



HAL
open science

Analyse de données de l'expérience XENON1T : Calibration des reculs électroniques pour des énergies comprises entre quelques keV et 3 MeV

Chloé Therreau

► **To cite this version:**

Chloé Therreau. Analyse de données de l'expérience XENON1T : Calibration des reculs électroniques pour des énergies comprises entre quelques keV et 3 MeV. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2020. Français. NNT : 2020IMTA0191 . tel-02926324

HAL Id: tel-02926324

<https://theses.hal.science/tel-02926324>

Submitted on 31 Aug 2020

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE MINES-TELECOM ATLANTIQUE
BRETAGNE PAYS DE LA LOIRE - IMT ATLANTIQUE

ÉCOLE DOCTORALE N° 596
Matière Molécules et Matériaux
Spécialité : Physique Subatomique et Instrumentation Nucléaire

Par

Chloé THERREAU

Analyse de données de l'expérience XENON1T

Calibration des reculs électroniques pour des énergies
comprises entre quelques keV et 3 MeV

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 2 Juillet 2020

Unité de recherche : Subatech (UMR 6457)

Thèse N° : 2020IMTA0191

Rapporteurs avant soutenance :

Corinne AUGIER Professeure, IP2I, Université
Claude Bernard Lyon 1
Damien NEYRET Ingénieur-Chercheur, CEA
Saclay

Composition du Jury :

Président :
Thierry GOUSSET Professeur SUBATECH, Université de Nantes

Examineurs :
Corinne AUGIER Professeure, IP2I, Université Claude Bernard
Lyon 1
Barbara ERAZMUS Directrice de recherche SUBATECH, CNRS
Andrea GIULIANI Directeur de recherche IJCLab, CNRS
Damien NEYRET Ingénieur-Chercheur, CEA Saclay
Luca SCOTTO Chargé de recherche LPNHE, CNRS

Directeur de thèse :
Dominique THERS Maître Assistant SUBATECH, IMT-Atlantique

Co-encadrant de thèse :
Julien Masbou Maître de conférences SUBATECH, Université
de Nantes

Membres invités :
Sara DIGLIO Chargée de recherche SUBATECH, CNRS
Carla MACOLINO Chargée de recherche IJCLab, CNRS

Analyse de données de l'expérience XENON1T

**Calibration des reculs électroniques pour des énergies comprises
entre quelques keV et 3 MeV.**

Chloe Therreau

Subatech – IMT Atlantique

Sous la supervision de

Dominique Thers & Julien Masbou

Groupe de recherche Xénon

Laboratoire SUBATECH

Nantes, France

Pour Elise. Pour ma famille.

Fais le ou ne le fais pas.

Il n'y a pas d'essai.

YODA

Table des matières

Table des matières	vii
Introduction	1
1 Principe d'une expérience bas bruit de fond	5
1.1 Introduction	5
1.2 Évènements rares et bruits de fond	6
1.3 Les rayons cosmiques	8
1.4 La radioactivité naturelle	10
1.5 La radioactivité intrinsèque	11
1.6 Les neutrinos	12
1.7 Conclusion	13
2 La Matière Noire	15
2.1 Introduction : <i>Il manque quelque chose</i>	15
2.2 Indications de l'existence de la matière noire	16
2.2.1 A l'échelle des galaxies	16
2.2.2 A l'échelle des amas de galaxies	17
2.2.3 A l'échelle de l'Univers	19
2.2.4 Caractéristiques de la matière noire provenant des observations astrophysiques	21
2.3 Les WIMP comme candidat à la matière noire	23
2.3.1 Les WIMP et la densité relique de l'Univers primordial	23
2.3.2 Les WIMP et la théorie de la supersymétrie	25
2.3.3 Autre théorie : la théorie de Kaluza-Klein	27
2.4 Principe de détection de la matière noire	27
2.5 La détection directe de matière noire	28
2.5.1 Taux d'interaction différentiel WIMP-noyau - Cinématique	29
2.5.2 Taux d'interaction différentiel WIMP-noyau - Effets nucléaires	30
2.5.3 Application avec l'expérience XENON1T	33
2.5.4 Méthode de maximum de vraisemblance	36

2.6	Les expériences actuelles de détection directe de matière noire	38
2.6.1	Expérience utilisant des gaz nobles liquéfiés	39
2.6.2	Expériences utilisant des détecteurs solides	42
2.7	Conclusion	44
3	La double décroissance β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)	45
3.1	Des premiers indices à la découverte des neutrinos	45
3.1.1	<i>Il manque quelque chose</i> (2)	45
3.1.2	Propriétés des neutrinos	47
3.2	La masse des neutrinos	50
3.2.1	Oscillation des neutrinos	50
3.2.2	Mesure de la masse des neutrinos	54
3.2.3	Origines possibles de la masse des neutrinos	56
3.3	La double décroissance β^- sans émission de neutrinos	60
3.3.1	La double désintégration β avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$) . . .	61
3.3.2	La double désintégration β^- sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) . .	63
3.4	Conclusion	72
4	L'expérience XENON1T	73
4.1	Principe de détection	73
4.1.1	Le choix du xénon liquide comme milieu de détection	74
4.1.2	Principe de fonctionnement d'une chambre à projection temporelle à deux phases	76
4.2	L'expérience XENON1T	78
4.2.1	Fonctionnement de l'expérience	78
4.2.2	Calibration de XENON1T	81
4.2.3	Reconstruction des évènements	84
4.3	Bruit de fond présent dans XENON1T	88
4.3.1	Le bruit de fond produisant des reculs nucléaires	89
4.3.2	Le bruit de fond produisant des reculs électroniques	89
4.4	Le programme XENON et les résultats de XENON1T	92
4.4.1	Les résultats sur la recherche de matière noire	92
4.4.2	Autres résultats	95
4.5	Conclusion	97
5	Calibration de l'expérience XENON1T grâce à une source interne de ^{83m}Kr	99
5.1	Calibration utilisant une source interne de ^{83m}Kr	99
5.1.1	Caractéristiques du ^{83m}Kr	100
5.1.2	Les signaux S2 attendus pour le ^{83m}Kr avec XENON1T	102

5.1.3	Les signaux S1 attendus pour le ^{83m}Kr avec XENON1T	103
5.1.4	Conclusion	104
5.2	Sélections des différentes populations du ^{83m}Kr	104
5.2.1	Volume fiduciel	107
5.2.2	Sélection de la population à 2 S1 / 1 S2	108
5.2.3	Sélection de la population à 1 S1 / 1 S2	113
5.3	Correction des signaux	115
5.3.1	Correction de la position	115
5.3.2	Correction des signaux S1	117
5.3.3	Méthode de correction des signaux S2 et suivi temporel de la pureté du xénon liquide	118
5.4	Détermination et suivi temporel du rendement de lumière et de charge de XENON1T en utilisant une source de ^{83m}Kr	122
5.5	Diffusion des électrons	127
5.5.1	Largeur temporelle des signaux S2	129
5.5.2	Vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide	129
5.5.3	Constante de diffusion	130
5.6	Conclusion	132
6	Reconstruction des évènements de haute énergie avec XENON1T	133
6.1	Introduction	133
6.2	Reconstruction des signaux de haute énergie	135
6.2.1	Saturation des signaux S2 et leurs corrections	136
6.2.2	Identification et séparation des signaux secondaires	142
6.3	Identification des évènements simples et multiples	143
6.3.1	Sélections des évènements simples	144
6.3.2	Sélections et reconstructions des évènements multiples	149
6.4	Reconstruction de l'énergie déposée	151
6.4.1	Méthode	152
6.4.2	Résultats	156
6.5	Comparaison de la résolution obtenue avec XENON1T et celle attendue grâce à des simulations	158
6.5.1	Simulations des évènements avec GEANT4	159
6.5.2	Clustering et simulation de la réponse du xénon liquide	161
6.5.3	Simulation de la réponse de XENON1T	166
6.5.4	Résultats de la simulation	171
6.6	Conclusion	173

7	Sensibilité de XENON1T à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos	175
7.1	Sensibilité à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)	175
7.2	Simulation du bruit de fond attendu avec XENON1T	177
7.2.1	Sources de bruit de fond dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$	178
7.2.2	Ajustement entre les spectres simulés et mesurés	181
7.3	Sensibilité attendue avec XENON1T	184
7.3.1	Sensibilité de XENON1T et comparaison aux autres expériences	184
7.3.2	Sensibilité de XENON1T en fonction de la concentration de ^{136}Xe	187
7.4	Sensibilité des expériences futures utilisant du xénon liquide	189
7.5	Conclusion	191
	Conclusion	193
	Annexe A – Annexe : Calcul du taux d'interaction différentiel attendu lors d'une expérience de détection directe de matière noire.	195
	Références	201
	Remerciements	207

Introduction

Depuis des siècles, les physiciens ont cherché à comprendre les fondements de la matière qui nous entoure et nous compose. Aujourd'hui, la compréhension des constituants fondamentaux de la matière et de leurs différentes interactions sont inclus dans le modèle standard de la physique des particules. Ce modèle de physique théorique est un modèle très complet et dont plusieurs prédictions se sont traduites par la découverte de nouvelles particules, tel que le fameux Boson de Higgs.

Pourtant, plusieurs observations actuelles ne sont pas expliquées par ce modèle et laissent à penser qu'une physique dite *au-delà du modèle standard* existe. Dans la suite de cette thèse, deux phénomènes théoriques, supposant l'existence de théories au-delà du modèle standard seront présentés : l'existence de la matière noire et la décroissance double β^- sans émission de neutrinos.

L'existence de la **matière noire** fut proposée pour la première fois dans les années 1930 par l'observation d'une anomalie dans le mouvement de l'amas de galaxies de Coma. Depuis, plusieurs observations astrophysiques et cosmologiques ont confirmé la présence d'une matière, non-lumineuse, représentant plus de 80% de la masse totale de l'Univers. De nombreuses expériences tentent actuellement de détecter et de caractériser cette matière noire. Les expériences de détections directes, placées sur Terre, cherchent à observer la collision directe d'une particule de matière noire avec un noyau cible. L'un des candidats à la matière noire est une classe de particules massives appelées WIMP (Weakly Interactive Massive Particules). Sa section efficace d'interaction avec la matière est faible et n'a pour le moment pas permis sa détection. Le second chapitre de cette thèse introduit les éléments importants de cette problématique.

D'un autre côté, les **neutrinos**, découverts pour la première fois en 1956, restent encore aujourd'hui des particules dont certaines propriétés ne sont pas connues. Cette particule, émise lors de décroissances radioactives β , a en particulier une masse extrêmement faible, plus d'un million de fois plus petite que la masse de l'électron. Cette faible masse et son origine ne sont pour le moment pas comprises. De la même façon, on ignore si le neutrino et son antiparticule sont deux particules distinctes (particule de Dirac) ou une même et unique particule (particule de Majorana). La détection d'une **décroissance double β sans émission de neutrinos** permettrait de répondre à cette dernière question et de, entre autre, comprendre l'asymétrie matière-antimatière présente dans l'Univers. La

désintégration double β (avec émission de neutrinos) est une décroissance radioactive très rare durant laquelle deux électrons et deux antineutrinos sont émis. Dans le cas où neutrino et antineutrino sont une même et unique particule (particule de Majorana), il est possible d'imaginer une même désintégration mais sans émission de neutrinos. Cette décroissance est extrêmement rare, avec une durée de vie supérieure à 10^{15} fois l'âge de l'Univers, et n'a jamais été observée jusqu'à présent. Le troisième chapitre de cette thèse donne une introduction à la physique des neutrinos et à la recherche de cette décroissance.

