un pulse d'une durée de 2 ns, toutes les 400 ns. Ces pulses sont mesurés par un moniteur de détection de faisceau (BPM pour **B**eam **P**ickup **M**onitor), qui est installé autour de la ligne du faisceau, un peu plus d'un mètre avant la cible. Le BPM détecte le champ magnétique produit par les charges en mouvement dans la ligne du faisceau et envoie ce signal au DAQ des PMT, nous verrons dans la section 4.2, comment ces signaux sont utilisés.

#### 4.1.2. Cycle de recyclage de l'ADR

Le fonctionnement du Réfrigérateur à Désaimantation Adiabatique (ADR) a été présenté dans la section 2.2 et impliquait 3 sections, le bain de LN<sub>2</sub>, le bain de LHe et le sel qui absorbe la chaleur avec la réduction du courant le traversant. Chacun de ces 3 systèmes a besoin d'être renouvelé. Le courant dans le sel doit être continuellement diminué afin de garder le HVeV à 52 mK et éventuellement, il n'y a plus de courant à diminuer. Le courant maximal pouvant être appliqué initialement permet de maintenir le HVeV à 52 mK jusqu'à 12h avant qu'il n'en reste plus et cela prend ensuite quelques heures à réinitialiser. Pour cette raison, nous ne faisons qu'un cycle de recyclage par jour nous permettant de prendre jusqu'à 12h de données.

Les bains de liquides cryogéniques dans l'ADR, surtout celui de LHe, présentent un risque. Si un liquide cryogénique est maintenu dans un réservoir clos, la pression s'y accumule, ce qui augmente la température, ce qui fait s'évaporer plus de liquide cryogénique, ce qui augmente la pression et forme une boucle de rétroaction positive qui résulte en un relâchement de cette pression accumulée de manière violente et destructive. Pour cette raison, les réservoirs de liquides cryogéniques possèdent toujours une voie permettant au gaz de s'échapper. Aux températures de nos bains, l'entrée d'air ou l'eau qu'elle contient peut geler et bloquer la sortie. Cela nécessite des procédures strictes entourant le remplissage des bains. Le bain de LN<sub>2</sub> doit être rempli tous les 2 jours et le bain de LHe chaque jour. Le bain de LN<sub>2</sub> est simplement rempli en connectant un dewar de LN<sub>2</sub> au port d'entrée du bain. Pour le bain de LHe, qui est maintenu sous vide afin d'atteindre 2 K, nous devons d'abord le réchauffer à 4 K et le dépressuriser à la pression atmosphérique avant de pouvoir le remplir et de le remettre sous vide.

## 4.2. Scintillateurs liquides et PMTs

Lors de cette expérience, nous avons utilisé 29 PMTs couplés à des scintillateurs liquides dans des cylindres d'un pouce de diamètre et 2 pouces de hauteur. Ce nombre a été choisi pour des raisons logistiques, puisque notre DAQ ne possédait que 32 canaux, les 3 autres étant utilisés pour le BPM et 2 signaux de synchronisation.

Les scintillateurs liquides (SL) utilisés ont été produits et couplés à des PMTs par Eljen [4]. Les PMTs étaient tous des Hamamatsu de modèle R7724 ou équivalent et les scintillateurs liquides ont été fournis par 2 institutions [3]. TUNL nous a fourni les 26 de modèle EJ-309 qu'il possédait et les 3 autres, de modèle EJ-301 proviennent de Fermilab [2].

Afin d'être en mesure de détecter le faible dépôt d'énergie des neutrons, nous avons besoin d'un gain maximal, nécessitant que le voltage appliqué aux PMTs soit aux limites de leur capacité, ce qui permet d'atteindre une énergie de seuil de déclenchement de  $\sim 3$  keV<sub>ee</sub> pour des taux d'événements de moins de 100 Hz dans chaque détecteur. Notre signal provient de neutrons de  $\sim 56$  keV, qui ont un facteur d'atténuation de 10% dans le SL, ce qui nous laisse au plus un dépôt de 5 keV<sub>ee</sub> dans le SL. Notre signal se trouve donc dans la région de 3 à 5 keV<sub>ee</sub> et nos PMTs ont une efficacité de l'ordre de 80% à 3 keV<sub>ee</sub>, ce qui est convenable. Cependant, notre résolution en énergie dans cette région est faible et nous avons une incertitude de  $\mathcal{O}(100\%)$ . Les calibrations de l'énergie mesurée par les PMTs furent effectuées par Émmile Michaud [22].

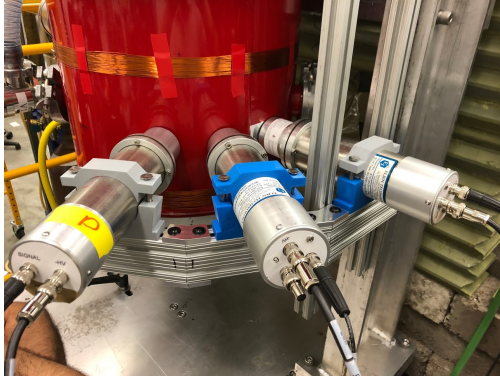
Le système scintillateur liquide et PMT sera dorénavant appelé simplement PMT. Les positions des PMTs ont été choisies pour qu'elles correspondent à des énergies de diffusion nucléaire dans le HVeV et qu'elles soient séparées en 2 groupes, ceux de l'anneau et les solitaires (LW pour lone-wolf). Les SL sur l'anneau sont blindés par des coquilles de  $\sim 1$  mm de plomb pour bloquer les gammas de hautes énergies afin d'augmenter le ratio signal sur bruit, alors que les LWs sont laissés nus puisqu'ils possèdent déjà un bon ratio signal sur bruit.

Nous avons utilisé 3 PMT LW fixés à un bras, les maintenant le plus près possible du détecteur tout en étant en dehors de l'ADR, soit à  $\sim 20.3$  cm du HVeV. Ces LW ont été placés à des angles correspondant à des dépôts d'énergie dans le HVeV de 750 eV (LW1), 2000 eV (LW2) et 3870 eV (LW3), voir figure 4.3(a).

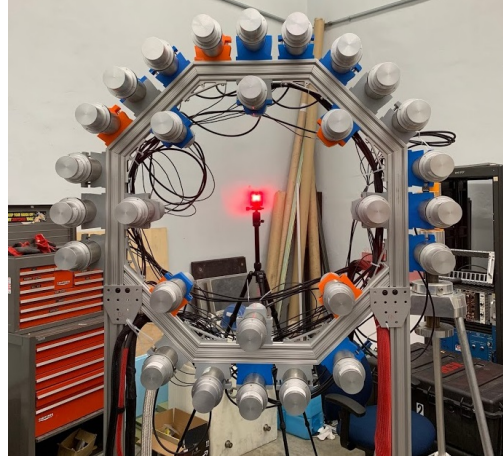
Les 26 autres PMTs ont été placés sur un anneau ayant pour centre la hauteur de la ligne du faisceau et montés sur une structure amovible. Cet anneau permet à 8 PMT d'être mis à l'intérieur et 18 à l'extérieur, comme on peut le voir à la figure 4.3(b). Cette structure fut placée à 2 distances différentes du détecteur, 85.6 cm et 131.4 cm permettant ainsi d'avoir des données pour 3 angles de diffusion différents. Les positions ont été choisies de sorte que l'angle de l'anneau interne à la position plus proche corresponde à l'angle de l'anneau externe à la plus éloignée, nous donnant ainsi plus de données pour ces neutrons effectuant de faible dépôt d'énergie. Le tableau 4.1 présente l'énergie étudiée par les différents groupes de détecteurs.

### 4.3. Méthodes d'acquisition de données

Comme mentionné précédemment, toutes les données pour cette expérience ont été prises par 2 DAQs, un pour le système des PMTs et l'autre pour celui du TES.



(a) Solitaires



(b) Anneau

**Fig. 4.3.** (a) Photo des 3 PMTs solitaires et de leur positionnement relatif à l'ADR, (b) photo des PMTs de l'anneau présentant les 8 PMTs internes et 26 externes.

	Anneau				Solitaire		
	interne		externe		LW1	LW2	LW3
Distance: HVeV - Anneau [cm]	131.4	85.6	131.4	85.6	-	-	-
Neutron $E_{dep}$ [keV]	0.1	0.22	0.22	0.46	0.75	2	3.87

**Tableau 4.1.** Énergie déposée dans le HVeV correspondant à la position des différents PMTs.

Le DAQ utilisé pour le système des PMTs nous a été fourni et fabriqué sur mesure par TUNL, pour qu'il soit utilisé avec leur PMTs. Ce DAQ est actuellement composé de 2 DAQ de type SIS 3316 digitaliser mis en série, qui ont chacun 16 canaux et ont une fréquence de numérisation de 250 MHz. Les signaux enregistrés par chaque canal sont présentés dans le tableau 4.2.

CH	0-7	8-15, 21-20	18-19	20	16-17	31
	anneau interne	anneau externe	LW	LW ou anneau externe	pulses de synchronisation	BPM

**Tableau 4.2.** Le signal mesuré par chaque canal du DAQ du système des PMTs. Le PMT connecté au CH20 est utilisé dans l'anneau externe les 3 premières journées des prises de données, puis est ensuite utilisé comme détecteur solitaire (LW3) jusqu'à la fin. Le CH16 reçoit un signal de synchronisation toutes les 60s, alors que le CH17 reçoit une onde triangulaire de période de 1s.

Le taux d'enregistrement serait trop grand pour prendre des données en continu, nous utilisons ainsi une fenêtre de déclencheur pendant la prise de données. Lorsqu'un des PMT



détecte un signal, le signal des 29 PMTs, du BPM ainsi que leurs temps de déclenchement sont enregistrés. Pour chacun de ces canaux, lorsqu'un événement déclenche la prise de données, nous enregistrons les 119 échantillons précédant et 280 échantillons suivant l'événement. Pour un total de 400 échantillons de données avec l'événement ayant déclenché la prise de données se trouvant au 120<sup>e</sup> échantillon.

Le DAQ utilisé pour le système des TES est basé sur une carte électronique NI PCIe-6374 ADC avec une fréquence d'échantillonnage de  $\sim 1.51$  MHz ( $1/660$  ns<sup>-1</sup> pour être exacte). Ce DAQ est en mesure d'enregistrer toutes les informations en continu et les événements sont identifiés après la fin de la prise de données. Chaque seconde de prise de données est enregistrée individuellement, pour 3600 fichiers distincts par heure. Chaque fichier comprend le signal des TES provenant des 2 canaux présentés à la figure 2.2, le temps du début de l'écriture du fichier, la température de l'ADR, le courant appliqué au TES et son voltage résultant. Ces données sont utilisées pour déterminer si les signaux sont obtenus dans des conditions d'opération adéquates.

## 4.4. Prise de données

Au cours de cette expérience, nous avons pris des données pendant 19 jours, du 3 au 22 juillet, avec une durée moyenne de 10 heures de prise de données par jour. Au cours de cette prise de données, nous avons positionné l'anneau de PMT à 2 distances du détecteur pour couvrir une plus grande plage d'énergie et avons appliqué différents voltages sur le HVeV afin de déterminer l'ampleur de l'effet NTL en fonction du voltage pour différentes énergies déposées. Le temps consacré à chaque position et chaque voltage est présenté au tableau 4.3.

Le gain de NTL dans le détecteur est obtenu en appliquant une différence de tension entre le dessous et le dessus du détecteur. Le dessus est laissé à 0 V, alors qu'un film d'Al de 30 nm d'épaisseur est mis sous tension lorsque voulu. Des tensions de 20 V et 180 V ont été appliquées. L'augmentation du gain de NTL nous permet de détecter des énergies plus faibles. Ainsi les différentes tensions mesurent différentes énergies déposées dans le HVeV. 20 V était principalement pour les LW, 100 V pour les dépôts d'énergie de 220 et 460 eV et finalement 180 V a été choisi pour avoir la meilleure mesure possible pour des dépôts de 100 eV.

### 4.4.1. Calibration d'énergie TES (HVeV)

La plage d'énergie que nous voulons mesurer pour les TES couvre 3 ordres de grandeur, de 100 eV à 120 keV, et nous voulons avoir une incertitude de l'ordre de 5% sur l'étendue de cette plage. Pour ce faire, nous avons utilisé 5 mesures de calibration, afin d'avoir un bon recouvrement de cette plage, les mesures sont présentées dans le tableau 4.4.

Jour	Date	Distance HVeV - anneaux de PMT [cm]	nombre de LW	Tension électrique [V]	temps de données [h]
1	03/07/19	85.6	2	100	9
2	04/07/19	85.6	2	100	9
3	05/07/19	85.6	2	100	9
4	06/07/19	85.6	3	20	9
5	07/07/19	85.6	3	20	10
6	08/07/19	85.6	3	20	10.5
7.a	09/07/19	85.6	3	100	5
7.b	09/07/19	85.6	3	0	6
8	10/07/19	85.6	3	100	11
9	11/07/19	85.6	3	100	11
10	12/07/19	85.6	3	100	10.5
11	13/07/19	-	-	-	0
12	14/07/19	131.4	3	0	10.5
13	15/07/19	131.4	3	100	11.5
14	16/07/19	131.4	3	100	11.5
15	17/07/19	131.4	3	100	11
16	18/07/19	131.4	3	100	11
17	19/07/19	131.4	3	180	10
18	20/07/19	131.4	3	180	10
19	21/07/19	131.4	3	180	11
20	22/07/19	131.4	3	180	11

**Tableau 4.3.** Pour chaque jour à TUNL, présente la distance entre l’anneau de PMT et le HVeV, le nombre de PMTs qui sont utilisés comme LW, le voltage appliqué au HVeV dans le but de gain de NTL, ainsi que le temps de prise de données. Le LW supplémentaire à partir du 4<sup>e</sup> jour provient de l’anneau externe des PMTs.

Nous verrons dans la section 5.3 comment ces mesures sont utilisées pour déterminer l’énergie déposée dans les TES.

#### 4.4.2. Énergie PMTs

Pour calibrer l’énergie déposée dans les PMTs, nous avons utilisé une source intense de  $^{137}\text{Cs}$  pendant 2 min chaque jour avant de prendre les données avec les faisceaux. L’utilisation d’une source de césium (Cs) n’est pas optimale, puisqu’elle produit des photons d’énergie de 662 keV, une énergie de beaucoup supérieur à celle de nos neutrons de 56 keV. Cependant c’était la seule source suffisamment radioactive à laquelle nous avons accès. Les neutrons ont une atténuation de l’ordre de 90%, ce qui nous permet de mesurer seulement un dépôt

Plage d'énergie [keV]	Source	Voltage [V]	Notes
0.1 à 0.6	Laser de faible puissance	100	Prise une fois par jour avant le début de la prise de donnée
0.1 à 0.6	Laser de faible puissance	Varie	Prise au cours des 2 dernières semaines pendant la prise de données à $\sim 0.5$ Hz
0.25 à 7.5	Laser de haute puissance	250	Prise 2 fois avec 5 heures d'exposition
6 à 120	$^{55}\text{Fe}$	0 à 70	Prise une fois
$\sim 100$	$^{57}\text{Co}$	0	Prise une fois

**Tableau 4.4.** Toutes les mesures prises servant à la calibration de l'énergie déposée dans les TES. Le voltage noté 'varie' correspond aux voltages d'opération puisque cette calibration était concomitante à la prise de données. Les deux calibrations utilisant des sources radioactives n'ont pas été effectuées la même journée.

d'au plus  $5 \text{ keV}_{ee}$  dans les PMTs. Les photons quant à eux, déposent leur énergie par effet Compton et peuvent ainsi déposer un maximum d'énergie lors d'une diffusion à  $180^\circ$ . Cette énergie est appelée énergie du bord Compton ( $E_{Compton}$ ) et est donnée par l'équation 4.4.1.

$$E_{bord\ Compton} = E \left( 1 - \frac{1}{1 - \frac{2E}{m_e c^2}} \right) \quad (4.4.1)$$

où  $E$  est l'énergie initiale du photon,  $m_e$  la masse de l'électron et  $c$  la vitesse de la lumière. Nous obtenons ainsi un dépôt d'énergie maximal de  $477 \text{ keV}$  pour les photons produits par le  $^{137}\text{Cs}$ . Dans la section 5.1.3, nous verrons comment nous utilisons ces données pour calibrer l'énergie.



# Chapitre 5

---

## Analyse des données prises à TUNL

L'analyse des données est un effort collectif des membres de l'Université de Montréal, mais aussi de l'Université Norwth-Western et de l'Université de Floride pour n'en nommer que deux. Dans cette section, nous verrons d'abord comment nous avons traité les données brutes à la section 5.1, la manière dont nous avons calibré nos détecteurs pour déterminer l'énergie déposée dans les PMTs et le HVeV, aux sections 5.1.3 et 5.3 respectivement ainsi que les coupures effectuées sur nos données dans le but d'éliminer un maximum d'événements n'étant pas dus à des neutrons dans la section 5.2 pour les PMTs et 5.3 pour le HVeV. Nous verrons ensuite l'algorithme que j'ai développé, qui est utilisé pour identifier les événements coïncidents dans les PMTs et le HVeV et nous le testerons en faisant une analyse détaillée des données prises avec le HVeV à 0 V à la section 5.4

### 5.1. Traitement initial des données

Au cours de cette expérience, nous avons pris plus de 1 Tb de données par jour sur une période d'une vingtaine de jours. Ce volume de données est beaucoup trop grand pour pouvoir être analysé directement. Pour cette raison, nous devons faire un premier balayage des données brutes pour en extraire les paramètres qui nous seront utiles lors de notre analyse et les sauvegarder dans un nouveau fichier. Nous sauvegardons ainsi 2 fichiers distincts pour chaque heure de prise de données, un pour le TES et l'autre pour les PMTs. Ces fichiers contiennent maintenant ce qu'on appelle des quantités réduites (QR) et prennent plusieurs ordres de grandeur moins d'espace que les données brutes. Cependant, il peut être difficile de déterminer à l'avance quels seront les paramètres utiles à notre analyse, et ce, même si les QR sont bien définis pour extraire l'information désirée. Ainsi, lors de notre analyse certains paramètres sont modifiés ou ajoutés aux QR et nous devons donc retourner aux données brutes pour les en extraire. Cette section présentera les QR ainsi que la raison d'un l'ajout.

### 5.1.1. Quantités réduites des HVeV

Le but de l'analyse du HVeV est de déterminer l'énergie déposée ainsi que le temps de l'événement afin de pouvoir effectuer les tests de coïncidences avec les PMTs. Comme mentionné dans la section précédente, les données sont prises en continu et les événements ne sont pas préalablement identifiés. Pour identifier les pulses, nous avons utilisé une méthode de filtre optimal (optimal filter OF) qui consiste à utiliser un modèle de pulse de signal et à l'ajuster au signal du HVeV en modifiant le facteur d'échelle du modèle. Une description détaillée de cette méthode est présentée en Appendice E de [20]. Le DAQ des HVeV enregistre également les paramètres relatifs au détecteur HVeV, comme sa température, l'état des circuits de lecture, et le courant de l'aimant ADR. Le fichier de QR du HVeV contient donc plus d'une quarantaine de paramètres, mais nous présenterons au tableau 5.1, seulement ceux qui seront utilisés dans l'analyse faite dans ce chapitre.