Ainsi, de par la nature de ces deux phénomènes physiques, les signaux attendus et que l'on cherche à détecter sont extrêmement rares. Les expériences développées pour détecter ces **événements rares** se doivent alors d'opérer dans un environnement dans lequel le bruit de fond, c'est-à-dire tous les signaux produits par un autre phénomène physique que celui recherché, est très faible. On parle alors **d'expérience bas bruit de fond**. Le but de telles expériences est *d'attendre* que le processus physique recherché produise *assez* d'évènements pour émerger au dessus du bruit de fond. La prise de données doit donc être longue afin de maximiser ce nombre d'évènements. Utiliser un même détecteur pour deux recherches d'évènements rares est donc une opportunité à étudier. Le principe des expériences bas bruit de fond est présenté dans le chapitre 1.

Dans cette thèse, je m'intéresse au xénon liquide comme milieu de détection, qui a pour avantage de pouvoir combiner ces deux recherches d'évènements rares dans une même et unique expérience. L'expérience XENON1T, présentée au chapitre 4, est une expérience bas bruit de fond, initialement construite pour la recherche directe de matière noire. XENON1T est une chambre à projection temporelle remplie de 3.2 tonnes de xénon liquide. Ce milieu de détection s'est montré le plus sensible, à la fois pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP et pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe (un émetteur double β). En effet, le xénon liquide, dense et stable, permet d'obtenir un grand volume de détection pouvant accumuler des données pendant plusieurs mois consécutifs, augmentant ainsi la probabilité de détecter les signaux recherchés.

XENON1T a ainsi effectué une prise de données pour la recherche d'évènements rares pendant plus d'un an, menant à la meilleure exposition pour la recherche de matière noire. Durant cette longue période, le détecteur se doit d'être le plus stable possible. Cette stabilité a été vérifiée pendant toute la période de prise de données grâce à des calibrations régulières utilisant une source de ^{83m}Kr . Cette calibration et l'étude de la stabilité du détecteur sont présentées au chapitre 5.

L'expérience XENON1T a été optimisée pour la détection de collision élastique WIMP-noyau, dont le signal est de faible énergie. La reconstruction des évènements de haute énergie (jusqu'à 3 MeV), développée en particulier pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe , demande donc un effort supplémentaire. Cette analyse, présentée au chapitre 6, a permis d'atteindre la meilleure résolution en énergie,

pour les expériences utilisant du xénon liquide comme cible, dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos.

L'analyse pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos avec XENON1T est en cours dans la collaboration XENON. Une estimation de sa sensibilité, d'après les connaissances actuelles, est donnée dans le chapitre 7 et comparée aux sensibilités attendues des expériences futures utilisant une plus grande masse de xénon liquide.

Principe d'une expérience bas bruit de fond

Ce chapitre a pour objectif d'introduire les principes de physique des évènements rares et d'expériences bas bruit de fond de manière générale et de mettre en perspective les travaux proposés dans cette thèse. Les détails des différents principes introduits ici seront développés dans les chapitres suivants.

1.1. Introduction

Certains processus physiques produisent ce que l'on appelle des *évènements rares*, qui ne peuvent être détectés qu'en utilisant des expériences, dites *bas bruit de fond*.

Un **évènement rare** est un signal produit par un processus physique déterminé que l'on cherche à détecter, mais qui, de par sa nature, ne produit que très rarement des signaux dans le milieu de détection que l'on considère. Actuellement, les expériences de physique des évènements rares recherchent des processus ne produisant que quelques signaux sur plusieurs mois, voire plusieurs années de prises de données.

Les bruits de fond, qui limitent la possibilité de détecter des évènements rares, correspondent à tous les autres signaux **similaires** au signal recherché mais qui sont produits par un autre processus physique que celui qui nous intéresse. La contrainte des expériences recherchant des évènements rares est donc de réduire au maximum le bruit de fond dans le but de faire émerger les évènements recherchés.

On cherche une aiguille dans une botte de foin.

La réussite d'une expérience bas bruit de fond repose alors sur sa capacité à réduire au maximum la contamination provenant du bruit de fond dans un volume de détection le plus large possible, afin d'augmenter la probabilité d'observer le signal recherché. Plus le bruit de fond est faible, plus la *sensibilité* d'une expérience au phénomène recherché est importante.

Dans cette thèse, nous allons nous intéresser à la détection de deux physiques d'évènements rares : la recherche de matière noire (en particulier sous la forme de particules massives appelées WIMP¹) et la recherche de décroissance double β^- sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)². Ces deux processus, qui n'ont pour le moment jamais été observés directement, et l'intérêt de leurs découvertes sont présentés en détail dans les chapitres 2 et 3.

Dans ce chapitre d'introduction, nous allons mettre en relief ces deux processus physiques afin d'illustrer la double thématique de recherche pour une seule et même expérience, utilisant du xénon liquide comme milieu de détection. En effet, le point commun de ces deux processus (en plus de produire des évènements rares, comme détaillé section 1.2) est qu'ils peuvent être détectés en utilisant des chambres à projections temporelles³ utilisant du xénon liquide⁴ comme volume de détection, et ce pour une même prise de données. En effet, dans les deux cas, le but est *d'attendre* que le processus physique recherché produise *assez* d'évènements pour émerger au dessus du bruit de fond. La prise de données doit donc être longue afin de maximiser ce nombre d'évènements. Utiliser un même détecteur pour deux recherches d'évènements rares est donc une opportunité à étudier.

Deux expériences seront souvent citées comme exemple : l'expérience XENON1T (sujet de cette thèse), initialement construite pour la recherche de matière noire, et l'expérience EXO-200, expérience dédiée à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ (présentée en section 3.3.2).

1.2. Évènements rares et bruits de fond

La matière noire (sous forme de WIMP) et la décroissance double β^- sans émission de neutrinos sont deux processus physiques induisant des évènements rares :

- Les WIMP sont supposés interagir avec les noyaux de xénon par collision élastique, produisant un signal de basse énergie⁵ et possèdent une section efficace attendue avec la matière ordinaire extrêmement faible. Cette section efficace ainsi que la masse des WIMP sont pour le moment inconnues. La limite actuelle sur la section efficace d'interaction (obtenue par l'expérience XENON1T [1]) est de l'ordre de 10^{-47} cm² et varie suivant la masse du WIMP considéré. Ainsi, l'expérience XENON1T, avec une exposition totale de 1 tonne \times an, attend **3.56 évènements** dans le cas d'un WIMP de 200 GeV/c² avec une section efficace de 4.7×10^{-47} cm².

1. Weakly Interactive Massive Particules. Le WIMP est l'un des candidats privilégiés à la matière noire. D'autres candidats existent et sont présentés dans le chapitre 2.

2. De nombreux autres processus physiques produisent également des évènements rares. On peut citer par exemple la double capture électronique sans émission de neutrinos, l'étude des neutrinos de très haute énergie, la recherche de décroissance du proton etc.

3. Time Projection Chamber (TPC) en anglais.

4. Le xénon liquide est le milieu de détection le plus propice pour la recherche de matière noire (section 2.6) et a montré les meilleurs résultats pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ (section 3.3.2).

5. Les WIMP sont supposés induire des réculs nucléaires avec une énergie inférieure à la centaine de keV.

Le bruit de fond⁶ mesuré est en revanche de 739 évènements dans la région d'intérêt considérée [1]!

- La décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe est caractérisée par l'émission de deux électrons avec une énergie totale de 2.458 MeV [2]. D'après les dernières limites de KamLAND-Zen [3], cette décroissance radioactive a une demi-vie attendue extrêmement longue ($T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 10.7 \times 10^{25}$ ans, soit 10^{15} fois l'âge de l'Univers!). Avec une exposition totale de 1 tonne \times an, le nombre d'évènements attendu avec XENON1T est de **1.1 évènements**⁷, alors que le bruit de fond attendu est de l'ordre de 10^5 évènements⁸.

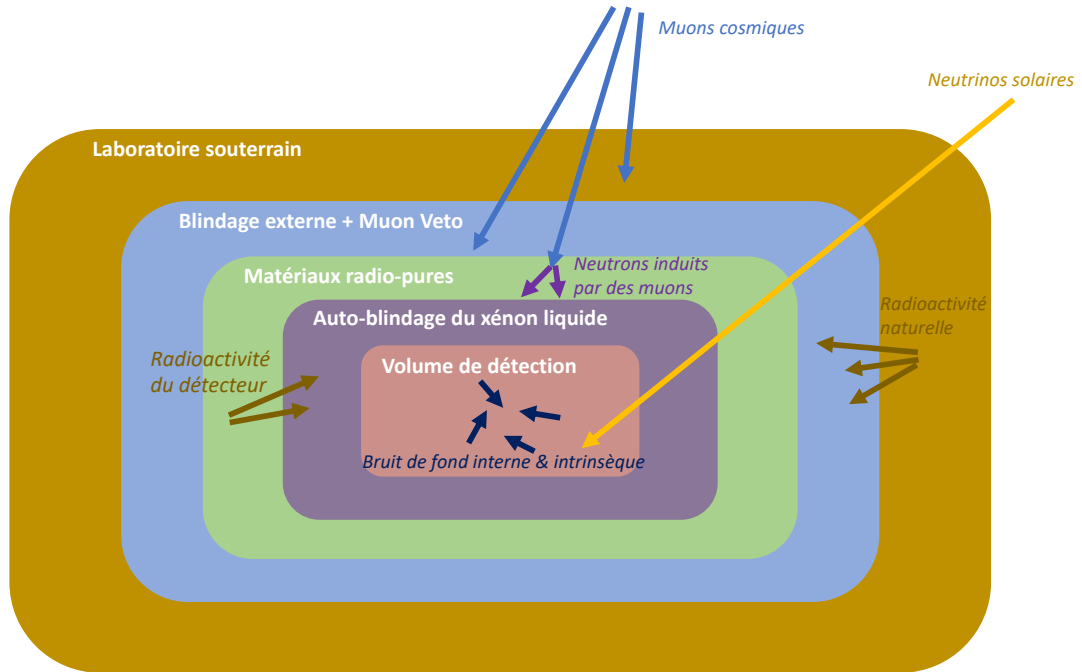


Fig. 1.1 – Schéma représentant les différents bruits de fond présents dans une expérience utilisant du xénon liquide et les techniques de réductions couramment utilisées.

La nature des signaux recherchés repose sur le même principe : tout le xénon liquide instrumenté a la même probabilité de créer le signal. Cependant, le bruit de fond, lui, n'est pas homogène et provient majoritairement de l'extérieur du milieu de détection. Ainsi, une protection en forme de *couches d'oignon* est mise en place afin de protéger le cœur de l'expérience, comme illustrée en figure 1.1. La séparation entre le signal recherché et le bruit de fond à supprimer est réalisée par une sélection évènement par évènement basée sur l'identification et la reconstruction de chaque interaction ayant lieu dans le volume de détection.

Les différents bruits de fond et les méthodes utilisées pour les réduire sont indiqués

6. Le nombre total d'évènements mesuré avec XENON1T correspond à la combinaison du bruit de fond et du signal recherché dans la région d'intérêt considérée. Ce nombre est compatible avec le cas où seul le bruit de fond est présent et où donc aucun signal de WIMP n'a été détecté [1].

7. En considérant une abondance naturelle de ^{136}Xe de 8.9%, comme dans XENON1T.

8. L'analyse pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est en cours dans la collaboration XENON. Le nombre d'évènements de bruits de fond attendu n'est pas encore fixé.

en figure 1.1, et présentés dans la suite de ce chapitre. Ils ont un impact à la fois pour la recherche de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$. Une présentation détaillée des différents bruits de fond présents dans l'expérience XENON1T est donnée en section 4.3. Une représentation schématique du bruit de fond pour la recherche de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donnée en figure 1.2.