Variables	Unité	Description
<code>trigpt</code>	Échantillon	Échantillon du début du pulse déterminer par le modèle ajusté à la trace, décrit à la section 5.3.
<code>OF_time</code>	Échantillon	Correction à <code>trigpt</code> pour obtenir une valeur plus juste.
<code>MeanBaseline</code>	Ampère	Moyenne du courant mesuré par les 900 échantillons avant le pulse.
<code>isMoreThanOne</code>	Booléen	0 si un seul événement 1 si empilement.
<code>MF_Total</code>	A · 660 ns	Évaluation de l'énergie déposée, utilisant le modèle et le courant mesuré, décrit à la section 5.3.
<code>fridgeTempCali</code>	Kelvin	Température de la boîte de Cu contenant le Détecteur HVeV.
<code>sync_TES_timestamp</code>	Échantillon	Temps du pulse de synchronisation.

**Tableau 5.1.** Quantités réduites qui sont extraites des données brutes du HVeV et qui seront utiles dans ce chapitre.

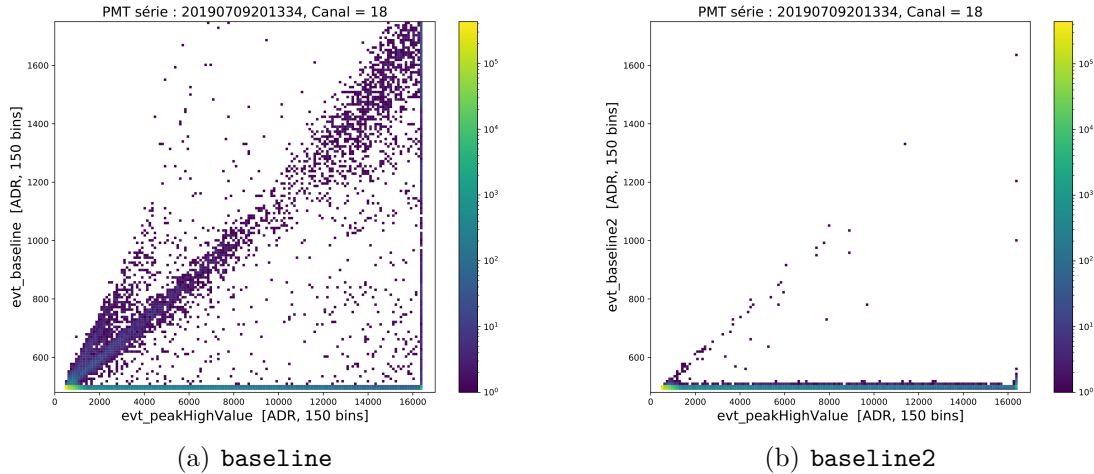
### 5.1.2. Quantités réduites des PMTs

Le but de l'analyse des PMTs est premièrement d'être en mesure d'effectuer des tests de coïncidence avec le TES ainsi qu'une première discrimination du bruit de fond, soit des signaux provenant définitivement des gammas ou n'étant pas produits par un événement dans le PMT. Pour ce faire, nous avons utilisé les QR présentés au tableau 5.2.

Variables	Unité	Description
PeakHighValue	ADC	Valeur la plus élevée du signal.
notsaturated	Booléen	Faux si le PMT sature, soit si $\text{PeakHighValue} \geq 16380$ .
timestamp	Échantillon	Temps au début de la trace.
baseline	ADC	Moyenne de l'ADC des 50 premiers échantillons.
baseline2	ADC	Moyenne de l'ADC des 50 derniers échantillons.
baselinemid	ADC	Moyenne de l'ADC des échantillons 60 à 100.
stdbaselinemid	ADC	L'écart type des échantillons 60 à 100.
bd0	Échantillon, pas un entier	Échantillon du sommet du pulse utilisant un algorithme CFD en partant de l'échantillon 100.
bd02	Échantillon, pas un entier	Échantillon du sommet du pulse utilisant un algorithme CFD en partant de l'échantillon 0.
integral	ADC $\times$ échantillon	Somme des l'ADC de 175 échantillons débutant 5 échantillons avant bd0.
integral2	ADC $\times$ échantillon	Somme des l'ADC de 175 échantillons débutant 5 échantillons avant bd02.
sintegral	ADC $\times$ échantillon	Somme des l'ADC de 12 échantillons débutant 5 échantillons avant bd0.
sintegral2	ADC $\times$ échantillon	Somme des l'ADC de 12 échantillons débutant 5 échantillons avant bd02.
BPM_timestamp	Échantillon	Temps au début de la trace.
BPM_bd0	Échantillon, pas un entier	Échantillon du sommet du pulse utilisant un algorithme CFD en partant de l'échantillon 0.
sync_pmt_timestamp	Échantillon	Temps du pulse de synchronisation.)

**Tableau 5.2.** Quantités réduites qui sont extraites des données brutes des PMTs et qui seront utiles dans ce chapitre. ADC (pour **A**nalog to **D**igital **C**onverter) est la valeur du signal mesuré. Nous utilisons un algorithme CFD (**C**onstant **F**raction **D**iscriminator) pour trouver la position du sommet du pulse.

L'analyse de cette section utilise principalement cette série, nommée 20190703191757 de forme AAAA/MM/JJ/hh/mm/ss. Nous utiliserons également principalement le canal 18, puisqu'il est un détecteur solitaire (LW) et que le flux de particules qui l'atteint est plus élevé.



**Fig. 5.1.** Histogrammes en deux dimensions comparant (a) **baseline**, (b) **baseline2**, avec **PeakHighValue**. **baseline** est évalué en effectuant la moyenne des 50 premiers échantillons de la trace alors que **baseline2** utilise les 50 derniers.

#### 5.1.2.1. *baseline et baseline2*

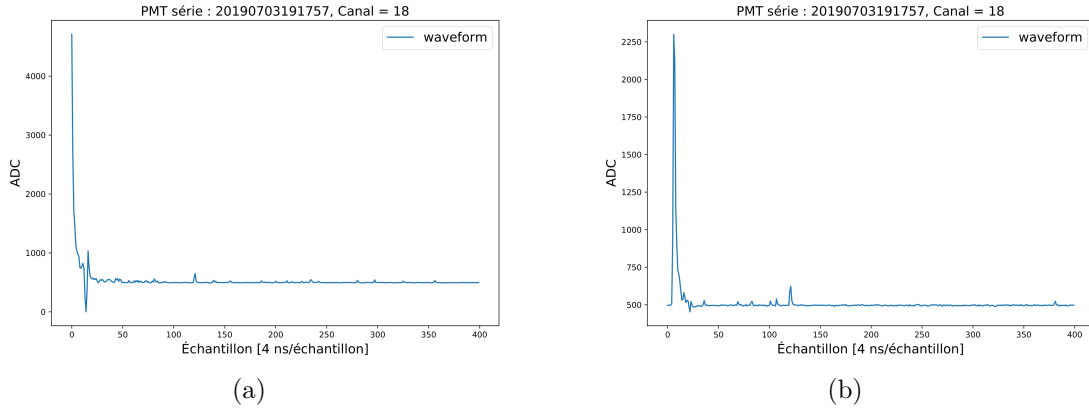
Chaque PMT a une baseline typique qui fluctue lentement au cours de la prise de données et qui peut changer légèrement d'un jour à l'autre. Cette baseline peut être déterminée en calculant la moyenne des échantillons dans une région plate, donc suffisamment loin du pulse. Nous calculons **baseline** comme étant la moyenne des 50 premiers échantillons et **baseline2** celle des 50 derniers. Cette mesure est peu sensible au nombre d'échantillons utilisé, nous avons donc choisi un faible nombre pour lequel les valeurs de moyenne et d'écart type seront bien définis. Par contre, nous verrons dans cette section que cette mesure est corrélée avec sa position relative au déclenchement de prise de données.

Nous avons débuté avec seulement **baseline**. Cependant, si un pulse survient dans la région des 50 premiers échantillons, nous obtenons une valeur erronée de baseline. En observant l'histogramme en deux dimensions qui compare **baseline** et **PeakHighValue** d'événement, comme le démontre la figure 5.1(a) pour une série d'une heure au canal 18, nous remarquons une population d'événements qui a une valeur de **baseline** supérieure à celle typique, soit d'entre 495 et 500 pour les événements présentés à la figure 5.1.

Pour la majorité des événements de cette population atypique, **baseline** semble croître avec **PeakHighValue**, ce qui semble indiquer que la position de **PeakHighValue** se situe dans les 50 premiers échantillons et c'est effectivement ce que l'on observe, c'est-à-dire beaucoup de pulses débutants dans à l'échantillon 1 à 50 ou même avant, comme on peut le constater aux exemples présentés à la figure 5.2(a) et 5.2(b) respectivement.

Une impulsion se produisant peu avant le pulse d'intérêt, à l'échantillon 120, n'implique pas forcément que l'événement enregistré doit être rejeté. Cependant, nous ne pouvons





**Fig. 5.2.** Traces où la position de `PeakHighValue` se trouve entre l'échantillon 0 et 50, dû à un pulse (a) s'étant produit juste avant le début de la trace, (b) ayant débuté dans cette région.

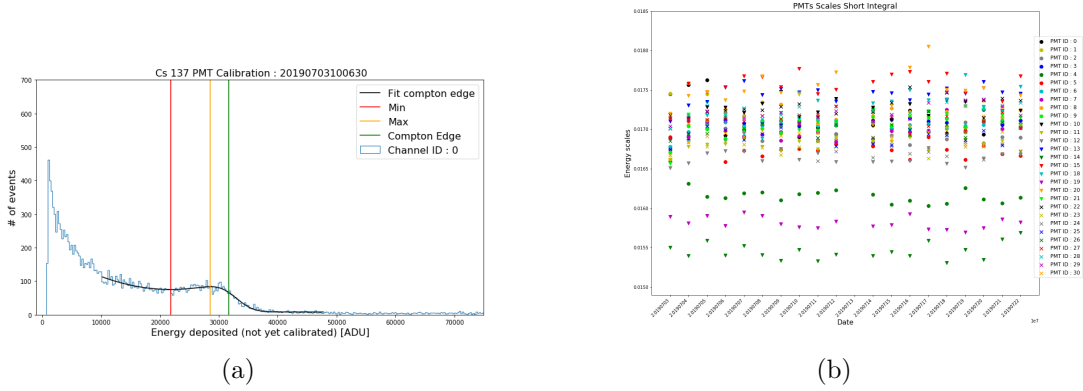
analyser un événement sans connaître sa baseline, laquelle est nécessaire pour déterminer l'énergie déposée. Nous devons ainsi trouver une autre manière de calculer cette baseline, nommée `baseline2`, et nous avons choisi les 50 derniers échantillons (350 à 400) afin d'être le plus loin possible de l'événement, se trouvant à l'échantillon 120. Un exemple de `baseline2` est présenté à la figure 5.1(b), où l'on retrouve beaucoup moins d'événements pour lesquelles la position du `PeakHighValue` se trouve dans les 50 derniers échantillons. Ainsi, la probabilité que les 2 valeurs de baseline contiennent un pulse est très faible et pouvons être confiant qu'une valeur de baseline sera juste.

### 5.1.3. Calibration des PMTs

L'analyse effectuée dans cette section a été faite principalement par Émile Michaud et est décrite plus en détail dans sa thèse [22]. Afin de calculer l'énergie déposée, nous utilisons `sintegral2`, qui calcule l'intégrale de 12 échantillons débutant à `bd02-5`. Nous utilisons `sintegral2` puisque pour les dépôts d'énergie qui nous intéressent, soit de  $\sim 5 \text{ keV}_{ee}$ , la quasi-totalité de l'énergie déposée peut être mesurée avec les 12 échantillons de `sintegral2` et `bd02` (et non `bd0`) puisque, comme nous venons de le voir, ces événements sont moins fiables et nous avons besoin de valeurs fiables pour bien calibrer l'énergie.

Nous utilisons ainsi le `sintegral2` des données obtenues avec le  $^{137}\text{Cs}$  et y ajustons une courbe pour déterminer le bord de Compton. Cette courbe est la convolution entre un bord de Compton idéal et une gaussienne. On utilise ensuite 80% du max de la courbe ajustée comme bord de Compton, un exemple de cet ajustement est présenté à la figure 5.3(a).

On se rappelle que cette énergie de Compton correspond à une énergie déposée dans le PMT de 477 keV, comme nous l'avons vue à la section 4.4.1. Puisque nous n'avons qu'un point de comparaison, nous devons faire l'approximation que la conversion est linéaire et que



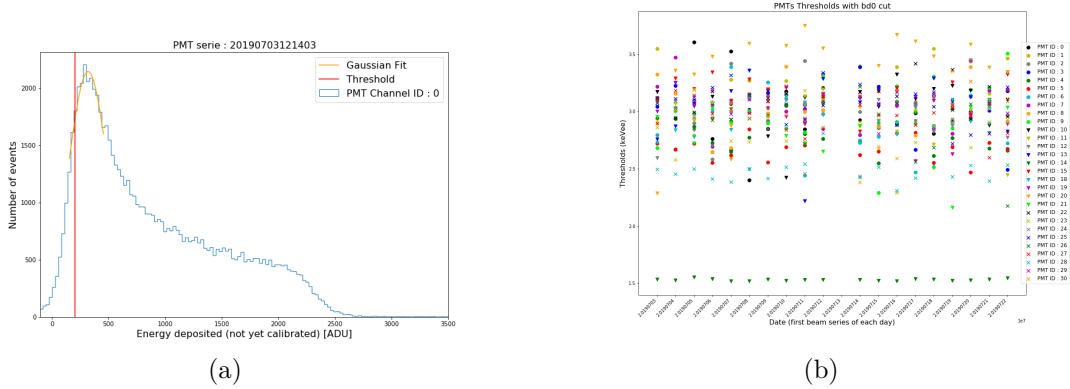
**Fig. 5.3.** (a) Spectre d'énergie déposé en termes d'intégrale dans un PMT par une source de  $^{137}\text{Cs}$  afin de calibrer la conversion entre l'intégrale et l'énergie en keV dans les PMTs. On ajuste aux données la courbe de Compton convolué avec une gaussienne, et considérons le bord de Compton comme étant 80% (la ligne verte) du sommet (la ligne jaune) de cet ajustement. (b) Facteur de conversion obtenue utilisant les résultats des ajustements de (a) avec l'équation 5.1.1 pour chaque PMT et chaque jour de prise de donnée.

$\text{integral2}(E = 0 \text{ keV}) = 0 \text{ ADC}$ . ADC (pour Analog to Digital Converter) est la valeur du signal mesuré. Ainsi le facteur de conversion entre  $\text{integral2}$  [ADC] et l'énergie déposée [keV] est:

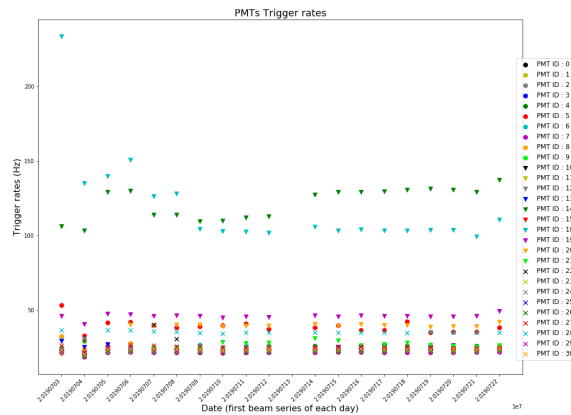
$$\text{Facteur de conversion} = \frac{E_{\text{Compton}}[\text{keV}]}{E_{\text{Compton}}(\text{Série}, \text{canal})[\text{ADC}]} = \frac{477 \text{ keV}}{E_{\text{Compton}}(\text{Série}, \text{canal})} \quad (5.1.1)$$

Ainsi, pour la figure 5.3(a), où  $E_{\text{Compton}} \sim 31500 \text{ ADC}$ , nous obtenons un facteur de conversion de  $\sim 0.015 \text{ keV/ADC}$ . Ce facteur de conversion est donné pour chaque PMT et chaque jour, utilisant  $\text{integral2}$ , à la figure 5.3(b). Malgré l'approximation linéaire utilisée pour obtenir ces résultats, nous ne pensons pas que la réponse des PMTs varie linéairement avec l'énergie déposée. Pour cette raison, et le fait que nous utilisons un dépôt d'énergie de  $477 \text{ keV}_{ee}$  pour calibrer nos dépôts d'énergie d'intérêt, de 3 à 5  $\text{keV}_{ee}$ , nous utilisons une incertitude systémique de  $\mathcal{O}(100\%)$ .

Nous utilisons également un seuil de détection que nous déterminons en utilisant la première série de données de chaque jour, pour chaque PMT. Pour l'estimer, nous ajustons une gaussienne sur le sommet de la courbe d'énergie déposée et utilisons 80%, vers le bas, de la valeur du sommet comme seuil de détection. Nous convertissons ensuite le résultat en keV utilisant les résultats de la section précédente. Un exemple de cet ajustement est présenté à la figure 5.4(a) et le seuil ainsi obtenu pour chaque canal et jour est présenté à la figure 5.4(b).



**Fig. 5.4.** Spectre de l'énergie déposé, utilisant l'intégrale courte, dans un PMT où une gaussienne est ajusté au sommet et la ligne rouge représente 80% de la hauteur du sommet, se qui représente le début de la fenêtre d'acceptation d'événements. (b) Énergie de coupure pour l'intégrale courte obtenue par (a) pour chaque jour et chaque PMT.



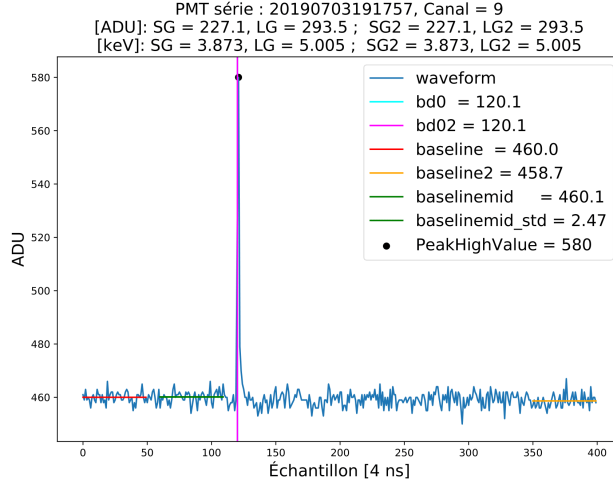
**Fig. 5.5.** Taux de comptage d'événement par chaque PMT pour chaque jour.

On remarque que le CH 14 a un seuil beaucoup plus bas que les autres canaux, ce qui devrait résulter en un taux plus élevé de comptage dans ce PMT. Nous pouvons facilement déterminer le taux de comptage en divisant le nombre d'événements dans une série de données par le temps de prise de données. Les résultats pour chaque PMT et chaque jour sont présentés à la figure 5.5.

On constate ainsi que les PMTs des CH 14 et 18 ont un taux de comptage anormalement élevé et nous devons ainsi en tenir compte lors de notre analyse.

## 5.2. Rejet d'événement par PMTs

Cette section présentera les critères et les raisons pour lesquelles certaines populations d'événements ont été rejetées en utilisant uniquement l'information obtenue par les PMTs.



**Fig. 5.6.** Exemple d'une trace idéale ne contenant qu'un pulse de faible énergie ayant une décroissance exponentielle et se situant vers 120. Nous nous attendons à ce que le pulse d'un neutron ait une telle forme. ADU représente les unités ADC, SG la valeur de `sintegral`, SG2 la valeur de `sintegral2`, LG la valeur de `integral` et LG2 la valeur de `integral2`. Ces paramètres sont décrits au tableau 5.2.

Le type d'événements que nous cherchons à identifier sont les suivants:

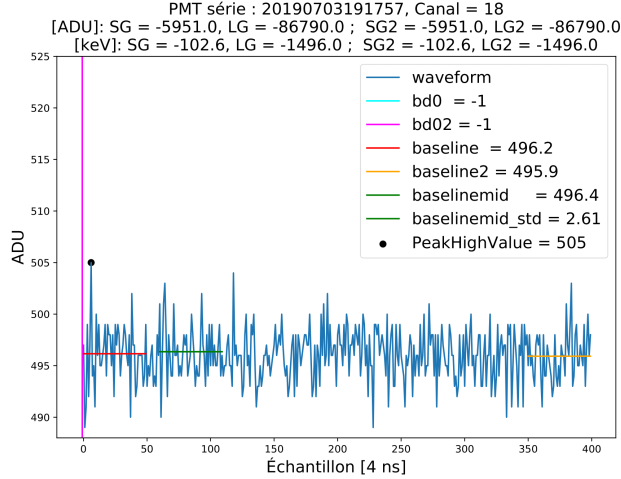
- (1) Événement avec empilement.
- (2) Événement de bruit de fond:
  - (a) Gammas de haute énergie
  - (b) Faux déclenchement.

Il existe évidemment d'autres types de bruits de fond, comme les gammas de basse énergie. Cependant ils sont parfois impossibles à distinguer des événements de neutrons, ou du moins nous n'avons pas réussi à identifier un espace de paramètres utilisant nos QR qui les dissocient de la population de neutrons.

À titre comparatif, nous présentons le type de signal idéal que nous pouvons mesurer à la figure 5.6. Une bonne trace typique n'a qu'un seul pulse qui se situe dans les alentours de 120, la baseline est stable et l'énergie déposée est faible. Il y a deux aspects importants à noter ici. Le premier est qu'un pulse ayant toutes les caractéristiques décrites plus haut n'est pas forcément causé par un neutron, mais pourrait être le résultat d'un photon de basse énergie ou d'un faux signal. Le second est qu'en raison de notre faible taux de comptage de neutrons (dû en partie à la contrainte de coïncidence que nous verrons à la prochaine section), nous sommes forcés de garder des événements n'ayant pas toutes les caractéristiques décrites.

#### 5.2.0.1. *Aucun pulse*

La première coupure que nous effectuons est pour les traces où aucun pulse n'a été trouvé. Pour trouver ces événements, nous utilisons `bd0` et `bd02`, qui identifient la position du sommet



**Fig. 5.7.** Trace où `bd0` et `bd02` sont négatifs, se qui indique une trace où aucun pulse n'a été trouvé. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de `sintegral`, SG2 la valeur de `sintegral2`, LG la valeur de `integral` et LG2 la valeur de `integral2`. Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.

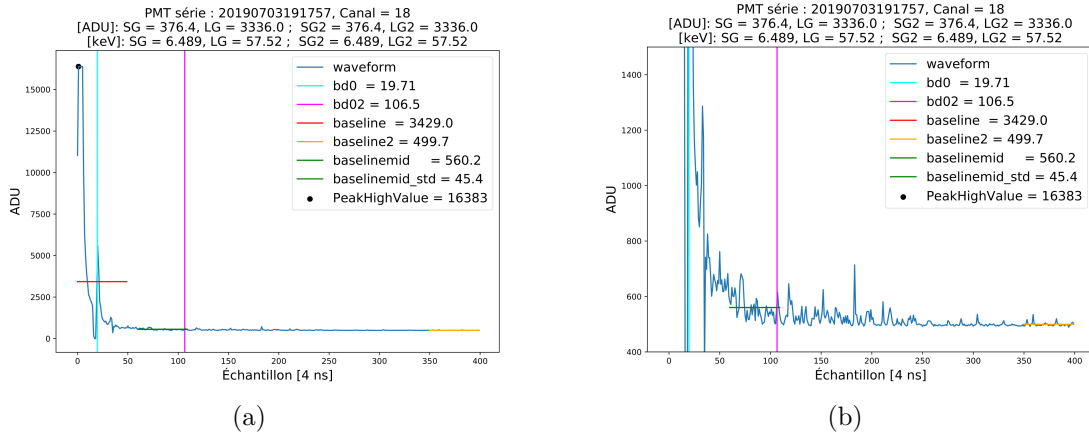
du premier pulse entre 0 et 220 ou entre 100 et 220 respectivement. L'algorithme que nous utilisons pour déterminer `bd0` et `bd02` (CFD) retourne à la position du pulse, s'il la trouve, ou une valeur négative s'il n'en trouve pas une. Ainsi, nous pouvons établir la coupure:

$$\begin{aligned} bd0 &> 0, \text{ et} \\ bd02 &> 0 \end{aligned} \tag{5.2.1}$$

Afin d'éliminer les traces de PMTs ne contenant aucun pulse. La figure 5.7 présente un exemple de trace ne contenant aucun pulse, ce qui résulte en un `bd0` et un `bd02` négatifs. Ces coupures n'indiquent pas nécessairement qu'il n'y a pas de pulse. Toutefois, s'il y a un pulse, la trace comporte trop de bruit où le pulse se trouve après 220. Dans tous les cas, même s'il y avait un pulse, cette coupure est nécessaire puisque sans `bd0` ou `bd02`, nous ne sommes pas en mesure de déterminer l'énergie déposée ni le temps de l'événement pour les coïncidences, rendant ainsi la trace inutilisable.

#### 5.2.0.2. *Haut dépôt d'énergie*

Nous cherchons à décrire la réponse de neutrons effectuant des dépôts d'énergie de l'ordre de  $5 \text{ keV}_{ee}$ , soit près de la limite inférieure de détection des PMTs. Les événements saturés, comme le montre la figure 5.8, surviennent lorsque plus 1 MeV est déposé. Il est donc impossible que la diffusion élastique de nos neutrons de 56 keV en soit la cause. De plus, si un pulse sature dans les 120 premiers échantillons, il n'y a pas suffisamment de temps pour que toute la scintillation se soit dissipée et ait été absorbée par les PMTs avant l'échantillon 120. Ce qui veut dire que le pulse à 120 ayant déclenché la prise de données n'est probablement



**Fig. 5.8.** Trace saturée en (a) dans toute l'étendue du ADC et en (b) dans la région de l'ADC où l'on peut voir les pulses se trouvant près de 120, la position de déclenchement du DAQ, qui ne sont que du bruit généré par le pulse ayant saturé le PMT. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de `sintegral`, SG2 la valeur de `sintegral2`, LG la valeur de `integral` et LG2 la valeur de `integral2`. Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.

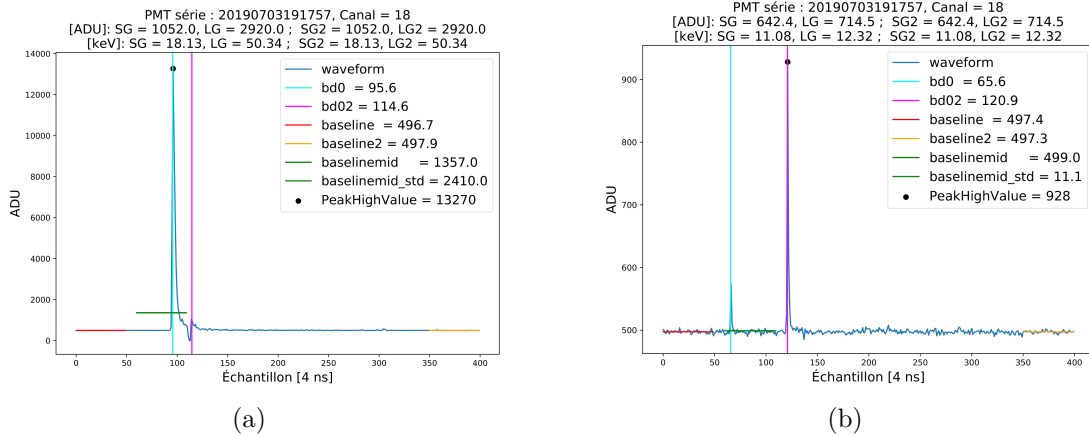
que de la scintillation lente des scintillateurs ou, du moins, qu'il contient un bruit de fond additionnel dû à cette scintillation. Il est également possible qu'un pulse saturé survienne dans les 280 échantillons (soit  $\sim 1\mu\text{s}$ ) après un pulse de neutron. Cependant, cette probabilité est très faible et cette perte d'événements est acceptable.

Il est à noter que toutes les coupures qui sont présentées dans le reste de cette section sont seulement celles que nous considérons présentement, mais ne seront pas forcément celles utilisées lors de l'analyse finale des données qui seront publiées.

### 5.2.0.3. Empilement

Les traces sont enregistrées dans le DAQ avec la position du pulse qui a déclenché la prise de données à l'échantillon 120. Ainsi, pour qu'il y ait de l'empilement, il doit y avoir un second pulse qui peut se situer soit avant ou après le déclenchement.

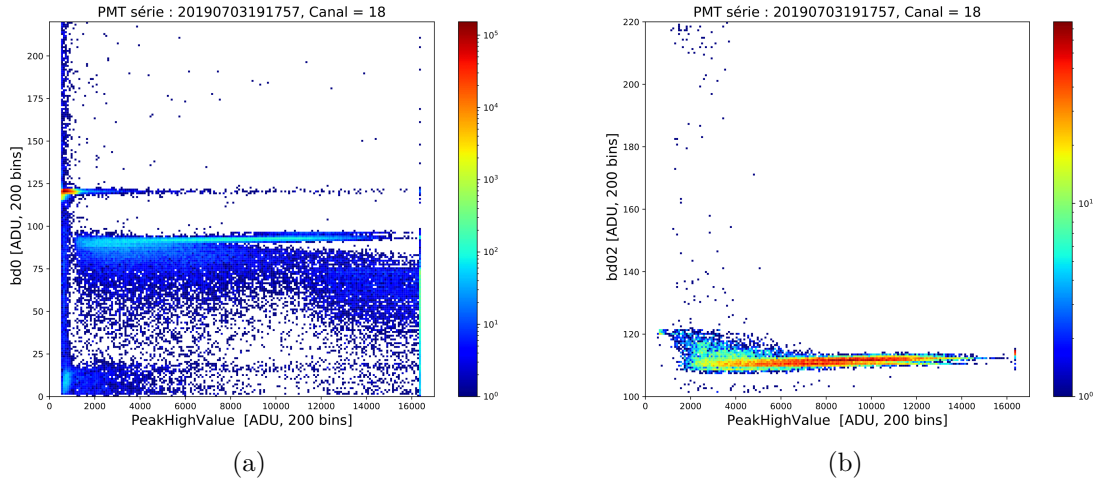
Débutons par identifier les traces qui contiennent un second pulse causant de l'empilement avant le déclenchement de la prise de données. Pour mieux comprendre ce que l'on recherche, regardons un exemple de trace ayant ce type d'empilement. L'événement présenté à la figure 5.9(a) représente le type de trace auquel nous faisons référence ici lorsque nous parlons d'empilement. Elle possède 2 pulses, mais ils sont tous deux produits par le même événement. La différence entre les 2 pulses est que l'un est produit par de la scintillation rapide et l'autre par de la scintillation lente. L'empilement peut aussi référer à une trace où 2 événements distincts produisent des pulses qui se chevauchent. Cependant, ce type de traces est rare et la plupart du temps où nous avons deux événements distincts, si ces traces ne sont pas déjà rejetées par d'autres coupures, le signal du premier pulse a le temps de s'atténuer avant le



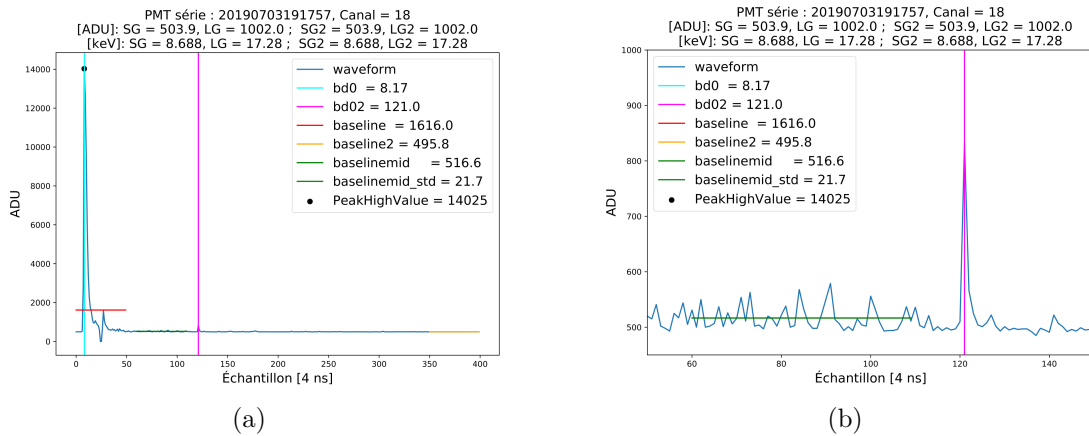
**Fig. 5.9.** Traces où nous trouvons un événement dans la région entre les échantillons 60 et 110, (a) pour un événement qui cause de l’empilement (b) pour un événement qui ne cause pas d’empilement. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de `sintegral`, SG2 la valeur de `sintegral2`, LG la valeur de `integral` et LG2 la valeur de `integral2`. Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.

début du second (celui à  $\sim 120$ ), comme le démontre la figure 5.9(b). Nous ne cherchons donc pas ici à identifier les traces contenant 2 événements, mais bien celles contenant un événement produisant 2 pulses, où le second est celui qui déclenche la prise de données. Pour cette raison, nous ne chercherons pas non plus à identifier les traces ayant un second pulse après 120.

Le temps entre le pulse de scintillation lente et rapide est suffisamment grand pour que le sommet du pulse de scintillation rapide se trouve dans les 100 premiers échantillons, alors que celui de scintillation rapide déclenche la prise de donnée et se trouve à l’échantillon 120. Ceci résulte en une différence entre la valeur de `bd0` et `bd02`. Ce type d’événement est bien représenté par les nuages de points comparant `bd0` à `PeakHighValue` de la figure 5.10(a) où la ligne horizontale de haute densité (entre 90 et 95) correspond à la position du pulse de scintillation rapide pour laquelle le pulse de scintillation lente se trouve plus loin (vers 110), comme le démontre la figure 5.10(b), où seules les traces ayant un `bd02` entre 90 et 95 sont présentées. On constate également que ces événements ont pratiquement tous un `PeakHighValue` supérieur à 2000 ADC, se qui correspond à un minimum de  $\sim 90$  keV. Ceci est dû au fait que le taux de scintillation lente est bien inférieur à celui de scintillation courte, Ainsi, il doit y avoir un dépôt suffisant d’énergie pour que le pulse de scintillation court soit détectable (et que celui de scintillation rapide soit suffisamment grand pour qu’il ne provoque pas de déclenchement de prise de données). Par contre, une coupure uniquement des `bd0` entre 90 et 95 n’est pas suffisante, puisque le déclenchement ne survient pas toujours exactement au sommet du pulse de scintillation courte. Ainsi une coupure possible consiste à demander à ce que `bd0` et `bd02` soit similaires, par exemple  $(bd0 - bd02) < 2.5$ .



**Fig. 5.10.** (a) Comparaison du  $bd0$  au  $PeakHighValue$  du canal 18, où l'on observe un vide d'événement ente  $bd0$  de 95 et 120 et une plus hautes densités d'événement dans les  $bd0$  de 90 et 95. (b) Comparaison du  $bd02$  au  $PeakHighValue$  du canal 18, pour les événements dont  $bd0$  se situe entre 90 et 95.

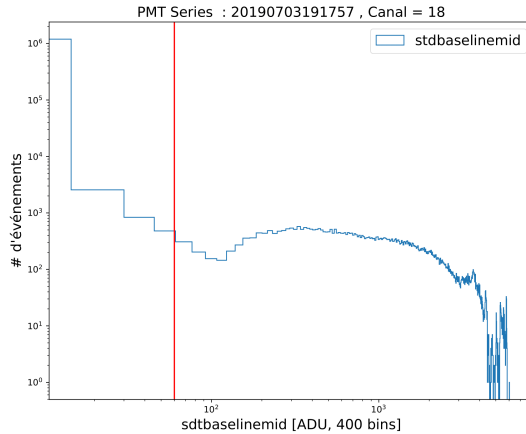


**Fig. 5.11.** Trace d'événement rejeté par la coupure  $(bd0-bd02)<2.5$ , dont le pulse à 120 pourrait être un événement dû à un neutron. (a) Dans toute l'étendue du ADC (b) dans la région de l'ADC où l'on peut voir les pulses se trouvant près de 120. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de  $sintegral$ , SG2 la valeur de  $sintegral2$ , LG la valeur de  $integral$  et LG2 la valeur de  $integral2$ . Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.

Cette coupure est par contre très stricte et rejette des traces ayant un second pulse de faible intensité comme nous le constatons à la figure 5.9(b) ainsi que des événements contenant un pulse de plus haute intensité, mais se produisant suffisamment longtemps avant qu'il n'affecte pas le pulse se trouvant à 120, comme il est présenté à la figure 5.11.

Ainsi, ce que nous recherchons plus précisément sont des événements ayant suffisamment de fluctuations peu avant 120 pour remettre en question la validité de l'événement ou de l'intégrale calculée. Pour ce faire, nous avons décidé de considérer une autre coupure ayant





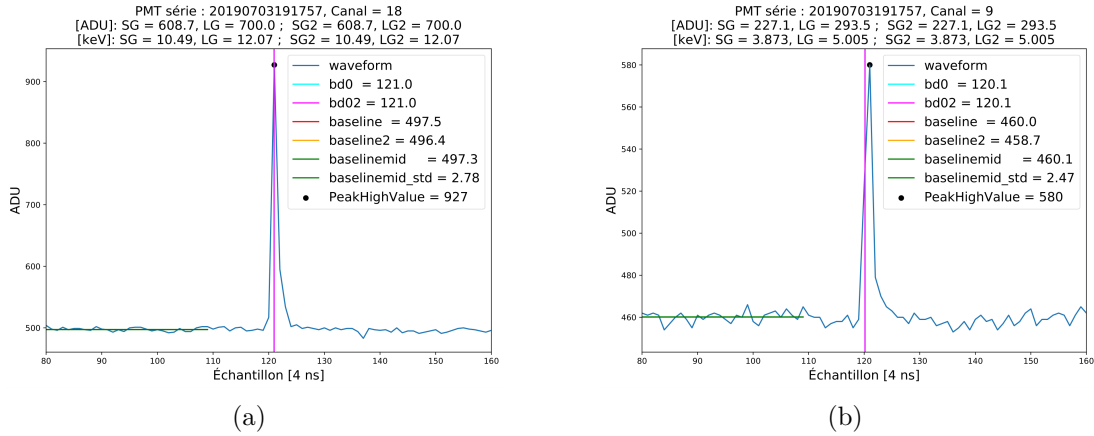
**Fig. 5.12.** Présente la position de la coupure qui rejette les événements où `stdbaselinemid`  $> 60$  dans la distribution du nombre d'événements par valeur de `stdbaselinemid`.

pour critère `stdbaselinemid`  $< 60$  (`stdbaselinemid` calcule l'écart type des échantillons 60 à 110). Cette nouvelle coupure, présentée à la figure 5.12 par rapport à la distribution des événements, ne rejette pas les traces 5.9(b) ou 5.11, ni même 5.8 qui est un événement saturé.