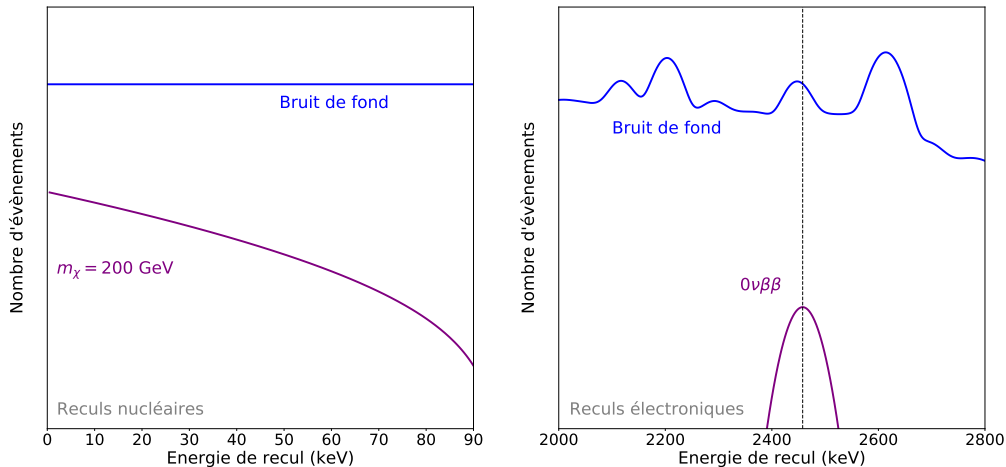


Fig. 1.2 – Représentation schématique du bruit de fond dans XENON1T pour la recherche de matière noire (gauche) et de décroissance $0\nu\beta\beta$ (droite). Dans les deux cas, le bruit de fond majoritaire provient des matériaux du détecteur. Pour la recherche de matière noire, dont la masse et la section efficace d'interaction sont inconnues, le signal attendu est une exponentielle décroissante (voir section 2.5). Avec un recul nucléaire dont l'énergie est inférieure à la centaine de keV, une contribution du bruit de fond à peu près constante avec l'énergie est attendue [1]. Pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ dont la durée de vie est inconnue, les radiations provenant des matériaux de la TPC produisent des pics proches de la région d'intérêt, autour de 2.458 MeV (section 6.4).

1.3. Les rayons cosmiques

L'un des premiers bruits de fond existant provient des **rayons cosmiques**. Les rayons cosmiques sont composés de particules ou noyaux accélérés par le milieu interstellaire et interagissant avec l'atmosphère terrestre avec une très haute énergie. Ces interactions produisent de nouvelles particules, dont l'énergie est également importante, leur permettant d'en produire d'autres et ainsi de suite : c'est ce que l'on appelle une gerbe atmosphérique, illustrée en figure 1.3a. Un détecteur de particules, placé à la surface de la terre, est sensible aux particules présentes dans cette gerbe.

Pour se prémunir de ce bruit de fond, toutes les expériences cherchant des processus rares se placent en souterrain, dans une mine ou sous une montagne. Ainsi, à ces profondeurs, les seules particules survivantes de la gerbe produisant un bruit de fond sont les muons et les neutrinos. Ces derniers ayant une section efficace d'interaction faible, le bruit de fond produit est moins prédominant que celui provenant des muons.

Plus l'expérience est placée profondément, plus le flux de muons cosmiques est faible (voir figure 1.3b).

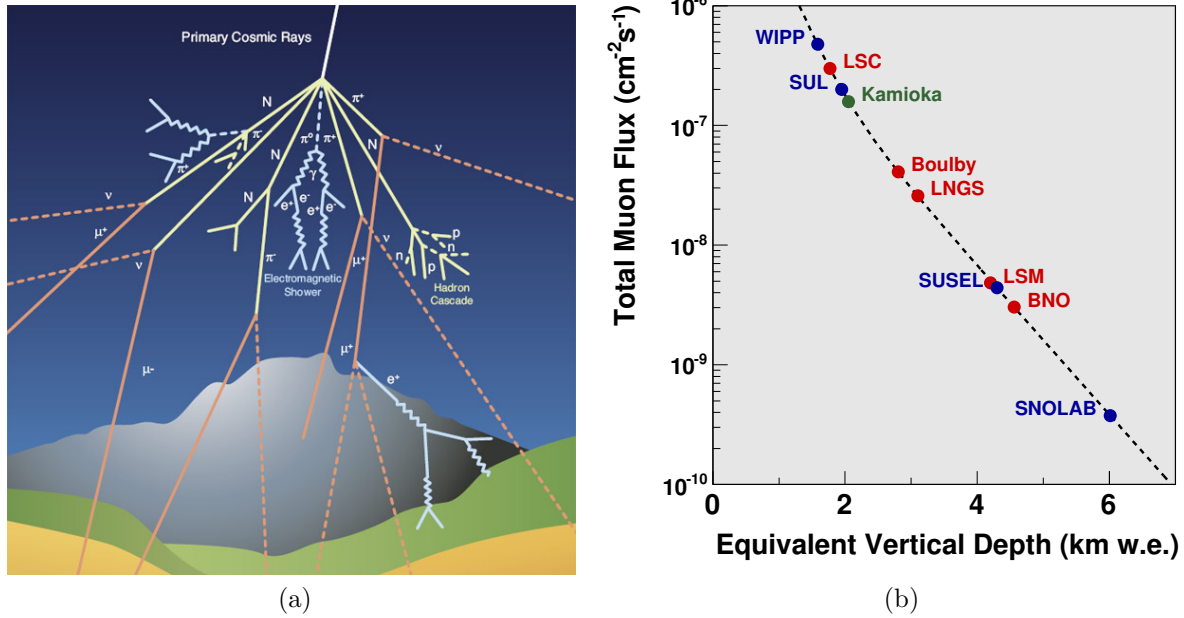


Fig. 1.3 – (a) Illustration de production des gerbes atmosphériques. Un rayon cosmique interagit dans l'atmosphère et crée de nombreuses particules. En plaçant une expérience sous une montagne, seuls les muons et les neutrinos créés par les rayons cosmiques peuvent induire un bruit de fond [4]. (b) Réduction du flux de muons provenant de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère en fonction de la profondeur (donnée en kilomètre équivalent eau (km water equivalent (km.w.e.) en anglais) pour plusieurs laboratoires souterrains existants [5]. Les laboratoires situés en Europe sont en rouge, ceux en Amérique sont en bleu et le laboratoire Asiatique est en vert.

Certaines expériences utilisent un veto à muons pour compléter leur dispositif de rejet, permettant ainsi d'isoler les événements produits par les muons cosmiques restants. En effet, les muons cosmiques peuvent produire des neutrons dans les matériaux du détecteur par exemple, dont la signature est un recul nucléaire, similaire au WIMP. Dans le cas de XENON1T, le veto à muons est un réservoir rempli d'eau pure et instrumenté de photomultiplicateurs, permettant de détecter la lumière de Cherenkov émise par un muon traversant ce réservoir⁹. XENON1T est installée au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) en Italie, suffisamment profondément pour que le nombre total d'évènements de bruit de fond¹⁰ produits par des neutrons soit de moins de 2 évènements pour son exposition totale de 1 tonne x an [1].

9. La lumière de Cherenkov est produite lorsqu'une particule chargée voyage plus vite que la lumière dans le milieu considéré.

10. Incluant les neutrons induits par les muons et les neutrons provenant de la radioactivité naturelle décrite par la suite.

1.4. La radioactivité naturelle

Le second bruit de fond auquel toutes les expériences de recherches d'évènements rares sont confrontées provient de la **radioactivité ambiante** (neutron, γ ou α), externe au détecteur, provenant de la roche du laboratoire souterrain par exemple. Pour s'en prémunir, un système de blindage externe au milieu de détection est mis en place : réservoir d'eau pure (qui est également utilisé comme véto à muons pour XENON1T) ou d'un autre liquide entourant le détecteur (par exemple, un liquide ultra-pur et dense pour EXO-200).

La **radioactivité naturelle des éléments composant le détecteur** en lui-même est l'un des bruits de fond les plus difficiles à réduire car proche de la zone active. Tous les matériaux utilisables pour construire les détecteurs sont radioactifs et sont souvent des éléments fils de l'uranium. Les expériences peuvent seulement sélectionner les composants de leurs instruments afin de limiter la présence des éléments radioactifs. Une sélection minutieuse correspond donc à un travail important [6]. Deux types de contributions provenant de la radioactivité naturelle des éléments composant le détecteur sont à prendre en compte : un **bruit de fond externe**, où les composants décroissent dans les matériaux de la TPC, à l'extérieur du volume de détection, et un **bruit de fond interne**, où l'élément radioactif est mélangé au xénon liquide, à l'intérieur du volume de détection. C'est le cas en particulier du radon, gaz noble radioactif qui émane dans le xénon liquide et produit un bruit de fond important¹¹. Un autre type de **bruits de fond internes** au détecteur est présent : l'isotope radioactif de ^{85}Kr . Le xénon liquide est extrait de l'atmosphère et présente une certaine concentration en krypton, dont l'un des isotopes est le ^{85}Kr , un émetteur β . Le krypton et le xénon ont des températures d'ébullition différentes, permettant donc de réduire la concentration de ^{85}Kr par distillation cryogénique [7].

L'utilisation de xénon liquide, possédant une grande densité et un grand pouvoir d'arrêt, permet de réduire le bruit de fond externe, puisque les particules émises par les composants du détecteur seront arrêtées rapidement sur les bords de la zone active. Le cœur du milieu de détection (où l'on va chercher les signaux de matière noire ou de décroissance $0\nu\beta\beta$) sera donc libre de cette contribution. On définit alors un volume fiduciel. Le choix du volume fiduciel, possible grâce à la reconstruction 3D de la position des évènements détectés dans la TPC, dépend du signal recherché et en particulier de la région d'intérêt en énergie. En effet, les radiations de basses énergies ont un parcours moyen dans le xénon liquide plus faible que les radiations de hautes énergies. Le volume fiduciel pour la recherche de matière noire sera donc plus grand que celui pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Dans XENON1T, le volume fiduciel pour la recherche de matière noire correspond à 1.3 tonnes de xénon liquide, alors que celui pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ sera de 0.6 - 0.7 tonne de xénon liquide.

11. Le ^{222}Rn diffuse dans le xénon liquide par décroissance du ^{226}Ra , éléments fils de l' ^{238}U (voir section 4.3).

Actuellement, le bruit de fond provenant des matériaux est le facteur limitant pour la recherche de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$ [6].

- Dans le cas de la recherche de matière noire, le facteur limitant est l'émanation de radon dont l'un des noyaux fils¹² produit le bruit de fond principal à basse énergie. Dans les expériences futures, telles que XENONnT (futur de XENON1T), une distillation cryogénique, utilisant la différence de températures d'ébullition du radon et du xénon, sera mise en place afin de réduire cette contribution.
- Dans le cas de la décroissance $0\nu\beta\beta$, le bruit de fond limitant provient de la radioactivité des matériaux externes au xénon liquide¹³. Pour réduire cette contribution, les expériences futures utiliseront une masse totale de xénon liquide beaucoup plus grande, 50 t par exemple pour DARWIN dont la majeure partie servira de blindage puisque seulement 5 t de xénon liquide pourrait être utilisées pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ [8].