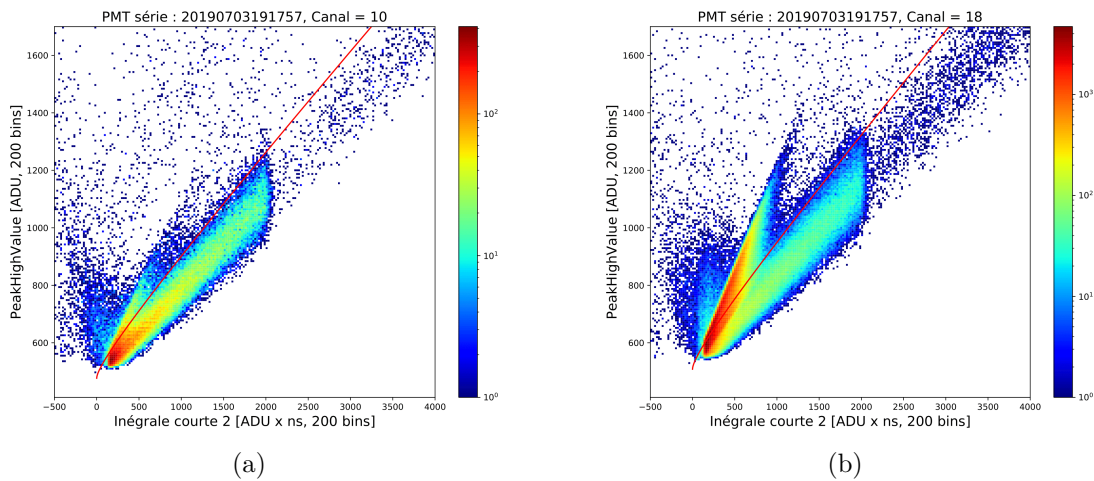
Nous avons choisi 60 comme limite pour `stdbaselinemid` afin de rejeter les événements qui ont beaucoup de bruit dans cette région, de sorte que nous sommes confiants que ce bruit affecte le calcul de l'intégral. Par contre, nous avons choisi une limite élevée de sorte que nous conservons les événements pour lesquels il reste une possibilité que le bruit n'affecte pas l'intégrale. Encore une fois, cette décision est prise en raison de notre faible taux de comptage de neutrons et est sujette à des changements.

#### 5.2.0.4. *Courant sombre*

Une autre source de bruit de fond est produite par le courant sombre, qui survient lorsqu'une PMT détecte un signal alors qu'aucun photon du scintillateur liquide ne lui est parvenue. La haute tension appliquée sur nos PMTs, nécessaire pour mesurer les faibles dépôts d'énergie qui nous intéresse, augmente d'autant plus la quantité de courant sombre généré. Puisque c'est la différence de potentiel entre les dynodes du PMT qui cause le courant sombre. Cette analyse a été effectuée principalement par Émile Michaud. Nous pouvons identifier ce type d'événements puisque le pulse qu'il génère a une atténuation beaucoup plus rapide que celle due à un événement de neutron ou photon. La figure 5.13(a) présente un pulse dû à un courant sombre entre les échantillons 80 et 160 et la figure 5.13(b) présente un pulse dû à un neutron dans la même région d'échantillon. On constate qu'à la figure 5.13(b), même si nous n'avons qu'un dépôt de  $5 \text{ keV}_{ee}$ , cette énergie est déposée sur la durée de plusieurs échantillons et à une décroissance exponentielle. Par contre, à la figure



**Fig. 5.13.** (a) Exemple de pulse produit par du courant sombre, qui retourne rapidement au baseline, pratiquement de manière linéaire. (b) Exemple de pulse étant produit pas une particule ayant déposé de l'énergie, qui a une décroissance exponentielle négative.



**Fig. 5.14.** Comparaison de PeakHighValue à sintegral2 pour le canal (a) 10 et (b) 18, où nous observons 2 traînées d'événement. La seconde traînée, pour laquelle PeakHighValue croît plus rapidement, est causée par du courant sombre. La courbe rouge est définie par l'équation 5.2.3 afin de séparer les événements des deux traînées et couper ceux étant à sa gauche. ADU représente les unité ADC, SG la valeur de sintegral, SG2 la valeur de sintegral2, LG la valeur de integral et LG2 la valeur de integral2. Ces paramètres sont décrit au tableau 5.2.

5.13(a), où l'on observe un dépôt d'énergie supérieur à celui à 5.13(b), le pulse ne dure que quelques échantillons et ne semble pas décroître exponentiellement.

Une manière d'identifier ces événements est avec un histogramme comparant PeakHighValue à sintegral2, présenté à la figure 5.14, où les traces de courant sombre auront une intégrale courte inférieure à celle des événements de recul pour le même PeakHighValue en raison de leur décroissance rapide de pulse.

Pour les pulses de courant sombre, la quasi-totalité des photoélectrons du pulse se trouve dans un échantillon, ce qui n'est pas le cas pour les événements de recul. Ainsi, une coupure peut être faite sur cette base. Nous avons décidé de garder uniquement les pulses ayant un nombre de photoélectrons dans l'échantillon du sommet du pulse inférieur au nombre moyen d'échantillons plus 2 sigma, en supposant une distribution binomiale. La valeur de 2 sigma a été optimisée pour couper un minimum d'événements appartenant à la traînée d'événements engendrée par un recul dans le scintillateur.

La coupure est définie comme suit

$$\gamma_{e-}(\text{sommet du pulse}) < \text{moyenne}[\gamma_{e-}(\text{sommet du pulse})] + 2\sigma \quad (5.2.2)$$

et peut être réécrite comme:

$$\text{PeakHighValue} < p \cdot x + 2\sqrt{p \cdot q \cdot \frac{x}{e}} + \text{baseline2}, \text{ Où } e = \frac{x \cdot p \cdot q}{h^2} \quad (5.2.3)$$

où p est la probabilité qu'un pulse soit dû au courant sombre, x est l'intégrale courte 2, q=1-p, e est le nombre de photoélectrons produits par le pulse (correspond à l'énergie déposée dans le cas d'événement de recul) et h est la largeur de la traînée d'événements de recul, soit la population de droite dans les figures 5.14. Cette figure présente également la coupure définie par 5.2.3 où les événements à gauche de cette courbe sont coupés.

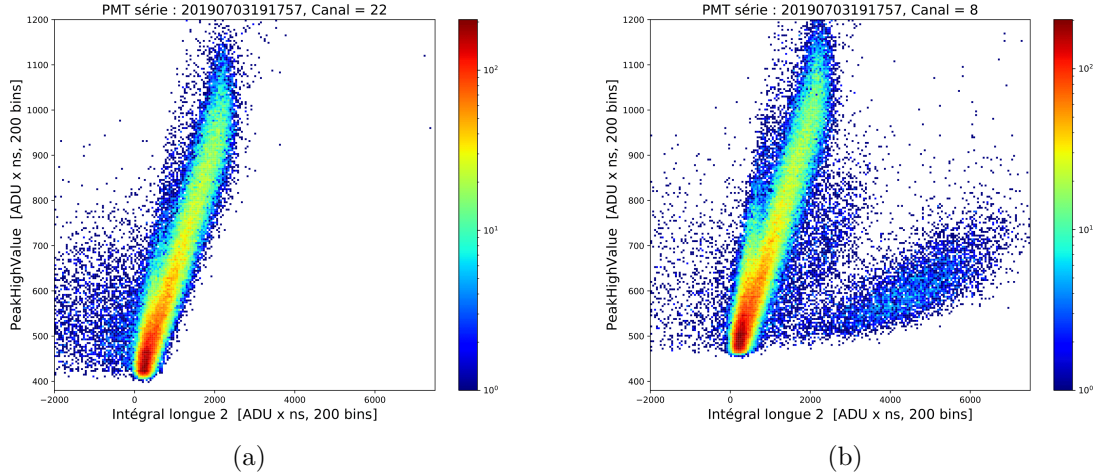
#### 5.2.0.5. Autre bruit

La dernière population d'événements à rejeter, sur laquelle j'ai principalement travaillé, a une cause inconnue et a été découverte dans les histogrammes comparant **PeakHighValue** à l'intégrale longue, voir figure 5.15. Nous constatons la présence d'un 'bras' à droite de la traînée typique d'événements. Cependant, ce 'bras' n'est pas présent dans tous les PMTs (principalement présent dans les canaux 8, 13 et 24). Si l'on observe le type de traces qui se trouve dans cette région, présenté à la figure 5.16, on remarque qu'elles sont dominées par du bruit. Ces événements ne sont clairement pas dus à des neutrons et même si un événement de neutron s'y trouvait, il serait impossible d'en extraire une valeur d'énergie.

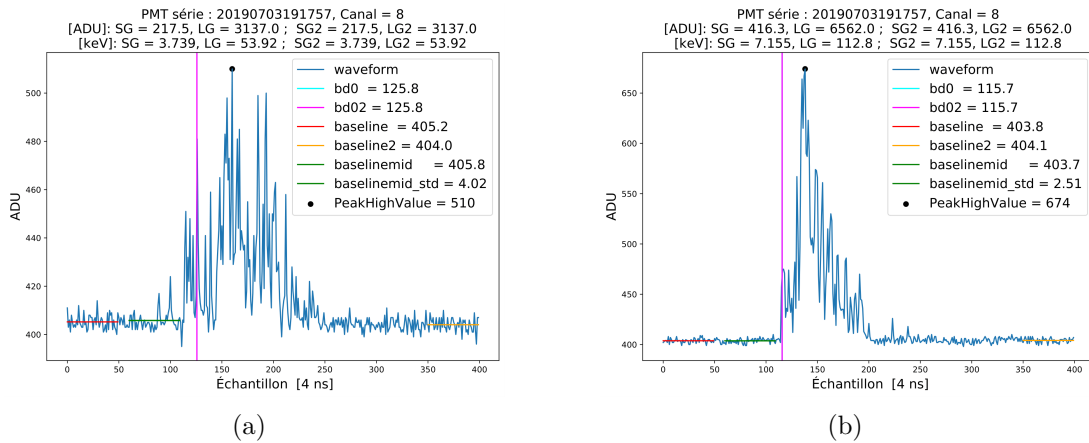
Les événements du 'bras' présentés à la figure 5.16 ont des traces ayant plusieurs pulses de faible amplitude sur une durée de plusieurs échantillons.

Premièrement, il est à noter que nous devons rejeter les événements pour chaque canal de chaque série séparément, puisque la baseline varie d'un PMT à l'autre et d'un jour à l'autre, ce qui à son tour fait varier la valeur de **PeakHighValue** (mais ne devrait pas affecter les valeurs d'intégrale).

Puisque ce type de traces à une amplitude de pulse qui reste semblable sur plusieurs échantillons, alors que l'amplitude décroît rapidement pour les pulses dus à un recul, j'ai



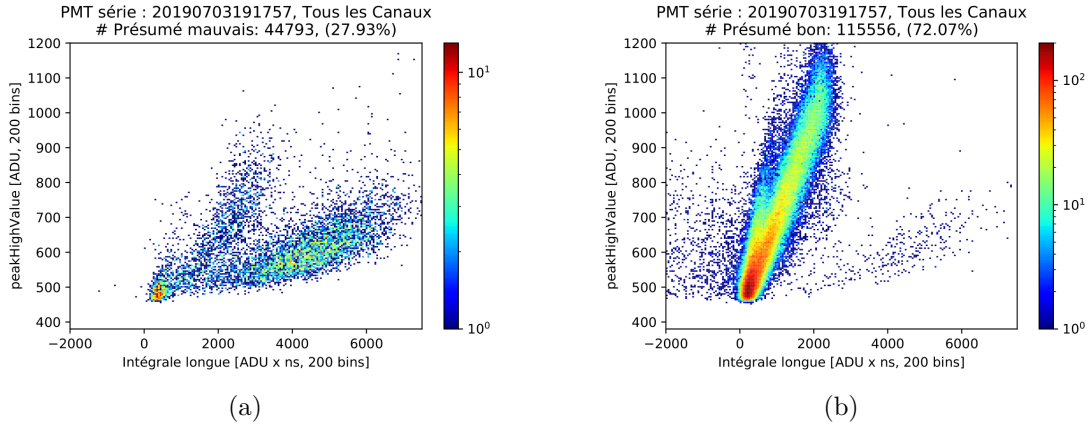
**Fig. 5.15.** Comparaison du PeakHighValue à l'intégrale longueur où bd0 et bd02 sont plus grand que 0 dans (a) le canal 22, (b) dans le canal 8, où l'on peut observer un 'bras'.



**Fig. 5.16.** Trace de deux événements se trouvant dans le 'bras'. ADU représente les unités ADC, SG la valeur de `sintegral`, SG2 la valeur de `sintegral2`, LG la valeur de `integral` et LG2 la valeur de `integral2`. Ces paramètres sont décrits au tableau 5.2.

d'abord considéré comparer `sintegral` à `mintegral` (`mintegral` débute à l'échantillon suivant `sintegral` et couvre 24 échantillons)<sup>1</sup> pour déterminer si une trace appartenait au 'bras', sur la base de 3 critères, l'intégrale, l'écart type et la hauteur du sommet dans leur région. Ces 3 paramètres sont fortement corrélés et leurs comparaisons ne permettent pas d'obtenir un meilleur découplage des événements de recul nucléaire de ceux du bras. Par conséquent, nous avons ainsi choisi de n'en garder qu'un, l'intégrale.

<sup>1</sup>`sintegral` courte couvre 12 échantillons, débutant à bd0-5 (de bd0-5 à bd0+7) alors que `mintegral` débute après la fin de `sintegral` et couvre 24 échantillons (de bd0+8 à bd0+32). Il est à noter que cette analyse a été effectuée avant que nous utilisions la QR bd02 et donc cette partie de l'analyse n'utilise que bd0. De plus, `mintegral` n'est pas présenté dans le tableau 5.2 puisqu'elle n'a pas été utilisée dans l'analyse finale.



**Fig. 5.17.** Événements présumé (a) mauvais et (b) bon, dans le canal 8 utilisant le critère de l'équation 5.2.4.

Afin d'être en mesure de déterminer la coupure pour chaque canal de chaque série, j'ai séparé les événements en 2 groupes constitués d'événements présumés bons ou mauvais sur la base du ratio de `mintegral` à `sintegral` afin d'avoir la majorité des événements du 'bras', présumés mauvais, comme le montre la figure 5.17. L'équation utilisée pour déterminer si un événement est présumé mauvais est:

$$\frac{\text{sintegral}}{\text{mintegral}} < 2 \quad (5.2.4)$$

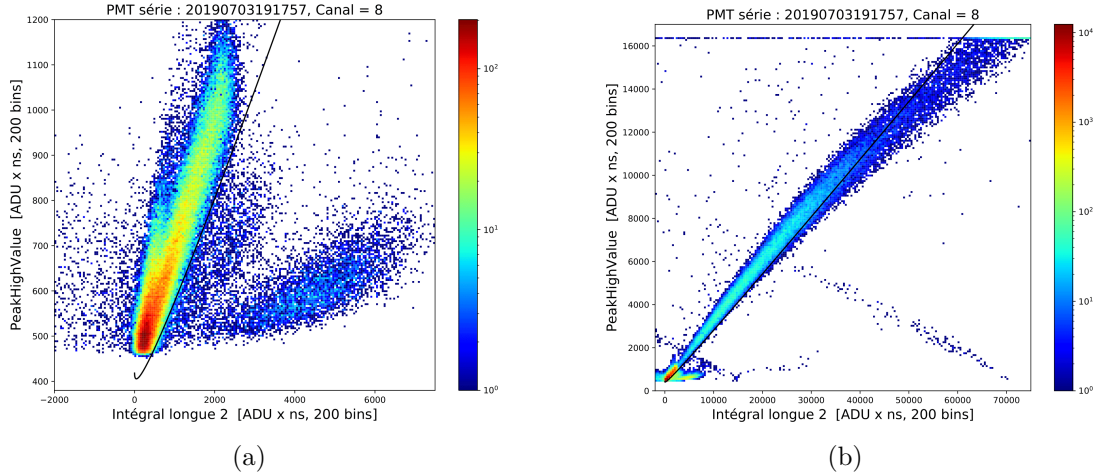
J'ai ensuite utilisé les critères:

- (1) Coupe le plus d'événements présumés mauvais.
- (2) Coupe le moins d'événements présumés bons (soit ceux qui ne sont pas présumés mauvais).
- (3) Maximise l'élévation de la droite.
  - (a) Ceci est pour éviter de rester bloqué dans un minimum local dans le cas où, à la position initiale de la droite, aucun événement ne se trouve en dessous.

Pour optimiser la position d'une droite de coupure ayant une pondération différente pour chacun de ces critères, il s'avéra toutefois impossible de trouver une pondération qui engendre une coupure adéquate pour toutes les séries de données.

Une solution plus simple et élégante pour rejeter les événements se trouvant dans le 'bras' et, du même coup, ceux se trouvant dans les 2 traînées décroissantes, est d'utiliser une coupure similaire à celle utilisée pour séparer les événements de courant sombre, mais dans la limite inférieure. Ainsi les équations 5.2.2 et 5.2.3 deviennent :

$$\gamma_{e^-}(\text{sommet du pulse}) > \text{moyenne}[\gamma_{e^-}(\text{sommet du pulse})] - 2\sigma \quad (5.2.5)$$



**Fig. 5.18.** Nouvelle courbe de coupure du 'bras' utilisant l'équation 5.2.6 (a) dans la région du 'bras' et (b) dans toutes l'espace des données.

et :

$$PeakHighValue > p \cdot x - 2\sqrt{p \cdot q \cdot \frac{x}{e}} + baseline, \text{ Où } e = \frac{x \cdot p \cdot q}{h^2} \quad (5.2.6)$$

Ce qui produit les coupures présentées à la figure 5.18, qui coupe non seulement les événements du 'bras' ainsi que les 2 traînées.

### 5.3. Analyse du HVeV

Cette analyse fut effectuée principalement par Ziqing Hong et Runze Ren (Tom) de l'Université Northwestern et Tyler Reynolds, Corey Bathurst et Harrison Coombes de l'Université de Floride. Le but de cette analyse est de déterminer l'énergie déposée par chaque événement dans le détecteur HVeV dans la plage de 100 eV à 109 keV <sup>1</sup> avec une incertitude de moins de 5%. Cette analyse permet également de déterminer la position temporelle des événements dans le HVeV, ce qui sera essentiel pour la section qui suit.

Comme mentionné à la section 2.1, les HVeV possèdent 2 canaux, un interne (dénomé CH3) et un externe (dénomé CH2) recouvrant la même surface totale. Ces 2 canaux ont le même gain <sup>2</sup>, et donc peuvent être simplement additionnés pour obtenir une mesure de l'énergie totale déposée dans le HVeV quand l'énergie totale est moins de 1 keV.