1.5. La radioactivité intrinsèque

Un **bruit de fond intrinsèque** est également à prendre en compte. On citera en particulier l'activation cosmogénique d'isotopes radioactifs du xénon qui peut devenir prépondérante. Ces isotopes sont produits par des rayons cosmiques ou des neutrinos de hautes énergies. C'est le cas par exemple du ^{137}Xe , activé par capture neutronique¹⁴ du ^{136}Xe qui représente 23% du bruit de fond de EXO-200 [9]¹⁵. Ainsi, les expériences futures, utilisant une plus grande masse de xénon, et donc encore plus sensibles à ce bruit de fond, vont devoir se placer à des profondeurs plus importantes pour réduire le flux de muons cosmiques¹⁶.

Le spectre continu en énergie de la décroissance double β avec émission de neutrinos du ^{136}Xe (illustré en figure 1.4) est également une source de bruit de fond intrinsèque, que ce soit pour la recherche de matière noire ou de décroissance $0\nu\beta\beta$. En effet, le spectre en énergie de cette décroissance est continu avec un maximum égal à l'énergie totale libérée durant cette décroissance (la valeur $Q_{\beta\beta}$), correspondant à l'énergie emportée par les deux électrons de la décroissance $0\nu\beta\beta$. A cause de la résolution en énergie du détecteur, une

12. Il s'agit du ^{214}Pb .

13. On citera en particulier le ^{214}Bi , isotope fils de ^{238}U , qui émet un photon avec une énergie proche de l'énergie émise durant une décroissance $0\nu\beta\beta$.

14. Le ^{136}Xe capture un neutron produit par exemple dans les matériaux du détecteur par des muons cosmiques. Le ^{137}Xe produit décroît par décroissance β^- .

15. Cette contribution est majeure pour les expériences dédiées à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ à cause de l'utilisation de xénon enrichi à plus de 90% en ^{136}Xe . Pour les expériences initialement construites pour la recherche de matière noire, sans enrichissement en ^{136}Xe , cette contribution est pour le moment négligeable.

16. nEXO (futur de EXO-200) sera probablement placée à SNOLAB (à 6 km.w.e), permettant de réduire le flux de muons cosmiques d'un facteur 10^3 par rapport à EXO-200.

petite partie des évènements de la décroissance double β avec émission de neutrinos, en fin de spectre (i.e. avec une énergie proche de $Q_{\beta\beta}$) peut être reconstruite comme partie du pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$. A l'inverse, le début de ce spectre continu est une source de bruit de fond pour la recherche de matière noire.

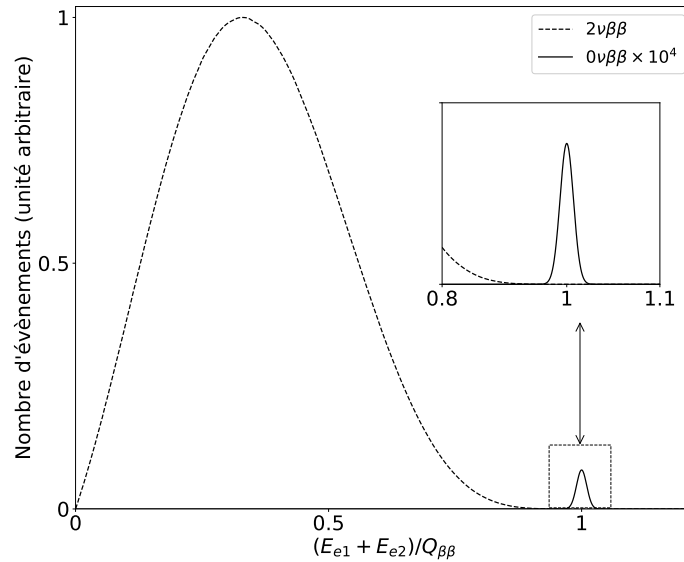


Fig. 1.4 – Illustration du spectre en énergie de la somme des deux électrons émis lors d’une décroissance double β avec émission de neutrinos (en pointillé) et sans émission de neutrinos (en trait plein). Dans ce dernier cas, toute l’énergie émise $Q_{\beta\beta}$ durant la réaction est emportée par les deux électrons, contrairement au cas avec émission de neutrinos où l’énergie est distribuée entre électrons et neutrinos induisant un spectre continu. La largeur du pic correspondant à la décroissance double β sans émission de neutrinos est due à la résolution en énergie du détecteur.

1.6. Les neutrinos

Enfin, le bruit de fond produit par les **neutrinos solaires et atmosphériques** pourrait limiter le pouvoir de découverte des TPC utilisant du xénon liquide, en particulier, pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP. En effet, la collision élastique de neutrinos avec les noyaux de xénon imite parfaitement un signal de WIMP et ne pourra pas être supprimée.

Ce bruit de fond irréductible, présent pour des expériences avec une très grande exposition (tel que DARWIN par exemple) est connu sous le terme de *neutrino floor* [10]. Les neutrinos solaires peuvent également interagir avec les électrons des atomes de xénon et induire un bruit de fond supplémentaire pour la recherche de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$.

1.7. Conclusion

L'expérience XENON1T, construite pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP, a montré le plus bas bruit de fond jamais atteint dans ce type d'expériences dans la région d'intérêt pour la recherche de matière noire.

Dans la suite de cette thèse (voir chapitre 6), il sera montré qu'une recherche simultanée de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$ est une perspective possible, en particulier grâce à une très bonne résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe . En revanche, le bruit de fond, plus important à haute énergie à cause du choix des matériaux optimisés à basse énergie ainsi que l'utilisation de xénon non-enrichi en ^{136}Xe , font partie des raisons qui ne permettent pas à XENON1T d'être compétitive avec les expériences dédiées.

Les expériences futures telles que XENONnT ou encore DARWIN pourront le devenir, possédant une masse exposée plus importante et un bruit de fond plus faible (voir chapitre 7).

La Matière Noire

L'existence de la matière noire fut proposée pour la première fois dans les années 1930 par l'observation d'une anomalie dans le mouvement d'amas de galaxies. Depuis, plusieurs observations astrophysiques ont confirmé la présence d'une matière, non-lumineuse, représentant plus **80% de la masse totale de l'Univers**. De nombreuses expériences tentent actuellement de détecter et de caractériser cette matière noire.

2.1. Introduction : *Il manque quelque chose*

Il manque quelque chose. C'est par cette observation que la matière noire a été introduite pour la première fois, et encore aujourd'hui, c'est l'argument principal qui pousse les physiciens du monde entier à chercher cette matière qui reste un mystère.

Comment en vient-on à cette conclusion? Prenons un exemple simple¹ : essayons de calculer la masse de la Terre. Imaginons que la Terre soit une sphère parfaite. De quoi est-elle composée? En regardant sous nos pieds, il semblerait qu'elle soit majoritairement composée de granite, dont la densité est de $2\,750\text{ kg/m}^3$. Ainsi, avec un rayon de $6\,370\text{ km}$, on peut en déduire que la masse *visible*² de la Terre est d'environ $M_T^{\text{visible}} = 3 \times 10^{24}\text{ kg}$.

Maintenant, vérifions notre résultat avec une autre méthode de mesure, utilisant la force de gravité de la Terre. Prenons la période de rotation de la Lune que nous connaissons bien. Cette période de $T = 27$ jours est reliée à la masse M_T de la Terre. D'après la troisième loi de Kepler :

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{GM_T}$$

La Lune étant distante de la Terre de $a = 384\,400\text{ km}$, on trouve $M_T = 6 \times 10^{24}\text{ kg}$.

C'est deux fois plus que la masse visible! *Il manque quelque chose.*

1. Cette exemple a été proposé par Matt Bellis durant la *Dark Matter Summer School*, à l'Université d'Albany (USA)

2. Masse dite *visible* car déterminée uniquement en prenant en compte la matière que l'on voit.

Regardons d'un peu plus près la composition de la Terre. Est-elle seulement composée de granite ? Grâce à nos amis géologues, nous savons que ce n'est pas le cas : la Terre est composée de plusieurs couches de différents matériaux, comme du fer ou du nickel, beaucoup plus denses que le granite. Ainsi, en comparant la mesure de la masse de la Terre déterminée en ne prenant en compte que la masse visible à celle estimée par effet gravitationnel nous avons découvert l'existence d'une *nouvelle matière* !

C'est le même raisonnement qui a permis de postuler l'existence de la matière noire. La matière noire a été introduite pour la première fois par Fritz Zwicky en 1933 [11], lors de ses observations de l'amas de galaxies Coma. En comparant la masse estimée grâce à la lumière émise par l'amas à celle déterminée par l'observation de la dispersion des vitesses des galaxies, F. Zwicky montra que la masse mesurée par cette dernière méthode était 400 fois supérieure à celle provenant de la masse lumineuse. Pour expliquer cette différence, il introduit le concept de masse manquante, non lumineuse : la matière noire. Malheureusement, due à la personnalité sulfureuse du physicien suisse et le manque de preuves plus concrètes, le concept de matière noire ne resta qu'une hypothèse parmi d'autres jusque dans les années 1970.

2.2. Indications de l'existence de la matière noire

L'existence de la matière noire est aujourd'hui difficile à ne pas admettre au vu des nombreuses observations effectuées depuis les années 1970, et ce à toutes les échelles de l'Univers.

2.2.1. A l'échelle des galaxies

Dans les années 1970, V. Rubin et W. Kent Ford Jr ont étudié la vitesse de rotation des étoiles dans les galaxies spirales [12]. D'après les lois de Kepler, ces vitesses de rotation sont reliées à la force gravitationnelle et décroissent comme la racine carrée de la distance entre les étoiles et le centre de la galaxie (où se trouve la majorité de la masse responsable de la rotation des étoiles). Or, les vitesses de rotation mesurées par V. Rubin et W.K Ford ne suivent pas cette tendance théorique illustrée en figure 2.1, mais restent quasiment constantes avec la distance au centre galactique.

La force gravitationnelle nécessaire pour expliquer de telles mesures doit provenir de la présence d'une matière massive, non lumineuse, qui entoure chaque galaxie. On parle alors d'un **halo de matière noire**³. De nombreuses autres mesures sur d'autres galaxies sont venues confirmer le résultat de V. Rubin et W.K. Ford (comme la galaxie M33 [13], utilisée pour illustration en figure 2.1).

3. La proposition qu'un halo de matière noire soit présent autour des galaxies a été faite par James Peebles, prix Nobel de Physique en 2019.

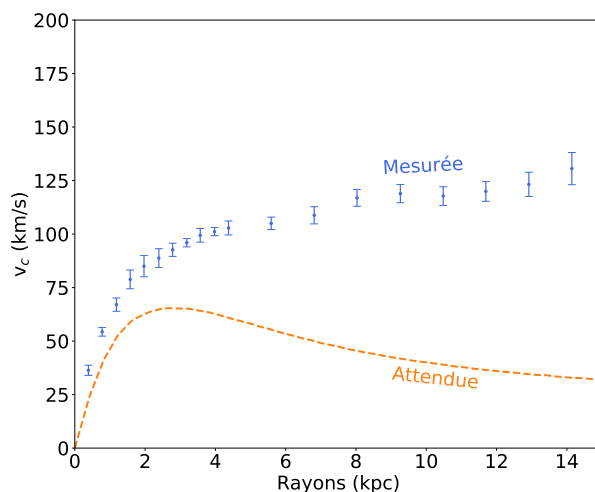


Fig. 2.1 – Vitesse de rotation des étoiles de la galaxie M33. Les points bleus représentent les valeurs mesurées alors que la courbe orange représente l'évolution de la vitesse des étoiles attendue en ne prenant en compte que la distribution de masse des étoiles [13] .

Une autre possibilité pour expliquer les courbes de rotations mesurées est la modification de la théorie de la gravité, que l'on peut considérer différente à plus grande échelle (théories MOND [14]). Cependant, en mars 2018, des mesures de vitesse de rotations dans la galaxie NGC1052-DF2 [15] ont montré que cette dernière est dépourvue de signe de présence de matière noire. Cette observation met à mal les théories alternatives, puisqu'elles reposent uniquement sur des modifications des effets gravitationnels de la matière ordinaire. Ces modifications devraient donc être toujours observables, indépendamment de la galaxie observée.

2.2.2. A l'échelle des amas de galaxies

Les lentilles gravitationnelles - Comme pour les galaxies, il est possible de reconstruire la masse présente dans un amas de galaxies à partir de ses effets gravitationnels, en particulier grâce à l'effet de lentille gravitationnelle.

Une lentille gravitationnelle est liée à un objet céleste très massif, au point de suffisamment courber l'espace-temps qui l'environne pour que la déviation de la lumière qui en résulte soit mesurable. En effet, une lentille gravitationnelle placée entre un observateur et un objet lumineux va déformer l'image de ce dernier (illustré figure 2.2). En quantifiant la déformation observée, il est possible de reconstruire la masse de la lentille gravitationnelle. Les amas de galaxies sont des objets très massifs pouvant jouer le rôle de lentilles gravitationnelles.

Amas de la Balle - L'amas de la Balle est l'une des plus belles preuves de l'existence de la matière noire. Il est composé de deux amas de galaxies entrés en collision. Les gaz interstellaires chauds composant majoritairement ces deux amas sont visibles grâce à leurs rayonnements X. D'un autre côté, en utilisant l'effet de lentille gravitationnelle, la

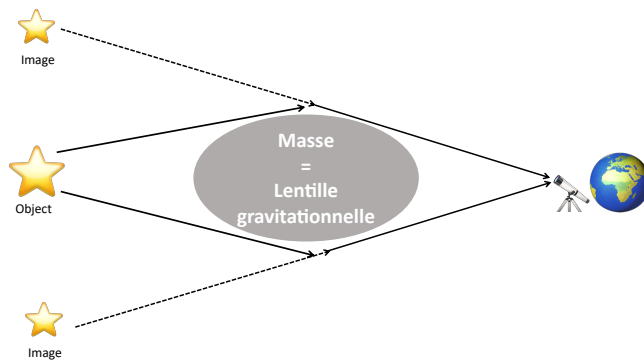


Fig. 2.2 – Illustration du phénomène de lentille gravitationnelle.

distribution de la masse dans l'amas est reconstruite et comparée à celle de la matière lumineuse, présenté figure 2.3. La couleur rose représente la distribution de gaz chaud alors que la couleur bleue représente celle de la masse : les matières lumineuses et massives ne se trouvent pas aux mêmes endroits !

Cette différence s'explique par le fait que, lors de la collision des deux amas, les gaz ont interagi et ont été ralentis. La matière noire, représentant la plus grande partie de la masse des amas, n'a que très peu interagi avec le gaz et avec elle-même et a continué sa course. Cette observation nous indique deux faits :

- la matière noire est présente dans les amas de galaxies et représente la plus grande partie de la masse de ces amas,
- la matière noire interagit très peu avec la matière ordinaire et avec elle-même, par rapport à l'interaction de la matière ordinaire avec elle-même.



Fig. 2.3 – Amas de la Balle. La couleur rose indique la distribution des gaz chauds présents dans l'amas. La couleur bleue indique la distribution de la masse de l'amas reconstruite par effet de lentilles gravitationnelles [16]

2.2.3. A l'échelle de l'Univers

Un peu de cosmologie - Avant de décrire les observations de la présence de matière noire à l'échelle de l'Univers, qui ont également permis de mesurer la densité de matière noire, il est important de rappeler quelques principes de cosmologie.

La description de l'Univers telle que nous le connaissons aujourd'hui est contenue dans le modèle standard de la cosmologie, appelé Λ CMD *cold dark matter*, et repose sur la théorie de la relativité d'Einstein, dans laquelle le contenu de l'Univers est relié à sa géométrie suivant les équations 2.1 [17].

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi G_N T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

où G_N est la constante de Newton et où :

- la partie gauche décrit la géométrie de l'Univers :
 - $R_{\mu\nu}$ et R sont respectivement le tenseur et le scalaire de Ricci, qui représentent la courbure de l'Univers,
 - $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique (la métrique permet de décrire les symétries du problème étudié).
- la partie droite décrit le contenu énergétique de l'Univers :
 - $T_{\mu\nu}$ est le tenseur d'énergie-impulsion,
 - Λ est la constante cosmologique, qui représente l'accélération de l'expansion de l'Univers.

Pour décrire l'Univers à travers les équations d'Einstein, il est nécessaire de définir une métrique. La métrique la plus générale est celle de Robertson-Walker qui repose sur l'hypothèse que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle.

En résolvant les équations d'Einstein dans la métrique de Robertson-Walker, et en supposant que l'Univers se comporte comme un fluide parfait, on obtient les équations de Friedmann (équations 2.2) : elles permettent la description dynamique de l'Univers au travers du paramètre $a(t)$. Ce paramètre, appelé facteur d'échelle, décrit l'évolution de l'expansion de l'Univers au cours du temps.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G_N}{3}\rho_{tot} - \frac{\kappa}{a^2} \quad (2.2)$$

où :

- ρ_{tot} est la densité totale d'énergie de l'Univers : $\rho_{tot} = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda$,
- κ est la constante de courbure de l'Univers.

Ainsi, l'équation 2.2 traduit l'évolution de l'Univers au travers de sa densité totale d'énergie ρ_{tot} , dont les 3 composantes décrivent les différentes composantes de l'Univers :

- ρ_m est la densité d'énergie de la matière non relativiste (baryonique⁴ ou non),

4. La matière baryonique correspond à la matière composée de baryons, eux-mêmes composés de quarks, constituants fondamentaux de la matière.

- ρ_r est la densité d'énergie des rayonnements et de la matière relativiste,
- ρ_Λ est la densité d'énergie responsable de l'expansion de l'Univers.

En définissant une densité critique ρ_c , correspondant à un Univers plat (i.e. $\kappa = 0$), on peut alors normaliser les différentes densités d'énergies de l'Univers en unité de ρ_c . On obtient ainsi les paramètres de densité : $\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c}$, $\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c}$, $\Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_c}$.

Ce sont ces paramètres qui seront utilisés pour décrire la composition de l'Univers.

Détermination de la densité de matière dans l'Univers - L'étude du fond diffus cosmologique [18] (Cosmic Microwave Background), combiné aux résultats des études sur les amas de galaxies (voir section 2.2.2) et sur les supernovae de type Ia, permettent de mesurer la densité de matière dans l'Univers, c'est à dire Ω_m [17].

Une supernovæ de type Ia est l'explosion résultant de la fin de vie d'une étoile naine blanche. La particularité des supernovæ de type Ia est que leur luminosité reste similaire d'une supernovæ à une autre : ce sont des chandelles standards de la cosmologie. Il est ainsi possible de mesurer l'évolution de l'expansion de l'Univers et donc Ω_Λ (en mesurant leurs décalages vers le rouge⁵). La connaissance de Ω_Λ permet de contraindre les valeurs de Ω_m , mesurées par l'étude du CMB. En effet, lors des tous premiers instants de l'Univers, ce dernier était extrêmement dense et chaud, sous forme d'un plasma primordial composé de matière et de rayonnement. Globalement homogène, ce plasma comporte quelques anisotropies de matière. Par attraction gravitationnelle, ces petites sur-densités de matière se sont condensées jusqu'à ce que la pression de radiations contrebalance la force gravitationnelle, créant des ondes dans le plasma primordial. Puis, par expansion, l'Univers devient moins dense et moins chaud, réduisant la probabilité d'interaction entre radiation et matière et permettant aux radiations d'échapper du plasma : ce sont ces photons qui composent le CMB. Refroidie par l'expansion de l'Univers, la température du CMB est d'environ 2.7 K et présente de très faibles fluctuations de l'ordre de 10^{-5} K. Ces fluctuations ou anisotropies traduisent celles du plasma primordial et nous permettent de mesurer la densité de matière et de radiation de l'Univers au moment du découplage. Par décomposition en harmonique sphérique, il est possible de décrire les fluctuations du CMB sous forme d'un spectre de puissance angulaire, présenté figure 2.4, et dont chaque pic permet de mesurer les paramètres cosmologiques. L'étude de ce spectre permet de mesurer de façon distincte la densité de matière baryonique et non-baryonique. En considérant que cette matière non-baryonique est composée de matière noire, l'étude du CMB permet donc de mesurer la quantité de matière noire dans l'Univers. Ainsi, les valeurs des paramètres cosmologiques obtenues par la collaboration Planck en 2019 [18], présentées dans le tableau 2.1, montrent que la matière baryonique représente environ 4% de la densité énergétique de l'Univers, alors que la matière noire en représente environ 26%.

5. Le décalage vers le rouge (ou redshift en anglais) de la lumière émise par un objet astrophysique est produit par la modification du spectre électromagnétique dû à l'expansion de l'Univers.

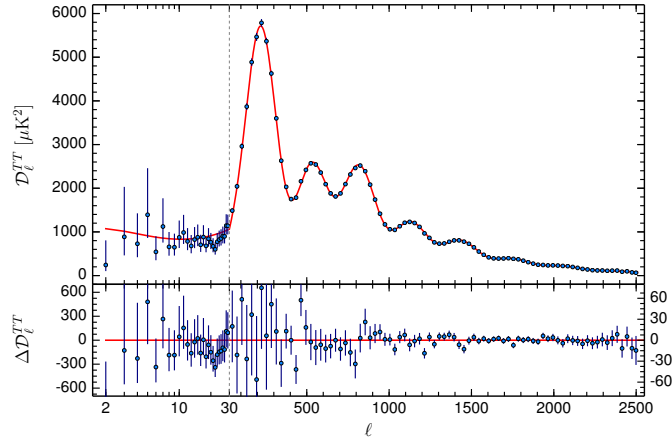


Fig. 2.4 – Spectrum angulaire du CMB, par l’expérience Planck [18]

Paramètre	Valeur
Densité de matière totale (%)	31.1 ± 0.6
Densité baryonique (%)	4.95
Densité de matière noire (%)	26.36
Densité d’énergie noire (%)	69.9 ± 0.6

TABLE 2.1 – Paramètres cosmologiques [19]. La matière noire représente 84.8% de la matière totale présente dans l’Univers (i.e. $\frac{26.36}{31.1} \times 100 = 84.8$).

D’autres observations à l’échelle cosmologique (telles que l’étude des oscillations baryoniques acoustiques [19] ou encore des mesures de nucléosynthèse primordiale [19]) ont également permis de mesurer avec précision le contenu de l’Univers, et sont en parfait accord avec les mesures présentées ici.

2.2.4. Caractéristiques de la matière noire provenant des observations astrophysiques

Les différentes observations aux différentes échelles de l’Univers présentées dans cette section nous permettent de déduire certaines caractéristiques de la matière noire :

- **La matière noire est massive puisqu’elle interagit par interaction gravitationnelle** : toutes les observations de la matière noire sont liées à cette dernière.
- **La matière noire représente près de 85% de la matière de l’Univers** (voir table 2.1) et est différente de la matière ordinaire : conclusion des différentes observations incluses dans le modèle cosmologique Λ CMB.
- **La matière noire est neutre** : si la matière noire était chargée, elle interagirait par interaction électromagnétique et aurait déjà été détectée.
- **La matière noire est stable**, ou du moins avec une durée de vie supérieure à celle de l’Univers. En effet, elle était présente dans l’Univers primordial (puisque

mesurée au travers des observations des fluctuations du CMB) et est toujours présente aujourd'hui puisqu'on observe encore ses conséquences gravitationnelles sur les galaxies et les amas de galaxies.