Le calcul de l'énergie utilisant le modèle de pulse est excellent pour de faibles mesures d'énergie, cependant le HVeV a une forte non-linéarité pour les dépôts de plus de 1 keV. De plus, le signal commence à saturer à partir de 10 keV, ce qui change dramatiquement l'allure des pulses. Il est donc important d'avoir une calibration sur toute l'étendue de la

<sup>1</sup>109 keV correspond à l'énergie maximale pouvant être déposée par le recul nucléaire d'un neutron de 55.7 keV avec un gain de NTL produit par 180 V

<sup>2</sup>Une analyse du gain relatif entre les deux canaux n'a trouvé aucune différence de gain.

plage d'intérêt en utilisant plusieurs méthodes de calcul d'intégrales spécifiques à l'intégrale des différents régimes.

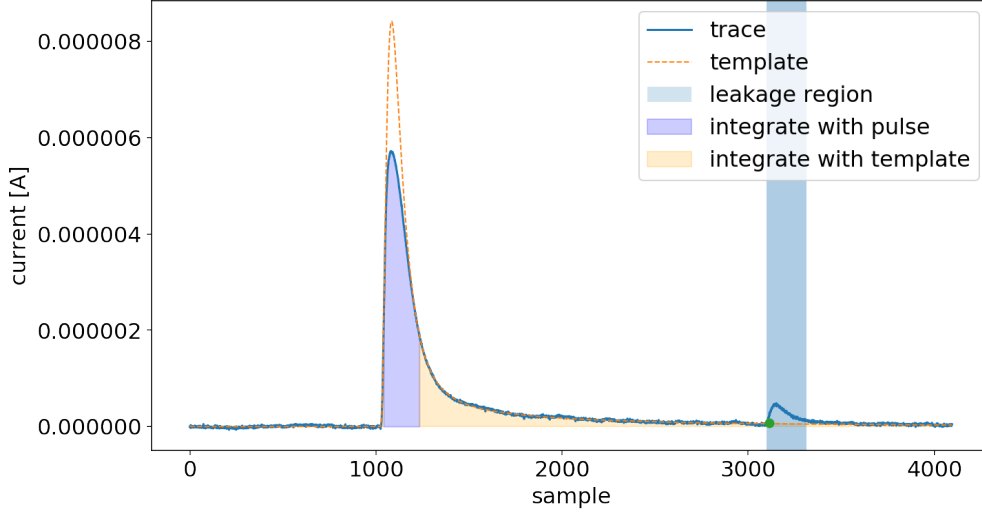
Nous utilisons une méthode hybride (dénomé MF\_Total), qui calcule l'intégrale directement dans une région du pulse et à l'aide du modèle dans une autre. Cela est dû au fait que dans la région où le signal est faible, les fluctuations statistiques sont plus importantes et donc le ratio signal sur bruit est faible. Dans cette région, il est préférable d'intégrer la courbe du modèle que d'utiliser la hauteur de chaque échantillon pour avoir une valeur précise de l'énergie. D'autre part, dans la région de haut signal, les fluctuations statistiques sont négligeables, ce qui augmente le ratio signal sur bruit. Cependant, nous avons des TES dont le signal sature <sup>1</sup>, ce qui change la forme du signal en réduisant l'amplitude du signal. L'utilisation du modèle surévalue donc la valeur de l'intégrale dans cette région et il est préférable d'y mesurer l'intégrale directement. Ces 2 régions ont été délimitées à  $2\mu\text{A}$ , comme le montre la figure 5.19, signifiant que l'on calcule l'intégrale des échantillons dans la région où le courant mesuré est de plus de  $2\mu\text{A}$ , et nous utilisons le modèle dans la région de courant de moins de  $2\mu\text{A}$ . Des paires d'électrons-trous se retrouvent souvent dans la queue des pulses, ce qui pourrait biaiser l'ajustement du modèle au pulse, résultant en une mauvaise évaluation de l'intégrale. Pour éviter ce biais, ces événements sont identifiés et la région où ces pulses se trouvent est ignorée lors de l'ajustement.

Un autre biais provient de la baseline, qui est un indicateur du gain des TES. Puisque nous devons faire un cycle de refroidissement chaque jour, les TES doivent être réchauffés à 4 K, avant de retourner à la température d'opération de 52 mK. Ainsi, nous devons calibrer le courant appliqué sur le TES afin qu'il soit à 30% de sa phase de transition chaque jour. La baseline typique varie donc d'un jour à l'autre. Pour calibrer la différence de baseline, nous utilisons les données prises avec le laser de faible intensité chaque jour avant d'utiliser le faisceau et définissons cette baseline comme étant la baseline moyenne typique de cette journée. Nous utilisons ensuite les 900 échantillons précédant chaque événement comme baseline propre à cet événement et les comparons à la baseline moyenne du jour pour déterminer le gain de cet événement. Le changement de baseline cause une variation de gain, puisque cela change la position où nous nous trouvons dans la courbe de transition des TES et que cette courbe n'est pas linéaire, la position initiale sur cette courbe fait donc varier le gain.

Comme nos calibrations sont faites pour la région de  $\sim 30\%$  de la courbe de transition des TES, nous ne voulons pas trop nous en éloigner. Pour ce faire, nous rejetons des événements sur la base de 2 paramètres l'affectant, soit la baseline et la température du HVeV. Les coupures effectuées sont les suivantes:

---

<sup>1</sup>Les TES sont considérés saturés lorsqu'un dépôt d'énergie les fait sortir de la phase de transition supraconductrice et entre dans la phase normale, puisqu'une fois normale, l'énergie supplémentaire ne peut pas être mesurée.



**Fig. 5.19.** Exemple de l’ajustement de modèle de pulse (pointillé orange dénoté ‘template’) sur le signal mesuré (ligne bleue dénotée ‘trace’) identifiant les méthodes d’intégration pour les différentes régions. La section mauve de l’aire sous la courbe (dénoté ‘integrate with pulse’) est intégrée utilisant les valeurs de courant mesuré et inclut les échantillons ayant une valeur de courant de plus de  $2\mu\text{A}$ , alors que la section orange de l’aire sous la courbe (dénoté ‘integrate with template’) est intégrée utilisant l’aire sous la courbe du modèle dans cette région qui contient les échantillons de courant inférieur à  $2\mu\text{A}$ . La région bleue (dénotée ‘leakage region’) correspond à une paire d’électron trou se trouvant dans la queue du pulse, sans avoir été produite par un événement de recul.

- (1)  $|baseline_{\text{événement}} - baseline_{\text{moyen}}| > 0.5$
- (2)  $|fridgeTempCali - 52mK| > 0.05mK$

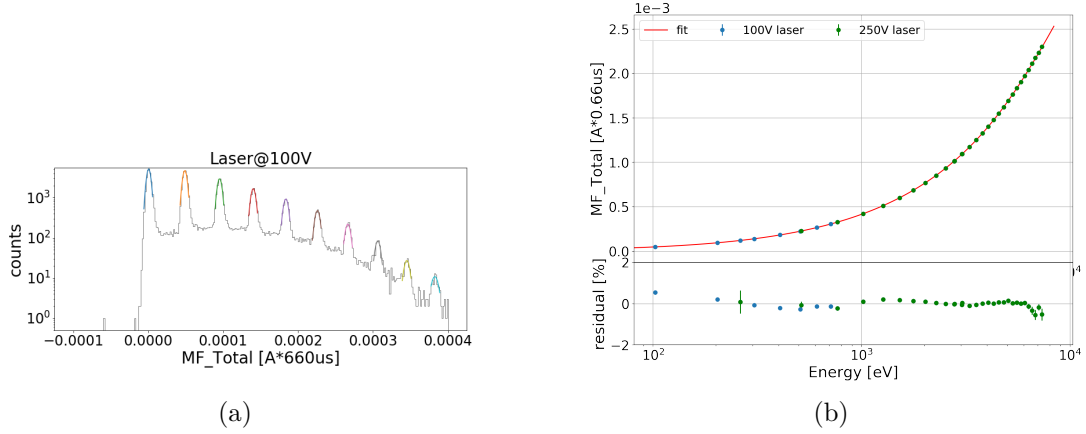
Une fois ces ajustements et coupures effectués, nous utilisons principalement 3 mesures prises pour calibrer le HVeV sur toute la plage d’énergie. Ces 3 mesures sont:

- (1) Laser de puissance faible à 100 V: région de 0.1 à 0.6 keV
- (2) Laser de puissance élevée à 250 V: région de 0.25 à 7 keV
- (3)  $^{55}\text{Fe}$  à 0-70 V: 6 à 125 keV

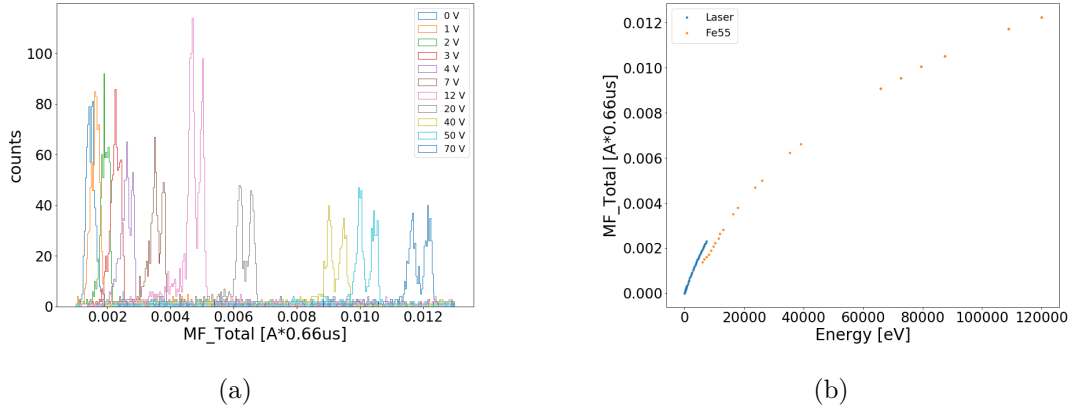
L’ensemble de ces mesures couvre la totalité de la région d’intérêt. Par contre, les 2 dernières mesures n’ont été effectuées qu’une fois chaque et à des jours différents. Nous utilisons donc la première mesure, qui a été effectuée chaque jour pour corriger les deux autres mesures avec un facteur de correction afin d’avoir une calibration de toute la plage d’énergie applicable à tous les jours de prise de données.

Pour convertir les valeurs de courant dans les TES mesurées en énergie déposée, nous utilisons la quantification des paires d’électrons présentes dans ces mesures. La figure 5.20(a) montre la quantification de laser de faible puissance à 100 V. Dans cette figure, le premier pic correspond à  $\sim 100$  eV et chaque pic suivant correspond à une paire d’électron-trou supplémentaire.





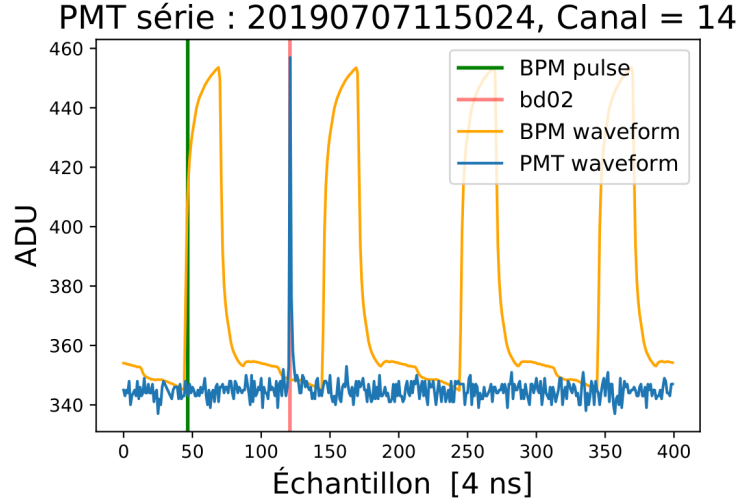
**Fig. 5.20.** (a) Nombre d'événements pour chaque valeur d'intégral utilisant la méthode hybride (dénomé MF\_Total) produite par un laser de faible puissance sur un HVeV à 100 V. (b) Dépôt d'énergie en eV correspondant à chaque pic trouvé en (a), permettant de calibrer la conversion de MF\_Total à l'énergie dans la plage d'énergie de 100 à 600 eV



**Fig. 5.21.** (a) Nombre d'événements pour chaque valeur d'intégrale utilisant la méthode hybride (dénomé MF\_Total) produite par une source de  $^{55}\text{Fe}$  pour un détecteur HVeV étant mis sous 11 tensions, de 0 à 70 V. (b) Dépôt d'énergie en eV correspondant à chaque pic trouvé en (a), permettant de calibrer la conversion de MF\_Total à l'énergie dans la plage d'énergie de 6 à 125 keV

Le  $^{55}\text{Fe}$  peut produire 2 photons, des  $k_\alpha$  de 5.9 keV et  $k_\beta$  de 6.5 keV et les 2 pics que nous voyons dans la figure 5.21(a) pour 0 V correspondent à ces énergies. Pour les autres voltages, la conversion peut être faite à l'aide de l'équation 2.3.2, utilisant  $Y=1$ , puisque le taux d'ionisation est défini comme étant 1 pour les reculs électroniques produits par les photons, ce qui nous donne la calibration de 6 à 125 keV, présentée en 5.21(b).

Nous obtenons ainsi une calibration complète de 100 eV à 120 keV et trouvons que nous avons une résolution de  $\sim 4\%$  dans toute cette plage.



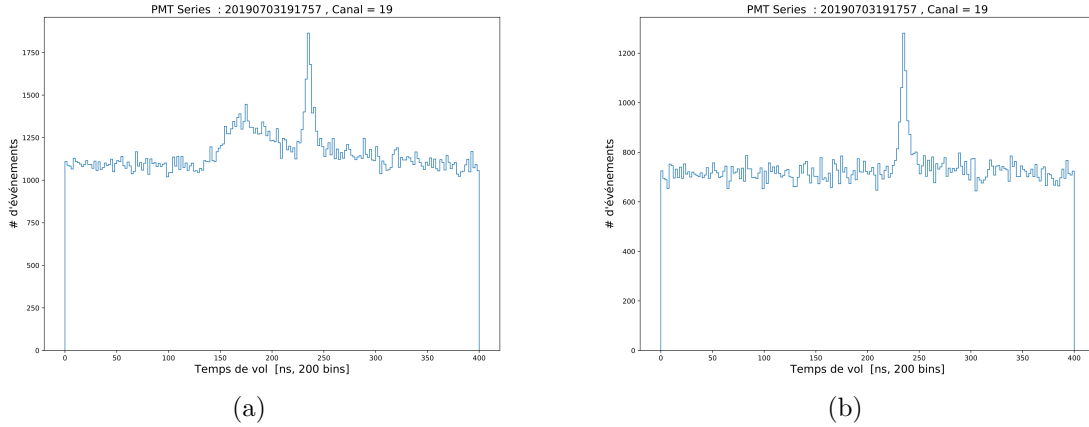
**Fig. 5.22.** Traces d'un PMT (bleu) et de son BPM correspondant (jaune) où le début du pulse du PMT est dénoté `bd02` (rouge) et le début du pulse du BPM (vert) sont déterminés utilisant CFD pour déterminer le TOF de cet événement.

## 5.4. Coïncidences

J'ai mené l'analyse qui est présentée dans cette section et en suis le principal contributeur. Les coïncidences permettent de rejeter des événements sur deux fronts, mais surtout, elles nous permettent de déterminer l'énergie déposée dans le HVeV en fonction de l'angle de diffusion, ce qui est crucial pour nous permettre de calculer le taux d'ionisation ( $Y$ ). Nous avons deux critères de coupures qui utilisent la coïncidence, le premier est le temps de vol, qui utilise la différence de vitesse des neutrons et des photons, que nous verrons à la section 5.4.1, et le second est l'intervalle de temps entre un événement survenant dans le HVeV et un PMT, dont l'algorithme est décrit à la 5.4.2 et utilisé dans la section 5.5.

### 5.4.1. Temps de vol

Le temps de vol (TOF pour **T**ime **O**f **F**light) est un type de coïncidence qui n'utilise que des données enregistrées par le DAQ des PMTs. Cette mesure permet de distinguer les neutrons à 55,7 keV des autres rayonnements qui sont détectés par les PMTs. La résolution temporelle du détecteur HVeV est insuffisante pour distinguer les particules utilisant leur TOF, mais sa coïncidence avec les PMTs sera utilisée dans la prochaine section afin d'identifier les angles de diffusion des neutrons. Le temps de vol est déterminé en comparant le temps des pulses de BPM, soit le temps du pulse dû aux protons du faisceau se dirigeant vers la cible, avec le temps d'un événement dans le PMT. Pour calculer le TOF nous identifions d'abord la position du pulse dans les traces du BPM et du PMT en utilisant un algorithme de CFD. Les positions obtenues pour un événement spécifique sont présentées à la figure 5.22. Le TOF est ensuite simplement défini comme `bd02`-(temps du pulse du BPM).



**Fig. 5.23.** Distribution des TOF modulo 400 ns pour le canal 19, un solitaire (a) pour tous les événements de la série (b) pour les événements ayant déposé plus 10 keV<sub>ee</sub>, rejetant ainsi tous les neutrons.

Le faisceau est pulsé à une fréquence de 400 ns (correspondant à 100 échantillons), ce qui est plus court que le temps qu'un neutron prend pour parcourir la distance entre le HVeV et le PMT. Nous n'avons donc effectivement que la valeur de TOF modulo 400 ns. Puisque les photons et les neutrons ne se déplacent pas à la même vitesse, si nos PMTs ne se trouvent pas à une distance correspondant à une différence de temps n'étant pas un multiple de 400 ns, nous devrions être en mesure d'observer deux pics distincts, comme on l'observe dans la figure 5.23(a), un pic correspond au neutron et l'autre aux photons, qui se déplacent pratiquement instantanément. Les deux pics peuvent être identifiés en effectuant une coupure sur l'énergie déposée, puisque les neutrons ne peuvent déposer plus de  $\sim 5$  keV<sub>ee</sub> avec une incertitude de  $\mathcal{O}100\%$ . Si nous effectuons une coupure à  $\sim 10$  keV<sub>ee</sub>, nous ne devrions avoir que des photons au-dessus de cette coupure. La figure 5.23(b) présente les événements passant cette coupure, nous indiquant que ce pic est généré par des photons, et donc que l'autre pic, de la figure 5.23(a), provient de neutrons.

Les figures 5.23 présentent le TOF d'un des PMTs solitaires qui se trouvent le plus près possible du HVeV, et qui permet ainsi d'avoir un pic de neutrons visible. Pour les PMTs faisant partie de l'anneau, nous n'avons pas assez d'événements pour être en mesure de voir un pic associé aux neutrons. Pour déterminer la position de ces pics neutroniques cachés, nous utilisons maintenant la position du pic de neutrons dans les PMTs solitaires comme référence. Nous avons mesuré la distance supplémentaire parcourue par les neutrons qui frappent les PMTs solitaires par rapport à ceux qui frappent les PMTs sur les anneaux. En divisant cette distance par la vitesse des neutrons, le temps attendu de l'arrivée des neutrons est calculé. Ces temps sont présentés au tableau 5.3.