- **La matière noire est non relativiste** : en effet, si ce n'était pas le cas, alors les anisotropies mesurées dans le CMB ne seraient pas assez importantes pour expliquer la formation des grandes structures de l'Univers telles qu'elles sont observées aujourd'hui.
- **La matière noire interagit peu avec elle-même et la matière ordinaire**, comme le montre l'observation de l'amas de la Balle.

En se basant sur ces caractéristiques, de nombreux candidats à la matière noire ont été proposés. Aujourd'hui encore, le nombre, la nature ou encore la masse des candidats possibles divergent énormément. Trois de ces candidats, dont les masses sont extrêmes, sont présentés ci-dessous : les neutrinos stériles, les axions et les trous noirs primordiaux. Le WIMP, classe de particules interagissant faiblement avec la matière ordinaire avec une masse typique de l'ordre du TeV, est présenté dans la section 2.3.

Les neutrinos stériles - Le neutrino, présent dans le modèle standard de la physique des particules, est une particule neutre, non-baryonique et interagissant faiblement avec la matière : trois caractéristiques nécessaires pour être considéré comme candidat à la matière noire. Si le neutrino du modèle standard possède une masse trop faible et une interaction avec la matière trop importante pour être considéré comme candidat à la matière noire, un autre type de neutrinos dits *stériles* (voir section 3.1.2) pourrait jouer ce rôle. Le neutrino stérile est supposé être plus massif que le neutrino du modèle standard. S'il possède une masse de l'ordre du keV, le neutrino stérile aurait pu être produit dans les premiers instants de l'Univers. La décroissance de neutrinos stériles en neutrinos du modèle standard (dont la durée de vie est supérieure à l'âge de l'Univers de plusieurs ordres de grandeurs, en accord donc avec les caractéristiques de la matière noire) induit un signal caractéristique dans le domaine des rayons X. L'observation d'un tel signal dans le spectres des rayons X des galaxies pourrait permettre de contraindre les caractéristiques des neutrinos stériles et de montrer s'il s'agit ou non de la matière noire [20].

Les axions - L'axion a été postulé afin de répondre à un problème du modèle standard de la physique des particules, appelé problème de la violation CP. Pour rappel, et comme nous le verrons dans la section 3.1.2, le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui décrit précisément les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions.

Le modèle standard est basé sur plusieurs symétries, dont la symétrie de charge (C) et celle de parité (P). La combinaison de ces deux symétries (CP) permet la relation entre les particules de charge et de chiralité opposée : i.e. la relation entre particule et antiparticule. Or, l'asymétrie entre matière et antimatière (plus précisément entre baryon et antibaryon)

présente dans l'Univers suppose, entre autres, une brisure de la symétrie CP. Sans cela, tout processus créant des baryons créerait également des antibaryons dont la densité finale viendrait se compenser. Une brisure de la symétrie CP dans le secteur de l'interaction forte (responsable des interactions entre baryons) n'a pour le moment pas été observée. C'est ce que l'on appelle le *strong CP problem*. A la fin des années 1970, une solution à ce problème fut proposée sous la forme d'une nouvelle symétrie dite de Peccei et Quinn ($U_{PC}(1)$). Cette symétrie est alors spontanément brisée⁶, permettant d'associer un nouveau boson : l'axion. La masse de l'axion est inversement proportionnelle à l'énergie à laquelle cette brisure de symétrie apparaît [21]. Les masses possibles des axions sont alors inférieures au keV. Les axions sont donc des candidats à la matière noire avec une faible masse.

Trous noirs primordiaux - Les trous noirs primordiaux auraient été créés pendant les premiers instants de l'Univers, par effondrement gravitationnel des sur-densités présentes dans le plasma primordial (voir section 2.2.3). Puis, par expansion de l'Univers, ces trous noirs primordiaux se sont dispersés et pourraient être, par attraction gravitationnelle, responsables de la formation des grandes structures telles qu'on les connaît aujourd'hui. Ces trous noirs seraient encore présents sous forme de halos autour de ces galaxies, ce qui est caractéristique de la matière noire. Les contraintes astrophysiques actuelles donnent une masse aux trous noirs primordiaux entre 25 et 100 fois la masse du Soleil [22]. Les mesures récentes d'ondes gravitationnelles par les expériences LIGO/VIRGO ont ravivé l'intérêt de ces trous noirs comme candidats à la matière noire.

2.3. Les WIMP comme candidat à la matière noire

Le WIMP est une classe de particules qui regroupent toutes les conditions (présentées dans la section précédente) pour composer la matière noire. Le WIMP est le candidat privilégié car en plus d'avoir la bonne densité relique (voir section 2.3.1) et de posséder une masse qu'il est possible d'étudier avec des expériences utilisant les technologies actuelles, il apparaît de façon naturelle dans plusieurs théories, en particulier la théorie de la supersymétrie, originellement introduite pour répondre à un tout autre problème connu sous le nom de problème de hiérarchie (voir section 2.3.2). Dans la suite de cette thèse, les WIMP seront considérés comme les particules composant la matière noire.

2.3.1. Les WIMP et la densité relique de l'Univers primordial

Comme discuté dans la section 2.2, l'Univers primordial était composé de particules du modèle standard p et d'une autre espèce de particules que l'on ne connaît pas χ . Imaginons le cas générique où ces deux types de particules étaient présentes dans les premiers

6. La brisure d'une symétrie est responsable de l'existence d'au moins un nouveau boson de Goldstone associé, c'est le cas par exemple du boson de Higgs.

instants de l'Univers. L'Univers primordial, dense et chaud, permettait un équilibre entre ces deux espèces. Ainsi, les particules χ s'annihilaient pour former des particules p , et inversement [17] :



Puis, avec l'expansion de l'Univers, cet équilibre a été rompu et la densité de χ a diminué jusqu'à ce que son annihilation ne soit plus possible. Ainsi, en considérant χ stable, sa densité devient constante⁷ : on parle alors de découplage ou *freeze-out*⁸. La densité de la particule χ mesurée aujourd'hui est donc équivalente à celle présente lors du *freeze-out*, appelée densité relique, et ne dépend que de la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse de cette particule $\langle\sigma v\rangle$. Le principe du *freeze-out* est illustré en figure 2.5.

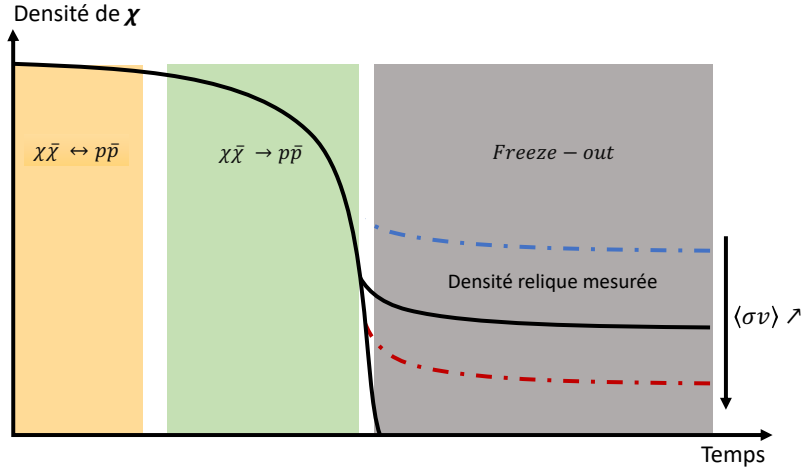


Fig. 2.5 – Illustration du principe du *freeze-out*. La densité de χ , une particule non-baryonique inconnue, exprimée en coordonnées co-mobiles (qui prennent en compte l'expansion de l'Univers), est donnée en fonction du temps. Dans les premiers instants de l'Univers, un équilibre entre particule standard p et χ est possible, puis, par expansion de l'Univers, cet équilibre est rompu et la densité de χ diminue jusqu'à rester constante. Si la section efficace d'interaction de χ est trop grande, l'équilibre sera maintenu plus longtemps et la densité mesurée actuelle sera plus petite (ligne rouge). Si au contraire, la section efficace d'interaction est trop petite, l'équilibre sera rompu plus vite et la densité actuelle sera plus grande (ligne bleue).

On peut calculer cette densité relique Ω_χ comme [17] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle} \quad (2.4)$$

avec h , la constante de Hubble telle que $h = \frac{H_0}{100 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} = 0.678$ [19] et $\langle\sigma v\rangle$ la moyenne de la section efficace d'annihilation multipliée par la vitesse des particules.

En prenant une section efficace d'annihilation de l'ordre de celle de l'interaction faible, i.e. $\langle\sigma v\rangle \approx 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, et une masse de l'ordre du TeV, on obtient une densité relique

7. En prenant en compte l'expansion de l'Univers.

8. *Freeze-out* peut être traduit par décongélation puisque la diminution de la température de l'Univers (due à l'expansion de l'Univers) est responsable de cette rupture d'équilibre.

de l'ordre de $\Omega_\chi h^2 = 0.3$ (correspondant à 30% de la densité totale de l'Univers), soit le même ordre de grandeur que la densité de matière noire obtenue par étude du CMB (voir section 2.2)! On peut donc en conclure que, **si une particule stable et différente des particules dites standards était présente dans l'Univers primordial alors celle-ci peut jouer le rôle de candidat à la matière noire et interagit avec une intensité de l'ordre de celle de l'interaction faible.**

2.3.2. Les WIMP et la théorie de la supersymétrie

Pour rappel, et comme nous le verrons dans la section 3.1.2, le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui décrit précisément les constituants fondamentaux de la matière (appelés **fermions**, de spin⁹ demi-entier) et leurs interactions (qui se traduisent par l'échange de **bosons**, de spin entier). Bien que le modèle standard soit une théorie très complète ayant réussi à prédire l'existence de particules dont le fameux boson de Higgs, responsable de la masse des autres particules, il existe aujourd'hui plusieurs limitations à ce modèle, laissant à penser qu'une théorie dite *au-delà du modèle standard* pourrait exister.

La supersymétrie (SUSY) est une théorie *au-delà du modèle standard* qui a été principalement introduite pour répondre à un problème du modèle standard, appelé problème de hiérarchie, et qui fait apparaître une particule pouvant jouer le rôle de WIMP.

Le problème de hiérarchie du modèle standard est apparu dans les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs qui divergent de façon quadratique [17]. Ces corrections sont du type :

$$\delta m_H^2 \propto \lambda \Lambda^2 \tag{2.5}$$

avec λ la constante de couplage et Λ l'échelle de validité en énergie du modèle standard.

Dans le cas où le modèle standard se doit d'être valide jusqu'à l'échelle de Planck¹⁰, on a : $\Lambda = 10^{19}$ eV. Ainsi, la correction radiative de la masse du boson de Higgs devient plus grande que la masse du Higgs elle-même (environ 126 GeV/c²).

En introduisant des super-partenaires à chaque fermion et boson du modèle standard, de même masse mais de spin différent, c'est-à-dire que chaque fermion du modèle standard possède comme super-partenaire un boson (et inversement), et en sachant que les contributions des bosons m_B et des fermions m_F aux corrections radiatives de la masse du Higgs sont de signes opposés, on obtient :

9. Le spin d'une particule peut être vu comme le moment angulaire intrinsèque de la particule. C'est une propriété quantique qui ne peut prendre que des valeurs entières ou demi-entières.

10. L'échelle de Planck représente l'énergie naturelle où toutes les forces fondamentales sont unifiées.

$$\delta m_H^2 = \lambda(\Lambda^2 + m_B^2) - \lambda(\Lambda^2 + m_F^2) \quad (2.6)$$

$$= \lambda(m_B^2 - m_F^2) \quad (2.7)$$

En supposant que $|m_B^2 - m_F^2| < 1 \text{ TeV}$, les corrections qui divergeaient de manière quadratique ont disparu de façon naturelle.