	Solitaires (LW)	Anneau interne position 1	Anneau externe position 1	Anneau interne position 2	Anneau externe position 2
TOF [ ns ] modulo 400	180	1	20	139	152

**Tableau 5.3.** Position à laquelle le pic d'événements de neutrons devrait se trouver dans le spectre de TOF pour chaque position de PMT. L'anneau de PMT a été placé à 2 distances du HVeV, la première étant de 85.6 cm permettant de mesurer les dépôts d'énergie de 100 et 220 eV dans le HVeV et la seconde à 131.4 cm permettant de mesurer des dépôts d'énergie de 220 et 460 eV. Le pic des photons produits par la cible de LiF arrive à  $\sim 240$  ns pour les PMTs solitaires, se qui permet une bonne dissociation d'avec les neutrons.

#### 5.4.2. Synchronisation

Il n'est pas simple de comparer le temps des événements enregistrés par deux DAQs différents à des échelles de temps de  $\mu\text{s}$ . J'ai donc développé un algorithme permettant de les synchroniser pour établir des événements de coïncidence. Cet algorithme sera testé à la section suivante.

Nous avons utilisé un générateur de fonction externe qui envoyait un signal identique simultanément aux deux DAQs. Nous appelons ces signaux des "Time Syncing Pulse" (TSP ou pulse de synchronisation du temps). Nous envoyons 2 de ces types de pulses à chaque DAQ, le premier étant un court pulse carré une fois par minute, et le second étant un pulse triangulaire de fréquence de 1 Hz. Chaque type de pulse avait un canal dédié dans chaque DAQ. Il est à noter que le pulse de synchronisation triangulaire a été enregistré au cas où le pulse de carré ferait défaut ou ne serait pas suffisant pour la synchronisation. Cependant, puisque le pulse carré survenant à chaque 60 secondes est parfaitement adéquat, nous n'utilisons pas le pulse triangulaire dans cette analyse et nous nous référons au pulse carré uniquement comme TSP.

Voici donc ce qui a été enregistré dans chaque DAQ étant utilisé pour les coïncidences. Pour le DAQ des TES, ayant une fréquence de prise de données de  $\sim 1.515$  MHz (660ns entre chaque échantillon):

- (1) Trace continue provenant des canaux: CH2 et CH3.
- (2) Pulse de synchronisation de période de 60 sec (TSP).

Pour le DAQ des PMTs, ayant une fréquence de prise de données de 250 MHz (4ns entre chaque échantillon):

- (1) Trace de chaque PMT pour chaque événement (où l'événement ayant déclenché la prise de données se trouve à l'échantillon 120)
- (2) Pulse de synchronisation de période de 60 sec (TSP).

- (3) Pulse qui détecte le faisceau de protons passant dans la ligne du faisceau peu avant la cible et ayant une période de 400ns (BPM).

Nous devons synchroniser les événements des TES et PMTs utilisant 3 types de timestamps (ou horodate):

- (1) C-timestamp: temps correspondant au début de la prise de données d'une série et à une précision de 10 ms. Ce temps est extrait du nom du fichier contenant les données et est de forme AAAA:MM:JJ:mm:ss.ss pour les PMTs et TES. Ces temps sont déterminés par l'horloge interne de leur DAQ respectif.
- (2) P-timestamp: temps pris utilisant le DAQ des PMTs, inclus le TSP, BPM et le temps des événements. Ce temps est le nombre d'échantillons qui ont passé depuis le début de la série (depuis C-timestamp(PMT)). Puisque ce DAQ a un taux d'échantillonnage de 250 MHz, le temps entre chaque échantillon correspond à 4ns, ce qui représente la précision de ce temps.
- (3) T-timestamp: temps pris utilisant le DAQ des TES, inclut le TSP et le temps des événements. Ce temps est le nombre d'échantillons qui ont passé depuis le début de la série (depuis C-timestamp(TES)). Puisque ce DAQ a un taux d'échantillonnage de  $\sim 1.515$  MHz, le temps entre chaque échantillon correspond à 660ns, ce qui représente la précision de ce temps.

Tous ces temps sont sujets aux variations de l'horloge interne des DAQs, nous devons donc choisir un temps de référence afin de pouvoir les comparer. Nous choisissons P-timestamp comme temps de référence puisqu'il a la plus haute précision, cependant il est important de comprendre que cela ne signifie pas que cette horloge a moins de fluctuation que T-timestamp, ce n'est qu'un choix arbitraire de référentiel. Nous synchronisons ainsi le P-timestamp au T-timestamp utilisant l'algorithme suivant:

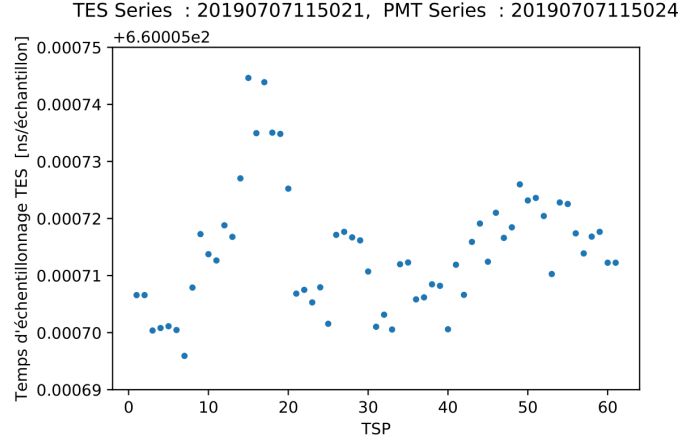
- (1) Synchroniser le TSP des 2 DAQs.
  - (a) Calculer le C-timestamp du TSP pour chaque DAQ.
    - (i)  $C\text{-timestamp} = (\text{temps du nom du fishier}) + (\text{timestamp du DAQ}) * (\text{temps d'échantillonnage du DAQ})^6$
    - (ii) Nous avons ainsi un C-timestamp calculé pour chaque série de données de PMT et chaque série de données de TES.
  - (b) Calculer la différence entre chaque TSP C-timestamp des TES et des PMTs et coupler ceux ayant la plus faible différence.
    - (i) Il est à noter qu'il arrive que le DAQ des PMTs ou TES manque un TSP, quand ceci arrive, le TSP envoyé à l'autre DAQ reste simplement non jumelé. Pour ce faire, nous ne gardons que les paires de TSP séparées par moins de 2 secondes dans les 2 DAQs.

---

<sup>6</sup>Je définis le temps d'échantillonnage comme étant le temps qui s'écoule entre la prise de deux échantillons. Ainsi temps d'échantillonnage PMT = 4 ns/échantillon et temps d'échantillonnage TES = 660 ns/échantillon.

- (2) Calculer la variation de la vitesse de l'horloge du DAQ des TES par rapport à celle du DAQ des PMTs.
- (a) Calculer le nombre d'échantillons entre chaque TSP successif dans le DAQ des TES et PMTs, nous donnant ainsi des  $\Delta T$ -timestamp et  $\Delta P$ -timestamp qui peuvent être jumelés utilisant l'étape précédente.
    - (i) L'unité des T-timestamp et P-timestamp est le nombre d'échantillons.
  - (b) Convertir  $\Delta P$ -timestamp en ns ( $\Delta P$ -timestamp[ns]).
    - (i)  $\Delta P$ -timestamp[ns] =  $\Delta P$ -timestamp \* (temps d'échantillonnage PMT)
  - (c) Pour chaque paire de TSP, on calcule:  $\Delta P$ -timestamp[ns] /  $\Delta T$ -timestamp = (temps d'échantillonnage TES corrigés).
    - (i) le 'temps d'échantillonnage TES corrigés' correspond au temps d'échantillonnage TES dans le référentiel du DAQ des PMTs, donc en termes de P-timestamp. En termes de T-timestamp, il aurait une valeur de 660 ns/échantillon.
    - (ii) le 'temps d'échantillonnage TES corrigés' varie au cours de la prise de donnée, comme le montre la figure 5.24, ce pourquoi nous ne comparons pas seulement le premier TSP au dernier, mais le calibrons dans chaque intervalle de deux TSP.
    - (iii) Le 'temps d'échantillonnage TES corrigés' est posé comme étant constant entre les deux TSP qui ont permis de le mesurer et est utilisé dans cette région. Nous utilisons la valeur de la première correction pour les événements avant le premier TSP et la valeur du dernier pour les événements après le dernier TSP.
- (3) Assigner aux événements du TES et PMTs un temps dans le référentiel P-timestamp.
- (a)  $P\text{-timestamp}(\text{événement PMT})[\text{ns}] = P\text{-timestamp}(\text{événement PMT}) \cdot (\text{temps d'échantillonnage PMT})$
  - (b)  $P\text{-timestamp}(\text{événement TES})[\text{ns}] = P\text{-timestamp}(\text{TSP le plus proche}) \cdot (\text{temps d'échantillonnage PMT}) + |T\text{-timestamp}(\text{événement PMT}) - P\text{-timestamp}(\text{TSP le plus proche})| \cdot (\text{temps d'échantillonnage TES corrigés pour cet intervalle de TSP})$
- (4) Synchroniser le début des deux séries.
- (a) A ce point, le PMTs et TES sont synchronisés dans le sens où le temps s'écoule à la même vitesse dans les 2 timestamps, cependant le début de la série de donnée ne l'est pas.
  - (b) Calculer la différence de temps entre une paire de TSP PMT et TES (elles ont toutes le même  $\Delta T$ ) et ajouter cette différence à tous les temps mesurés pour le TES.

- (5) Synchronisation complétée où les événements des TES et PMTs utilise le temps P-timestamp et un test de coïncidence peut être effectué.



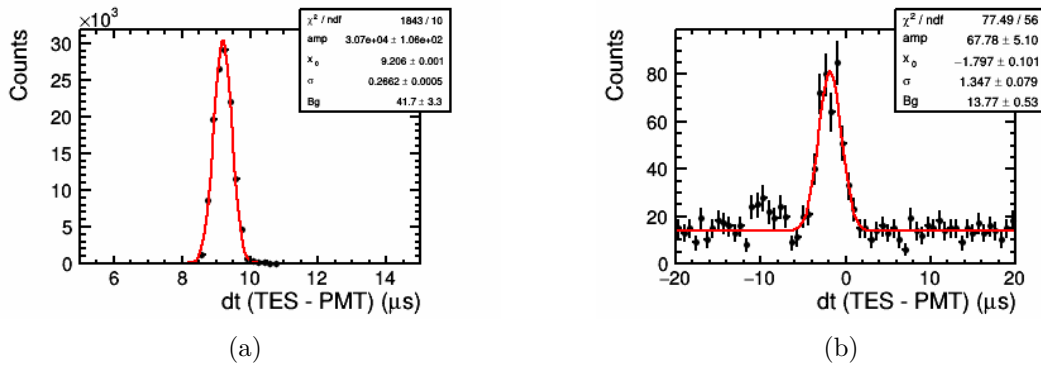
**Fig. 5.24.** Temps d'échantillonnage du DAQ des TES, pour la série 20190707115021, dans le référentiel de l'horloge du DAQ des PMTs, pour la série 20190707115024, mesuré entre chaque pulse de synchronisation (TSP) dans ses séries.

Puisque les mesures de coïncidences sont critiques à cette analyse, nous avons d'abord testé cet algorithme sur des données bidon avant de nous rendre à TUNL, puisque sans elle nous ne pourrions pas déterminer l'énergie déposée dans le HVeV et ne pourrions donc pas calculer du taux d'ionisation.

Les données bidon sont produites en envoyant un signal qui génère un autre signal dans les 2 DAQs avec une amplification du signal des TES pour ralentir ce dernier. Nous envoyons également un TSP dans les deux DAQs exactement de la même manière que nous le ferons lors de la prise de données. La figure 5.25(a) montre la distribution des différences de temps entre les TES et PMTs pour ces données bidon. On constate que nous obtenons une résolution de  $\sim 0.3\mu\text{s}$  ainsi qu'un décalage vers la droite du sommet, qui sont dus à l'amplification du signal des TES. On peut comparer ce résultat aux données du PMT CH19 (un LW) à 0 V présentées à la figure 5.25(b). Nous pouvons clairement identifier un pic autour de 0 (puisque cette fois-ci le signal des TES n'est pas ralenti) avec une résolution  $\sim 1.3\mu\text{s}$  entre les PMTs et TES, ce qui est impressionnant pour un détecteur cryogénique.

## 5.5. Analyse des données à 0 V

Le développement des coupures et de l'analyse effectuée dans cette section était un vaste travail d'équipe incluant: moi-même, Émile Michaud, Tyler Reynolds, Ziqing Hong, Runze Ren (Tom), Corey Bathurst, Valentina Navati, Harrison Coombes et d'autres. Nous avons décidé de débiter notre analyse en utilisant les données de 0 V afin de pouvoir faire des corrections à notre analyse en évitant d'être biaisés par l'observation des données à plus



**Fig. 5.25.** Temps de coïncidence entre les événements d'un TES et d'un PMT utilisant (a) des données bidons de tests (b) exemple de données prises à TUNL après l'application de coupures dans le canal 19.

haut voltage. Les données à 0 V n'ont pas de gain causé par l'effet NTL et ne peuvent donc pas mesurer le taux d'ionisation du Si. Le but premier de cette analyse est de valider l'algorithme de synchronisation. Cette section présentera les données prises les 2 jours (les 9 et 14 juillet) où le HVeV était à 0 V. Notons qu'à ces dates, nous avons 3 PMT solitaires qui ont mesuré des dépôts d'énergie de 0.75, 2 et 3.9 keV. L'anneau des PMTs change également de position entre ces deux jours, nous permettant de mesurer des dépôts de 100, 220 et 460 eV. Le tableau 5.4 présente l'énergie mesurée par chaque position de PMT avec leur temps d'exposition respectif et le nombre d'événements attendus.

Nous utiliserons désormais la notation  $eV_{rn}$  pour dénoter l'énergie déposée par un recul nucléaire (dans le HVeV et les PMTs),  $eV_{ee}$  pour dénoter le nombre d'électron équivalent à l'énergie déposée dans un scintillateur liquide après l'atténuation et  $eV_{pt}$  pour dénoter l'énergie totale des phonons dans le HVeV détecteur, soit la somme de l'énergie initiale de recul (nucléaire ou électronique) avec les phonons générés par l'effet NTL. Dans cette analyse, le seuil inférieur est de  $50 eV_{pt}$ . Notons également que les coupures suivantes, ayant été décrites en détail précédemment, sont appliquées avant le début de l'analyse qui suit. Pour le HVeV, nous appliquons les coupures suivantes, décrites plus en détail dans la section 5.3:

- (1) Coupure de baseline:  $baseline_{moyenne} - baseline_{\text{événement}} \in [-0.1, 1] \mu A$ .
  - (a) Ceci représente une coupure de 2.9% des événements.
  - (b) La limite inférieure rejette les événements où la température du HVeV se trouvait sous la température d'opération, 52 mK (sous 30% de la courbe de transition de phase).
  - (c) La limite supérieure coupe des événements où les TES sont au dessus de 30% de la courbe de transition de phase, et entre une région non-linéaire non calibrée.



	Anneau interne	Anneau interne et externe	Anneau externe	Solitaire 1 (CH 19)	Solitaire 2 (CH 18)	Solitaire 3 (CH 20)
Énergie de recul [ keV <sub>rn</sub> ]	0.10(2)	0.22(3)	0.46(5)	0.8(3)	2.0(4)	3.9(5)
Énergie de recul [ keV <sub>pt</sub> ]	0.10(2)	0.22(3)	0.46(5)	0.8(3)	2.0(4)	3.9(5)
Temps de prise de données [heure]	10.5	16.5	6	16.5	16.5	16.5
Nombre d'événements de neutrons attendu	28	100	77	237	237	237

**Tableau 5.4.** Énergie et nombre d'événements de neutrons attendus pour les différentes positions de PMTs avec 0 V appliqué au HVeV. Ces données ont été prises le 9 juillet, où l'anneau de PMTs se trouvait à 85.6 cm du HVeV ainsi que le 14 juillet où l'anneau de PMTs se trouvait à 131.4 cm du HVeV. Les valeurs entre parenthèses représentent l'incertitude attendue en raison du faible taux de statistiques.

- (2) Coupure des événements d'empilement: lorsqu'il y a un second pulse déposant plus de 40 eV<sub>pt</sub>.
  - (a) Ceci représente une coupure de 0.8% des événements, lorsqu'appliqués après la coupure 1.
- (3) Coupure sur  $\chi^2$  entre le pulse et le modèle: Critère de coupure variant avec l'énergie déposée.
  - (a) La comparaison entre le modèle et le pulse ne peut être utilisée que lorsque les TES ne sont pas saturés, puisque la saturation change trop l'allure du pulse pour être comparé au modèle.
  - (b) Les TES commencent à saturer vers 7.5 keV<sub>pt</sub> alors que notre énergie maximale attendue par un neutron, à 0 V est de 3.9 keV<sub>pt</sub>. Cette coupure peut donc être appliquée à tous nos événements. (mais ne pourra pas l'être à 100 V et 180 V)

Pour les PMTs, nous appliquons les coupures suivantes, décrites en détail dans la section 5.2:

- (1) Coupure d'événements saturés. (dépôt d'énergie bien au-delà de ce qui est attendu)
- (2) Coupure d'événements ayant  $\text{bd0} < 0$  et  $\text{bd02} < 0$ . (aucun pulse trouvé)
- (3)  $|\text{bd0} - \text{bd02}| < 2.5$  (la baseline précédant l'événement est bruyante)

Ainsi que les coupures suivantes propres à l'analyse à 0 V:

- (1) PMT CH14: coupure des événements ayant déposé moins de  $4 \text{ KeV}_{ee}$ 
  - (a) Le PMT du canal 14 a un seuil inférieur de détection plus bas que désiré, ce qui résulte en une plus forte acquisition de données de bruit de fond de faible énergie étant causé principalement par du courant sombre. Une coupure à  $4 \text{ KeV}_{ee}$  nous permet d’obtenir un ratio signal sur bruit comparable à celui de autres PMTs.
- (2) Coupure d’événements ayant déposé moins de  $1.5 \text{ KeV}_{ee}$  ou plus de  $10 \text{ KeV}_{ee}$ .
  - (a) L’énergie maximale pouvant être déposée dans un scintillateur liquide par un neutron de  $56 \text{ keV}$  est de  $\sim 5 \text{ keV}_{ee}$  et le seuil minimal de détection des PMTs est de  $\sim 2 \text{ keV}_{ee}$ . Ainsi puisque notre incertitude sur la valeur de l’énergie déposée est de  $\mathcal{O}100\%$ , nous gardons les événements dans cette plage.

Ces coupures sont très sévères et visent à optimiser le plus possible le ratio signal sur bruit au détriment de la quantité de statistiques de neutrons. Pour cette première analyse, où nous ne cherchons qu’à valider l’algorithme de synchronisation et les énergies de déposition dans le HVeV, il est plus important d’avoir un haut niveau de confiance que de hautes statistiques. Ces deux dernières coupures, ainsi que celle de la coupure de  $|\text{bd0-bd02}| < 2.5$  seront réévaluées avant notre prochaine analyse où le HVeV n’est pas à 0 V.

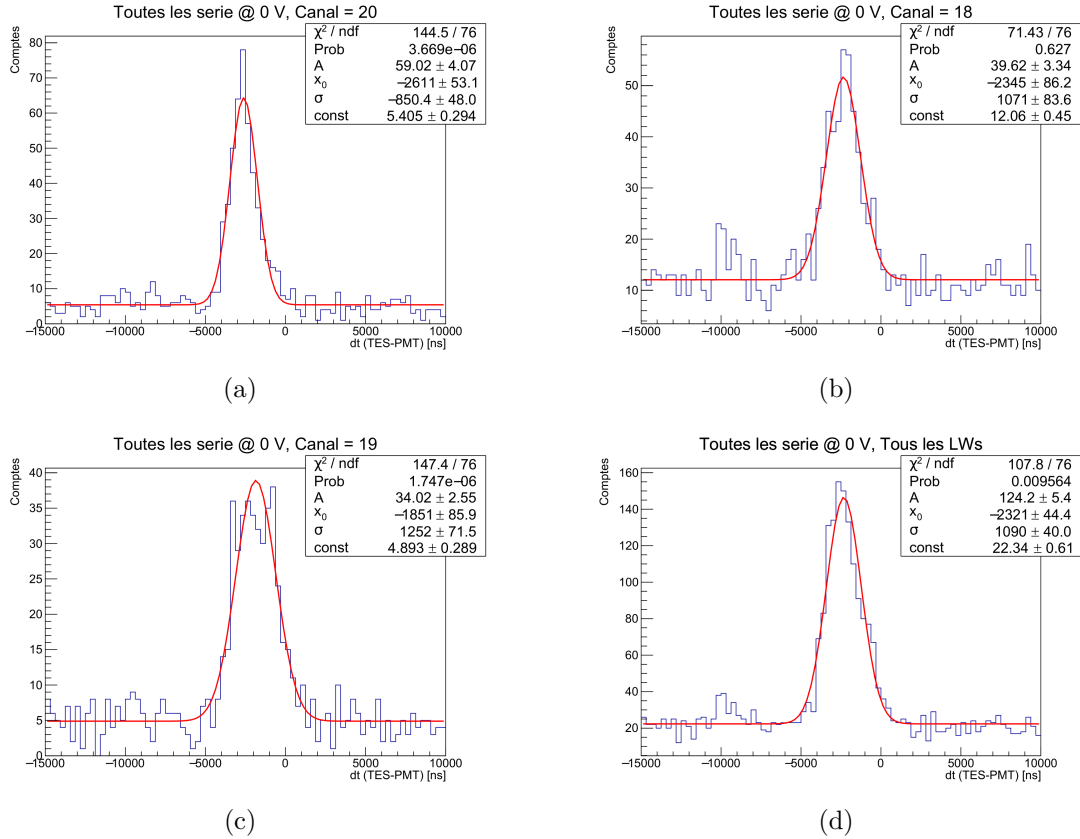
En utilisant l’algorithme décrit à la section 5.4.2 et les coupures mentionnées précédemment, nous obtenons les figures en 5.26 pour les PMTs solitaires en combinant toutes les données obtenues à 0 V. Nous ajustons également une courbe gaussienne sur les distributions d’événements obtenues, dont les paramètres sont présentés au tableau 5.5.

Canal	Énergie déposé dans le HVeV [keV <sub>nr</sub> ]	Position du sommet [ $\mu\text{s}$ ]	Incertitude sur position du sommet [ $\mu\text{s}$ ]	Larguer du pic $1 \sigma$ [ $\mu\text{s}$ ]
CH 19	0.8(3)	-1.85	0.09	1.25
CH 18	2.0(4)	-2.35	0.09	1.07
CH 20	3.9(5)	-2.61	0.05	0.85
les 3 LWs	-	-2.32	0.04	1.09

**Tableau 5.5.** Sommaire de l’information tirée de l’ajustement de Gaussiennes sur histogrammes de coïncidences des figures en 5.26 pour les différents canaux de PMTs ainsi que l’énergie déposée dans le HVeV correspondant à ces coïncidences. Les valeurs entre parenthèses représentent l’incertitude attendue en raison du faible taux de statistiques.

Des les résultats présentés à la figures 5.26 et au tableau 5.5, nous remarquons 2 particularités inattendues, soit que certains PMT semblent avoir un double sommet et que la position du sommet de coïncidence ne se trouve pas à 0 et même que la position entre les différents PMTs n’est pas la même.

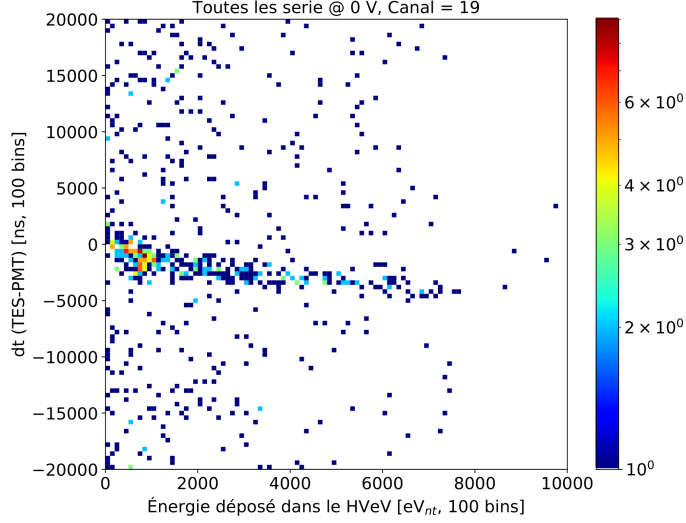
Ces 3 PMT solitaires, comme nous pouvons le voir à la figure 4.3(a), se trouvent à la même distance du HVeV. Nous ne nous attendions donc qu’à un décalage de l’ordre de



**Fig. 5.26.** Distribution du nombre d'événements obtenue dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a) le canal 20, (b) le canal 18, (c) le canal 19, (d) la combinaison des canaux 18, 19 et 20. L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau a également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau.

$\sim 10$ ns. Ces différences allant jusqu'à  $\sim 70\mu$ s doivent donc être le résultat d'une erreur systématique. De plus, il semble que plus l'énergie déposée attendue des neutrons augmente, plus le sommet s'éloigne de 0. La figure 5.27 confirme que plus le dt (temps entre l'événement dans le TES et PMT) s'éloigne de 0 plus l'énergie déposée dans le HVEV augmente, indiquant que l'exactitude de l'évaluation de la position de l'événement dans le TES diminue avec l'augmentation de l'énergie déposée. Le temps du début d'un événement dans le TES est déterminé par la position du début du modèle qui y est ajusté. Cependant, comme mentionné précédemment, l'allure de la courbe diverge de plus en plus du modèle avec l'augmentation du dépôt d'énergie, en raison de la saturation des TES. Ceci explique donc la divergence entre la position des pics pour les différents PMTs solitaires.

Notre méthode de comparaison des différents PMTs solitaires était donc biaisée. Afin de pouvoir déterminer si les positions de leurs pics sont compatibles, il serait plus juste de comparer leurs positions dans des plages d'énergie déposée dans le HVEV afin d'éliminer ce

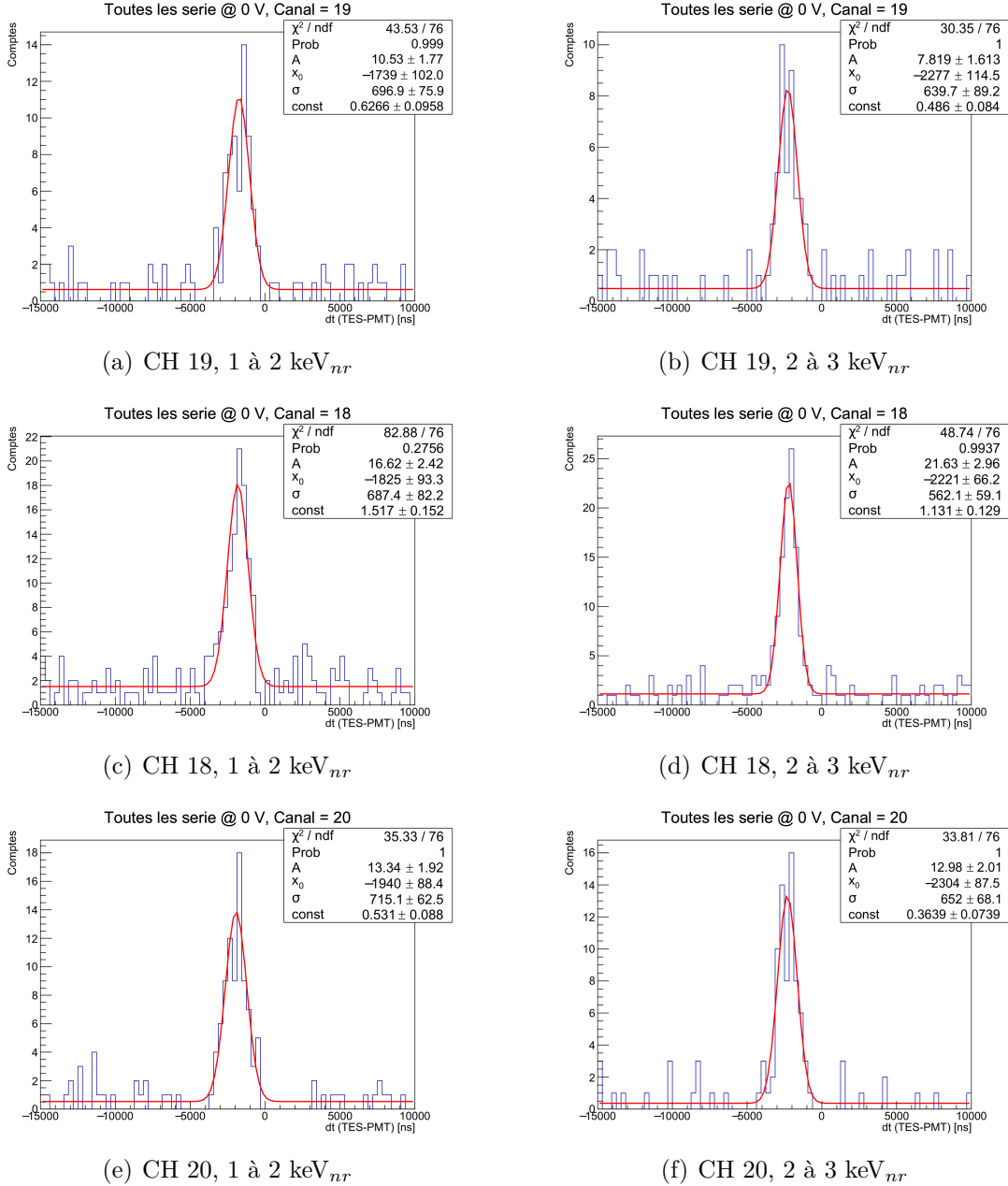


**Fig. 5.27.** Comparaison du temps de coïncidence entre le TES et PMT avec l'énergie déposée dans le HVeV pour le canal 19 utilisant toutes les données à 0 V.

biais. Le tableau 5.6 présente ces résultats. Le sommet de la gaussienne ajustée a chaque PMT solitaire dans 3 plages d'énergie, 1 à 2 keV<sub>nr</sub>, 2 à 3 keV<sub>nr</sub> et 3 à 4 keV<sub>nr</sub>. Ces intervalles ont été choisis arbitrairement pour que chaque PMT possède un pic bien défini, comme on peut le voir dans les figures 5.28 et 5.29. Nous constatons que de cette manière, la différence de décalage des coïncidences entre les différents PMTs disparaît. De plus, nous pouvons confirmer que la différence observée est due à la mauvaise évaluation de la position temporelle des événements dans le HVeV et que les PMTs ne semblent pas avoir d'erreur systématique affectant le temps de coïncidence. On constate également que les doubles sommets sont moins visibles dans les figures 5.28 et 5.29 et pouvons ainsi conclure qu'ils sont causés par l'évaluation de la position des événements du HVeV.

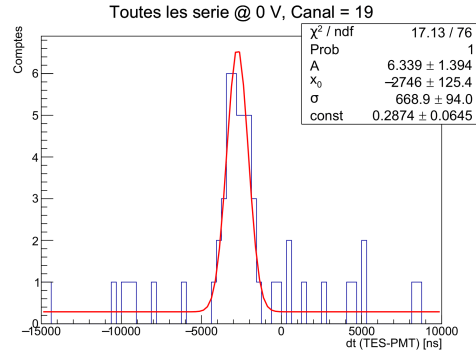
Canal	Intervalle d'énergie déposée dans le HVeV.					
	1 à 2 keV <sub>nr</sub>		2 à 3 keV <sub>nr</sub>		3 à 4 keV <sub>nr</sub>	
	Position du sommet [μs]	Incertitude sur position du sommet [μs]	Position du sommet [μs]	Incertitude sur position du sommet [μs]	Position du sommet [μs]	Incertitude sur position du sommet [μs]
CH 19	-1.74	0.1	-2.23	0.11	-2.75	0.13
CH 18	-1.83	0.09	-2.22	0.07	-2.87	0.11
CH 20	-1.94	0.09	-2.30	0.09	-2.74	0.05

**Tableau 5.6.** Position du sommet de la gaussienne ajustée sur l'histogramme des données de coïncidences à 0 V avec l'incertitude sur la valeur pour 3 intervalles d'énergie déposée dans le HVeV afin de déterminer si la position du sommet est compatible entre les 3 PMT solitaires. Ces informations sont tirées des figures 5.28 et 5.29

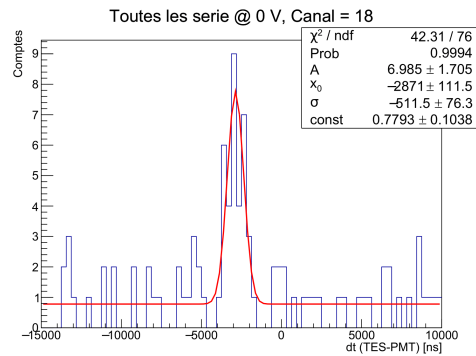


**Fig. 5.28.** Distribution du nombre d'événements obtenu dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a, b) le canal 19, (c, d) le canal 18, (e, f) le canal 20 et dans les intervalles d'énergie déposée dans le HVeV de (a, c, e) 1 à 2 keV<sub>nr</sub>, (b, d, f) 2 à 3 keV<sub>nr</sub>. L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau à également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau.

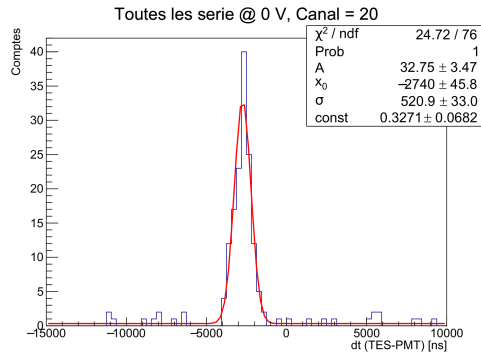
La supposition que nous avons fait, que l'allure des pulses du HVeV ne varie pas significativement avant 7.5 keV, est donc erronée et nous devons ajuster notre courbe de modèle ou notre évaluation de la position du début des événements. Il est d'autant plus important



(a) CH 19, 3 à 4 keV<sub>nr</sub>



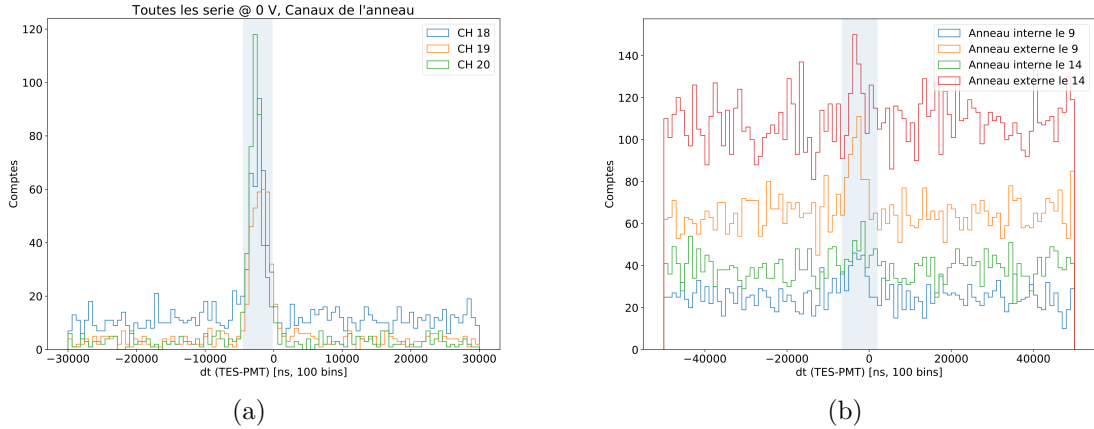
(b) CH 18, 3 à 4 keV<sub>nr</sub>



(c) CH 20, 3 à 4 keV<sub>nr</sub>

**Fig. 5.29.** Distribution du nombre d'événements obtenu dans toutes nos données prises à 0 V (soit les données du 9 et 14 juillet) pour chaque intervalle de temps entre l'événement dans le TES et le PMT dans (a) le canal 19, (b) le canal 18, (c) le canal 20 et dans l'intervalle d'énergie déposée dans le HVeV de 3 à 4 keV<sub>nr</sub>. L'ajustement d'une gaussienne sur un plateau a également été fait, où les paramètres sont donnés et 'const' représente la hauteur du plateau.

de faire ces modifications pour les résultats de 100 et 180 V pour lesquels ces déviations seront aggravées avec le gain de NTL.



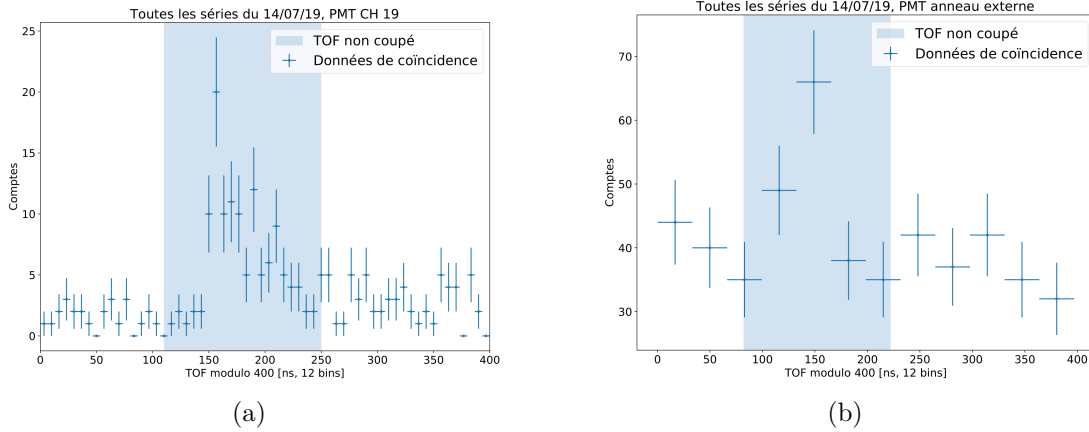
**Fig. 5.30.** Coupure effectuer sur les événements pris à 0 V dans (a) les PMTs de canaux solitaires (b) les PMTs de l’anneau. Tous les événements ne se trouvant pas dans la région bleue sont coupés.