Ainsi, chaque particule du modèle standard possède un super-partenaire dont le spin S est différent d'une demi-unité. Le générateur Q permet la transformation entre particules du modèle standard et leur super-partenaire :

$$Q |fermion\rangle = |boson\rangle \quad (2.8)$$

$$Q |boson\rangle = |fermion\rangle \quad (2.9)$$

Plusieurs théories de supersymétrie existent. La théorie la plus simple, appelée Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), ne considère qu'un seul générateur Q . Dans cette théorie, les nombres baryonique B et leptonique L ne sont plus conservés, ce qui rend possible la décroissance du proton, avec une faible durée de vie. Or, il a été montré de façon expérimentale que la durée de vie du proton (s'il n'est pas stable) est supérieure à 10^{33} ans. Pour que le proton soit stable, il faut introduire une nouvelle symétrie dans la théorie MSSM, appelée R -parité et définie comme :

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (2.10)$$

Les particules du modèle standard possèdent un nombre $R = +1$, et leurs super-partenaires $R = -1$. La conservation de nombre R impose la stabilité du proton et de la plus légère des super-particules : l'une des conditions nécessaires pour être candidat à la matière noire. Cette particule est appelée neutralino¹¹ et **est un parfait candidat pour être un WIMP**.

Un autre intérêt de la théorie supersymétrique est que, si on suppose qu'elle se produit pour une échelle en énergie de l'ordre du TeV, alors elle permet l'unification des trois constantes de couplage responsables des interactions du modèle standard pour une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV ¹².

11. Le neutralino correspond à la combinaison des super-partenaires neutres du boson de Higgs, W^\pm et Z^0 (il existe 4 états de masse différents de ces combinaisons, le neutralino étant le plus léger).

12. La théorie de grande unification a été proposée pour la première fois dans les années 1970 et suppose l'unification des constantes de couplage à des énergies considérables, non accessibles par des expériences humaines. La SUSY a pour effet de réduire cette échelle en énergie et bien qu'elle n'ait pas été observée dans les grands accélérateurs de particules, tels que le LHC, la détection de la matière noire avec des masses compatibles avec la SUSY permettrait de montrer que ces théories sont viables.

D'autres théories, comme par exemple celle dite du *little Higgs*, existent pour tenter de résoudre le problème de hiérarchie du modèle standard tout en faisant apparaître une particule qui pourrait jouer le rôle de WIMP.

2.3.3. Autre théorie : la théorie de Kaluza-Klein

La théorie de Kaluza-Klein (théorie KK) se base sur le fait qu'une cinquième dimension existe au-delà des quatre dimensions connues que sont les trois dimensions de l'espace et celle du temps. Cette théorie, introduite pour unifier sous forme de théorie des champs la gravitation et l'électromagnétisme, fait apparaître une particule qui pourrait jouer le rôle de WIMP. En effet, la cinquième dimension de cette théorie est supposée compacte et de topologie circulaire (voir figure 2.6) avec un rayon de compactification de l'ordre de l'échelle de Planck. Dans ce modèle, toutes les particules du modèle standard peuvent se propager dans la dimension supplémentaire et possèdent donc un partenaire KK. La conservation de la parité des particules KK assure que la plus légère d'entre elles est stable et peut donc jouer le rôle de matière noire.

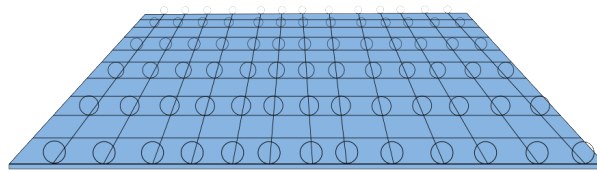


Fig. 2.6 – Illustration de la dimension supplémentaire, représentée sous forme de cercles dans la théorie de Kaluza-Klein [23].

2.4. Principe de détection de la matière noire

Il existe trois possibilités pour détecter la matière noire autrement que par son interaction gravitationnelle, illustrées figure 2.7 :

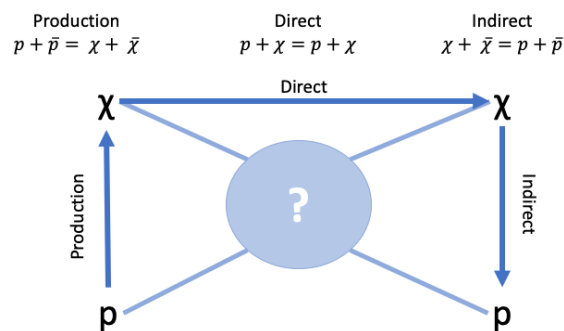


Fig. 2.7 – Différentes interactions possibles liant les particules de matière noire χ aux particules du modèle standard p [24]

- **La détection indirecte** : lorsque la densité de matière noire est suffisante, les particules de matière noire peuvent s’annihiler, produisant des particules du modèle standard. Ainsi, les régions de l’Univers où la densité de matière noire est importante sont supposées présenter un excès de particules connues. Le but de la détection indirecte est donc de mesurer cet excès de particules. Plusieurs canaux d’annihilation sont étudiés, tels que l’annihilation de matière noire en photons ou en paires électron-positon. L’avantage de ces derniers est que l’antimatière est moins abondante que la matière, permettant de mieux distinguer l’excès produit par la matière noire. L’avantage des photons est qu’ils ne sont pas déviés par les champs magnétiques présents dans l’Univers. Cela permet de déterminer la source d’émission. La difficulté de la détection indirecte de matière noire réside dans la présence de nombreux bruits de fond, parfois difficiles à caractériser.
- **La production dans des grands accélérateurs de particules** tels que le LHC. En effet, des particules du modèle standard peuvent s’annihiler pour former des particules de matière noire. Puisque les particules de matière noire, interagissant faiblement avec la matière ordinaire, ne seront pas détectées par les différents instruments utilisés dans les accélérateurs de particules, la signature de la production de matière noire dans ce type d’expériences sera une masse manquante dans le bilan final (énergie d’entrée soustraite à celle de sortie). La difficulté de ce type de mesures est de détecter toutes les particules produites, en particulier les neutrinos, qui interagissent par interaction faible avec la matière ordinaire.
- **La détection directe** : le principe de détection directe est présentée en détail en section 2.5.

2.5. La détection directe de matière noire

Comme présenté dans la section 2.2, la plupart des galaxies¹³, dont la Voie Lactée, se trouvent dans un halo de matière noire. Ainsi, lorsque la Terre tourne autour du Soleil, et que ce dernier tourne autour du centre galactique, un *vent* permanent de WIMP vient traverser la Terre, illustré en figure 2.8. Il est alors possible d’imaginer une expérience, placée sur Terre, qui cherche à mesurer la collision élastique¹⁴ d’un WIMP avec un noyau cible. Le WIMP va alors transférer une partie de son énergie à un noyau cible, qui va reculer avec une énergie E_R . Ce recul nucléaire va alors induire un ou plusieurs signaux détectables : un signal de scintillation, d’ionisation et/ou de chaleur. La détection de deux de ces signaux en simultané est souvent utilisée afin de discriminer les reculs nucléaires des reculs électroniques, produits par l’interaction d’un électron ou d’un photon avec le cortège électronique des atomes (voir section 4.2.3.2).

13. La galaxie NGC1052-DF2 [15] ne montre pas de signe de présence de matière noire.

14. La collision est élastique car la vitesse relative WIMP-noyau est faible de l’ordre de 220 km/s

Le but d'une expérience de détection directe de matière noire est donc de compter le nombre d'interactions produites par la collision élastique de WIMP avec un noyau cible afin d'en déduire la masse des WIMP (m_χ) et leur section efficace d'interaction avec la matière ordinaire (σ_χ). Cependant, si aucun évènement produit par l'interaction d'un WIMP n'est détecté, le but est alors de mettre une limite supérieure sur cette section efficace pour chaque masse de WIMP possible. Pour cela, et puisque que de telles interactions sont rares, les expériences de détection de matière noire doivent opérer dans un environnement où le bruit de fond¹⁵ est le plus bas possible. **On parle alors d'expériences à bas-bruit de fond**, dont le principe est présenté en chapitre 1.

Le taux d'interaction différentiel attendu, donné en équation 2.14, lors de telles interactions est déterminé en prenant en compte la cinématique de l'interaction et les effets nucléaires des noyaux cibles. Le détail du calcul est donné en annexe A.

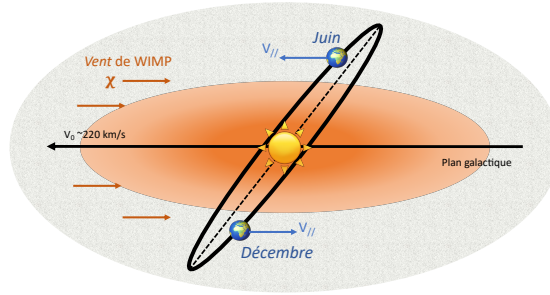


Fig. 2.8 – Vitesse relative de la Terre par rapport au halo de matière noire. La vitesse de la Terre est ajoutée à celle du Soleil en été et est soustraite en hiver.

2.5.1. Taux d'interaction différentiel WIMP-noyau - Cinématique

La première étape pour déterminer le taux d'interaction de WIMP avec une cible est de prendre en compte les effets de cinématique de la collision. On note σ_0 la section efficace d'interaction WIMP-noyau dans le cas où on néglige les effets nucléaires du noyau cible.

Ainsi, lors d'une collision élastique WIMP-noyau, l'énergie de recul du noyau E_R dépend de la masse du WIMP. Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie de recul du noyau cible (de masse m_N) est :

$$E_R = \frac{|\vec{q}|^2}{2m_N} \quad (2.11)$$

avec \vec{q} la quantité de mouvement transférée : $|\vec{q}|^2 = 2\mu^2v^2(1 - \cos\theta)$, θ l'angle de collision dans le centre de masse et μ la masse réduite du système : $\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$.

En pratique, **le détecteur utilisé permet de mesurer le nombre d'évènements pour un recul nucléaire d'énergie supérieure à un certain seuil**. C'est pourquoi le taux différentiel attendu est déterminé en fonction de l'énergie de recul du noyau E_R : $\frac{dR}{dE_R}$.

15. C'est-à-dire tous les signaux provenant d'autres sources mais qui ne sont pas les signaux recherchés

Pour déterminer le taux d'interaction différentiel attendu lors d'une expérience de détection directe de matière noire, il faut déterminer le flux de WIMP attendu. Ce flux dépend de la densité de WIMP dans la Voie Lactée (noté ρ_0), de la masse du WIMP et de sa vitesse moyenne (dans le référentiel de la cible). Puisque les WIMP interagissent très peu avec la matière ordinaire et avec eux-mêmes, ils peuvent être décrits comme un gaz parfait. Ainsi, la distribution de la vitesse des WIMP dans la Voie Lactée suit une distribution de Maxwell-Boltzmann $f(v, v_E)$:

$$f(v, v_E) = \exp\left(\frac{-(v + v_E)^2}{v_0^2}\right) \quad (2.12)$$

où v est la vitesse du WIMP (relative à la cible), v_0 la vitesse des WIMP la plus probable ($v_0 \approx 220$ km/s) et v_E la vitesse de la Terre (relative à la distribution de WIMP). Comme illustré en figure 2.8, lorsque la Terre orbite autour du Soleil, sa vitesse est ajoutée à celle du Soleil (v_S) en été et soustraite en hiver. Ainsi, le taux d'évènements sera plus grand en été (avec un pic en Juin) qu'en hiver. Ce phénomène se traduit donc par une modulation du signal recherché. La vitesse relative de la Terre par rapport au halo de matière noire est :

$$v_E(t) = v_0(1,05 + 0,07 \cos(\omega t)) \quad (2.13)$$

où $v_S = 1,05v_0$ est la vitesse relative du Soleil par rapport au centre galactique¹⁶, et $\omega = \frac{2\pi}{1 \text{ an}}$, est la période de rotation de la Terre. La modulation de l'amplitude de 7% est due à la rotation de la Terre autour du Soleil. Si la statistique est suffisante, une mesure de la modulation annuelle du signal donnera une preuve supplémentaire de la détection de matière noire.