Nous devons effectuer ces ajustements, car le but premier de notre analyse à 0 V est de tester l’algorithme de coïncidence de section la 5.4.2. Nous continuerons notre analyse avec ces temps de HVeV. Pour cette raison, nous allons également utiliser une méthode simplifiée de coupure:

- (1) Effectuer une coupure basée sur la distribution de tous les PMTs solitaire et une autre sur tous les PMTs d’anneaux.
  - (a) Puisque les PMTs des anneaux ne sont pas tous à la même distance, afin d’avoir une coupure optimale, il serait idéal d’utiliser une coupure spécifique pour chaque distance, cependant, avec leur faible ratio signal sur bruit et les incertitudes introduites sur le temps des HVeV, que nous venions de discuter, nous n’utiliserons qu’une coupure pour tous les PMTs des anneaux, afin d’avoir plus de statistique pour optimiser sa position.
  - (b) Dans les analyses que nous ferons prochainement où le HVeV ne sera pas à 0 V, et nous aurons réglé les autres problèmes, nous utiliserons différentes coupures de coïncidences pour chaque position d’anneau.
- (2) Coupure à  $\pm 2\sigma$  autour du sommet de coïncidence.
  - (a) Nous comptons utiliser une coupure moins sévère dans le futur, puisque nous favorisons ici la qualité à la quantité de données, alors que nous favoriserons plus tard davantage la statistique.

Les coupures pour les PMTs solitaires et d’anneaux sont présentés à la figure 5.30 où les événements sous la bande bleue sont gardés et les autres coupés.

Finalement, nous avons effectué les coupures sur la base du temps de vol (TOF). Cette partie de l’analyse n’utilise en fait que des données enregistrées sur le DAQ des PMTs, et aurait donc pu être faite avant l’analyse de coïncidence, Toutefois, nous avons décidé de faire



**Fig. 5.31.** Coupure effectuée sur les données présentées par (a) le PMT du canal 19, (b) les PMTs de l’anneau externe, le 14 juillet basé sur le TOF en utilisant 5.3 comme position centrale de la région non coupée (en bleu).

cette coupure à la fin. La raison étant que nous savons déjà où se trouvent les neutrons dans le spectre des TOF. Nous n’avons donc pas à optimiser une courbe sur le TOF. Il est ainsi préférable de le faire à la fin pour ne pas réduire les statistiques qui sont utiles pour l’ajustement des courbes pour les autres coupures. Cette coupure consiste simplement à garder des événements ayant TOF de plus ou moins 70 ns autour des valeurs données au tableau 5.3, ce qui nous donne 5 coupures différentes. La coupure du PMT 19 et des PMTs de l’anneau interne du 14 juillet sont présentées à la figure 5.31. Notons que les positions 1 et 2 de la table 5.3 correspondent aux données prises les 9 et 14 juillet respectivement.



# Chapitre 6

---

## Résultats et discussion

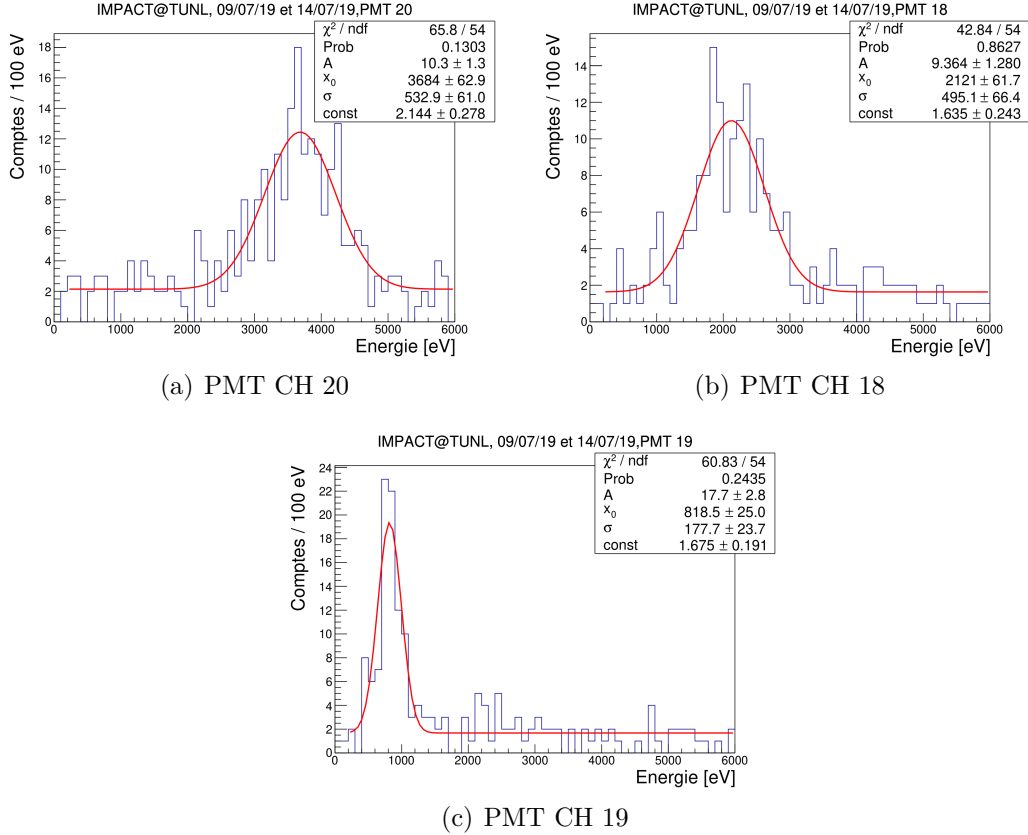
L'analyse effectuée dans la section 5 pour les données de 0 V nous permet de calculer l'énergie déposée dans les TES et de trouver les coupures à effectuer pour avoir un haut ratio de signal sur bruit. Nous pouvons ainsi vérifier si l'énergie déposée dans le HVeV que nous avons mesurée est en accord avec les énergies auxquelles nous nous attendions pour chaque position de PMT. La distribution en énergie pour chaque position de PMT est présentée à la figure 6.1 et 6.2 avec une courbe Gaussienne sur un plateau pour déterminer l'énergie mesurée. Les énergies mesurées comparées à celles attendues par chaque position de PMT sont présentées à la figure 6.3.

Ces résultats démontrent que les énergies mesurées sont compatibles avec celles attendues, ce qui valide la position physique des PMTs et par le fait même valide l'algorithme de coïncidence. Il est à noter qu'en raison des pauvres statistiques à 0 V, l'analyse de l'énergie déposée par les diffusions coïncidant avec les PMTs de l'anneau interne le 14 juillet est faite sur un seul bin du spectre d'énergie (figure 6.2(d)).

Selon la position des PMT, nous avons une diminution d'un facteur de 2 à 7 du nombre de neutrons mesuré par rapport au nombre attendu. Grâce à la bonne performance de l'analyse et du faible bruit de fond, nous prévoyons que cette réduction ne nous empêchera pas d'obtenir suffisamment de statistiques pour obtenir des résultats valides. Une cause probable pour cette réduction est la variation en énergie du faisceau, qui pourrait se trouver hors de la résonance et ainsi nous faire perdre des taux de comptes. Il est également possible que les critères de coupures utilisés aient été trop stricts.

En somme, notre analyse:

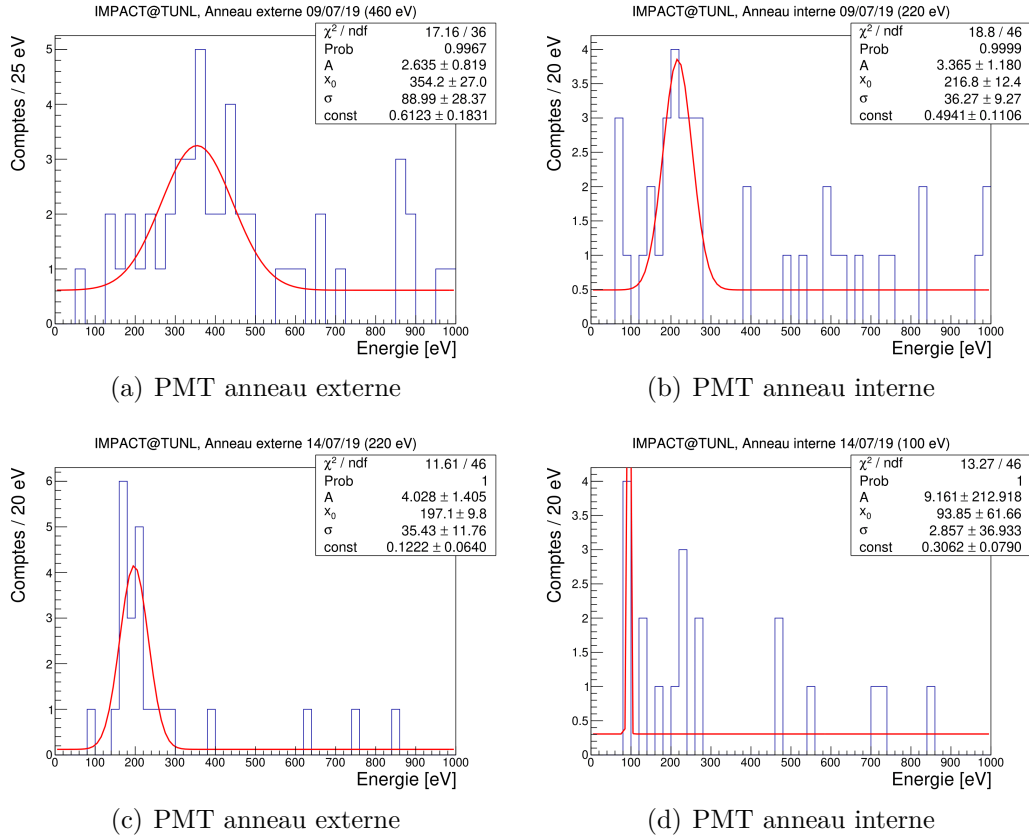
- (1) Valide la position des PMTs, et donc de l'énergie y étant déposée par les neutrons coïncidants.
- (2) Valide l'algorithme de synchronisation présenté à la section 5.4.2, avec de vraies données.



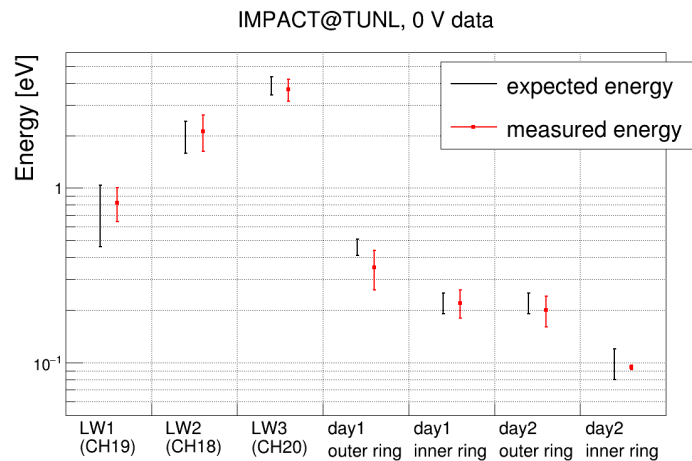
**Fig. 6.1.** Distribution de l'énergie déposée dans chaque position de PMTs à 0 A avec une courbe gaussienne sur un plateau y étant ajusté et où les paramètres sont présentés, avec 'const' représente la hauteur du plateau. Les figures (a), (b) et (c) comprennent la combinaison des événements du 9 et du 14 juillet.

- (3) A découvert que notre méthode d'ajustement des pulses du TES engendre une erreur systématique sur la position de l'événement, qui croît avec l'énergie mesurée. Nous devons revoir notre méthode d'évaluation de la position des événements du HVeV.
- (4) A observé une diminution du nombre d'événements de neutrons mesuré par rapport au nombre attendu.

Même si l'analyse des données de 0 V ne nous permet pas de déterminer le taux d'ionisation du Si, nous avons pu confirmer certaines méthodes et trouver des failles dans d'autres, nous permettant de les corriger avant de démasquer toutes nos données et rester impartiale. Ces corrections seront essentielles pour obtenir des résultats justes de taux d'ionisation lors de nos futures analyses pour les données de 100 et 180 V. Nous prévoyons finaliser notre analyse pour toutes les données prises à TUNL d'ici la fin de l'année, puis refaire une autre expérience mesurant le taux d'ionisation pour des dépôts d'énergie encore plus faibles.



**Fig. 6.2.** Distribution de l'énergie déposée dans chaque position de PMTs à 0 A avec une courbe gaussienne sur un plateau y étant ajusté et où les paramètres sont présentés, avec 'const' représente la hauteur du plateau. Les figures (a) et (b) sont les résultats du 9 juillet, les figures (c) et (d) sont les résultats du 14 juillet et les figures (e), (f) et (g) comprennent la combinaison des événements du 9 et du 14 juillet.



**Fig. 6.3.** Comparaison entre l'énergie attendue (noir) et l'énergie mesurée (rouge) pour chaque position de PMT, où 'day 1' correspond au 9 juillet et 'day 2' correspond au 14 juillet.



# Références bibliographiques

---

- [1] Gravitational lensing. <http://chandra.harvard.edu/resources/illustrations/gravitational.html>.
- [2] Spécifications des scintillateurs liquides. <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/ej-301-ej-309>.
- [3] Spécifications des tubes photomultiplicateurs. [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R7723\\_R7724\\_R7725\\_TPMH1315E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R7723_R7724_R7725_TPMH1315E.pdf).
- [4] Spécifications du couplage des scintillateurs liquides aux pmts. <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/liquid-scintillator-cells>.
- [5] R. AGNESE, T. ARALIS, T. ARAMAKI, I. J. ARNQUIST, E. AZADBAKHT, W. BAKER, S. BANIK, D. BARKER, D. A. BAUER, T. BINDER et et AL. : Energy loss due to defect formation from 206pb recoils in supercdms germanium detectors. *Applied Physics Letters*, 113(9):092101, Aug 2018.
- [6] D. BACHILLER PEREA, P. CORVISIERO, D. JIMÉNEZ REY, V. JOCO, A. MAIRA VIDAL, A. MUÑOZ MARTIN et A. ZUCCHIATTI : Measurement of gamma-ray production cross sections in li and f induced by protons from 810 to 3700kev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 406:161 – 166, 2017. Proceedings of the 12th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART12).
- [7] Lars BERGSTRÖM : Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods. *Reports on Progress in Physics*, 63(5):793–841, Apr 2000.
- [8] C. A. BURKE, M. T. LUNNON et H. W. LEFEVRE :  ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$  angular distributions to  $E_p = 3.8$  mev. *Phys. Rev. C*, 10:1299–1308, Oct 1974.
- [9] P. CABANELAS, J. CRUZ, M. FONSECA, A. HENRIQUES, F. LOURENÇO, H. LUÍS, J. MACHADO, J. PIRES RIBEIRO, A.M. SÁNCHEZ-BENÍTEZ, P. TEUBIG, P. VELHO, M. ZARZA-MORENO, D. GALAVIZ et A.P. JESUS : Cross sections for proton induced high energy -ray emission (pige) in reaction  $19\text{f}(p,){}^{16}\text{o}$  at incident proton energies between 1.5 and 4mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 381:110 – 113, 2016.
- [10] A.E. CHAVARRIA *et al.* : Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector. *Phys. Rev. D*, 94(8):082007, 2016.
- [11] Douglas CLOWE, Maruša BRADAČ, Anthony H. GONZALEZ, Maxim MARKEVITCH, Scott W. RANDALL, Christine JONES et Dennis ZARITSKY : A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, Aug 2006.
- [12] G. DECONNICK et G. DEMONORTIER : Quantitative analysis of aluminium by prompt nuclear reactions. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 12(2):189 – 208, 1972.
- [13] W. R. DODGE, S. R. DOMEN, T. F. LEEDY et D. M. SKOPIK : Measurement of the mean energy required to create an electron-hole pair in silicon between 6 and 77°k. *Phys. Rev. Lett.*, 17:653–655, Sep 1966.

- [14] Brian L. DOUGHERTY : Measurements of ionization produced in silicon crystals by low-energy silicon atoms. *Phys. Rev. A*, 45:2104–2107, Feb 1992.
- [15] C.L FINK, D.L SMITH, B.J MICKLICH et T.N MASSEY : Gamma rays produced by 1.75- to 4-mev proton bombardment of thick aluminum targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 505(1):5 – 8, 2003. Proceedings of the tenth Symposium on Radiation Measurements and Applications.
- [16] G. GERBIER, E. LESQUOY, J. RICH, M. SPIRO, C. TAO, D. YVON, S. ZYLBERAJCH, P. DELBOURGO, G. HAOUAT, C. HUMEAU, F. GOULDING, D. LANDIS, N. MADDEN, A. SMITH, J. WALTON, D. O. CALDWELL, B. MAGNUSSON, M. WITHERELL, B. SADOULET et A. DA SILVA : Measurement of the ionization of slow silicon nuclei in silicon for the calibration of a silicon dark-matter detector. *Phys. Rev. D*, 42:3211–3214, Nov 1990.
- [17] Ziqing HONG, Runze REN, Noah KURINSKY, Enectali FIGUEROA-FELICIANO, Lise WILLS, Suhas GANJAM, Rupak MAHAPATRA, Nader MIRABOLFATHI, Brian NEBOLSKY, H. Douglas PINCKNEY et et AL. : Single electron–hole pair sensitive silicon detector with surface event discrimination. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 963:163757, May 2020.
- [18] A. JOKAR, O. KAKUEE, M. LAMEHI-RACHTI, N. SHARIFZADEH et V. FATHOLLAHI : Differential cross section measurements of  $^{27}\text{Al}(p,p)^{27}\text{Al}$  and  $^{27}\text{Al}(p,)^{24}\text{Mg}$  reactions in the energy range of 1.6–3.0mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 362:138 – 141, 2015.
- [19] Gerard JUNGMAN, Marc KAMIONKOWSKI et Kim GRIEST : Supersymmetric dark matter. *Physics Reports*, 267(5):195 – 373, 1996.
- [20] Noah Alexander KURINSKY : *The Low-Mass Limit: Dark Matter Detectors with eV-Scale Energy Resolution*. Thèse de doctorat, Stanford U., Phys. Dept., 2018.
- [21] A. E. LITA, D. ROSENBERG, S. NAM, A. J. MILLER, D. BALZAR, L. M. KAATZ et R. E. SCHWALL : Tuning of tungsten thin film superconducting transition temperature for fabrication of photon number resolving detectors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15(2):3528–3531, 2005.
- [22] Émile MICHAUD : Production de plasmons et degré d’ionisation pour des reculs nucléaires dans les détecteurs de matière sombre au silicium de SuperCDMS. Mémoire de D.E.A., Université de Montréal, 2020.
- [23] Matt PYLE, Enectali FIGUEROA-FELICIANO et Bernard SADOULET : Optimized designs for very low temperature massive calorimeters, 2015.
- [24] Tarek SAAB : *Search for weakly interacting massive particles with the Cryogenic Dark Matter Search experiment*. Thèse de doctorat, Stanford U., 2002.
- [25] Y. SARKIS, Alexis AGUILAR-AREVALO et Juan Carlos D’OLIVO : Study of the ionization efficiency for nuclear recoils in pure crystals. *Phys. Rev. D*, 101:102001, May 2020.
- [26] Y. SARKIS, Alexis AGUILAR-AREVALO et Juan Carlos D’OLIVO : Study of the ionization efficiency for nuclear recoils in pure crystals. *Physical Review D*, 101(10), May 2020.
- [27] P. ZECHER, D. WANG, J. RAPAPORT, C. J. MARTOFF et B. A. YOUNG : Energy deposition of energetic silicon atoms within a silicon lattice. *Phys. Rev. A*, 41:4058–4061, Apr 1990.