Ainsi, en déterminant le taux d'interaction différentiel WIMP-noyau comme étant le flux de WIMP multiplié par la section efficace d'interaction et le nombre de noyaux cibles, et en intégrant sur toutes les vitesses possibles des WIMP, on obtient :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\sigma \rho_0}{4v_E m_\chi \mu^2} \left[\text{erf}\left(\frac{v_{min} + v_E}{v_0}\right) - \text{erf}\left(\frac{v_{min} - v_E}{v_0}\right) \right] \quad (2.14)$$

avec v_{min} la vitesse minimale des WIMP pouvant induire un recul nucléaire. Dans le cas où l'on néglige les effets nucléaires (discutés dans la section suivante), $\sigma = \sigma_0$.

2.5.2. Taux d'interaction différentiel WIMP-noyau - Effets nucléaires

Pour le moment, nous n'avons considéré que la cinématique de l'interaction ($\sigma = \sigma_0$). Or, l'interaction WIMP-noyau est un effet collectif des interactions WIMP-nucléons. Ces interactions sont possiblement dépendantes du spin. Il faut donc prendre en compte la section efficace d'interaction WIMP-nucléon et la distribution des nucléons dans le

16. $v_S \approx 231$ km/s $\approx 1,05v_0$

noyau (traduit par un facteur de forme nucléaire) pour correctement déterminer le taux d'interaction.

Puisque l'interaction WIMP-noyau a lieu dans la limite non-relativiste¹⁷, seuls deux cas sont considérés : l'interaction spin-spin (le WIMP est couplé au spin nucléaire, on parle alors d'interaction dépendante du spin (SD pour Spin Dependant en anglais)) et l'interaction scalaire (le WIMP est couplé à la masse du noyau, on parle alors d'interaction indépendante du spin (SI pour Spin Independant en anglais)). La section efficace d'interaction WIMP-noyau σ_0 s'écrit alors :

$$\sigma_0^{SD/SI} = 4G_F^2 \mu^2 C_{SD/SI} \quad (2.15)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, μ la masse réduite du système et $C_{SD/SI}$ un nombre sans dimension qui dépend du type d'interaction (SD ou SI).

La distribution des nucléons dans le noyau doit également être prise en compte au travers du facteur de forme nucléaire $F(qr_n)$. Ainsi, pour prendre en compte ces corrections, σ s'écrit :

$$\sigma = \sigma_0^{SD/SI} F^2(qr_n) \quad (2.16)$$

où r_n est le rayon nucléaire effectif et q le transfert de quantité de mouvement.

Le facteur de forme est une transformation de Fourier de la densité de distributions des nucléons $\rho(r)$.

$$F(q) = \int \rho(r) \exp(iqr) d^3r \quad (2.17)$$

Avec une densité isotrope :

$$\begin{aligned} F(q) &= \int_0^{2/\pi} d\phi \int_r r^2 \rho(r) \left[\int_{-1}^{+1} \exp(iqr \cos \theta) d(\cos \theta) \right] dr \\ &= \frac{4\pi}{q} \int_0^{+\infty} r \sin(qr) \rho(r) dr \end{aligned}$$

$\rho(r)$ peut être déterminé pour les deux types d'interactions : dépendante du spin et indépendante du spin.

Pour le cas SD, seuls les nucléons de la couche externe du noyau vont participer à l'interaction avec les WIMP (*approximation de couche mince*) [25] :

$$F(qr_n) = \frac{\sin(qr_n)}{qr_n} \quad (2.18)$$

Dans le but de donner des limites indépendantes au modèle du WIMP considéré, les contributions des protons et des neutrons sont prises séparément et σ_0^{SD} s'écrit :

17. La vitesse moyenne des WIMP est de 220 km/s

$$\sigma_0^{SD} = \left(\sqrt{\sigma_0^p} + \sqrt{\sigma_0^n} \right)^2 \quad (2.19)$$

où : $\sigma_0^{p/n} = 4G_F^2 \mu^2 \frac{8}{\pi} \Lambda^2 J(J+1)$ et $\Lambda = \frac{1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]$, avec : a_p : le couplage effectif WIMP-proton, a_n : le couplage effectif WIMP-neutron, $\langle S_p \rangle$: la valeur du spin des protons dans le noyau, $\langle S_n \rangle$: la valeur du spin des neutrons dans le noyau et J : le spin nucléaire total. Pour mesurer de telles contributions, la cible choisie pour l'expérience de détection de matière noire doit posséder des isotopes dont le spin total est non-nul.

Dans le cas SI, on considère que l'interaction a lieu entre un WIMP et le noyau dans son ensemble (*approximation de sphère dure*). Dans ce cas, la description de Helm [25] est usuellement utilisée puisqu'elle a l'avantage de donner une description analytique au facteur de forme :

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{(qr_n)} \exp\left(-\frac{(qs)^2}{2}\right) \quad (2.20)$$

où $j_1(x) = \frac{\sin(x)}{x^2} - \frac{\cos(x)}{x}$ et s est l'épaisseur de la peau nucléaire.

Le facteur de forme du xénon pour une interaction SI, dans l'approximation de la sphère dure, est donné figure 2.9. On observe une suppression de ce facteur lorsque $E_R \sim 95$ keV. Cette suppression est due au fait, qu'à haute énergie, les nucléons du noyau ne contribuent plus de manière cohérente à la section efficace.

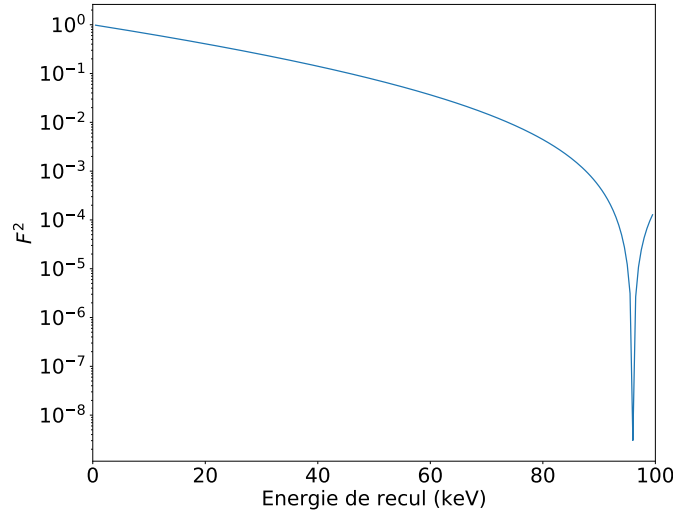


Fig. 2.9 – Facteur de forme du xénon dans le cas de l'approximation de la sphère dure, d'après l'équation 2.20

Finalement, la section efficace d'interaction σ_0 est corrigée par :

$$C_{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (2.21)$$

où f_n est le couplage WIMP-neutron, f_p le couplage WIMP-proton, Z le nombre de

protons et $A - Z$ le nombre de neutrons. En général, $f_p \approx f_n$. On peut donc écrire, d'après l'équation 2.16 :

$$\sigma_0^{SI} = \frac{4}{\pi} \mu^2 A^2 f_p^2 = \frac{A^2 \mu^2}{\mu_p^2} \sigma_p \quad (2.22)$$

avec $\sigma_p = \frac{4}{\pi} f_p^2 \mu_p^2$, la section efficace d'interaction WIMP-proton et μ_p , la masse réduite du système proton-WIMP. **Ainsi, plus le nombre atomique A de la cible choisie est grand, plus le taux d'interactions attendu sera important.**

2.5.3. Application avec l'expérience XENON1T

Afin de comprendre comment l'analyse de données des expériences de détection directe de matière noire est menée, nous allons appliquer l'expression du taux d'interaction attendu déterminée dans la section précédente (équation 2.14) au cas de l'expérience XENON1T.

L'expérience XENON1T utilise 1 tonne de xénon liquide comme cible pour la recherche de l'interaction WIMP-nucléon. En supposant que :

- l'interaction est indépendante du spin : $\sigma_0 = \sigma_p \frac{A^2 \mu^2}{\mu_p^2}$,
- la modulation annuelle du signal est négligeable,
- la densité locale de WIMP est $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV}/c^2$,
- l'exposition totale de l'expérience, c'est-à-dire la masse exposée \times le temps d'exposition, est de 2 tonnes ans,
- le bruit de fond¹⁸ de l'expérience est celui donné dans le papier présentant la simulation Monte Carlo de XENON1T [26] et est de 4.16 événements attendus dans la région d'intérêt pour la recherche de WIMP,

il est possible de déterminer le taux d'interactions attendu pour cette expérience et d'en déduire une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon. En effet, comme discuté précédemment, dans le cas d'une expérience de détection de matière noire, le but est de mesurer la collision d'un WIMP avec un noyau, de déterminer la section efficace d'interaction et la masse du WIMP correspondante. Cependant, si aucun événement de WIMP n'est détecté, le but est alors de mettre une limite supérieure sur cette section efficace σ pour chaque masse de WIMP possible.

Nombre d'événements attendus

Dans un premier temps, le taux différentiel est calculé en utilisant l'équation 2.14. Avec $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_p = 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$, le taux différentiel en fonction de l'énergie de recul du noyau est représenté en figure 2.10.

La suppression du taux d'interaction que l'on peut observer figure 2.10, à environ 95 keV, est due à la suppression du facteur de forme lors d'un grand transfert de quantité de

18. Pour rappel, le bruit de fond d'une expérience correspond à tous les signaux provenant de sources différentes de la source recherchée ; ici, une collision WIMP-nucléon.

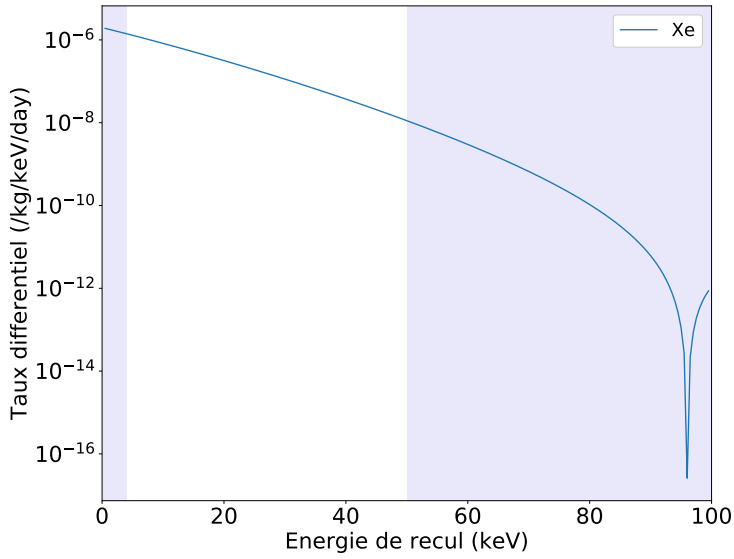


Fig. 2.10 – Taux différentiel en fonction de l'énergie de recul du noyau pour un WIMP de masse $50 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_p = 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$. Les bandes grises indiquent la restriction de la recherche de matière noire pour des reculs nucléaires compris entre 4 keV et 50 keV.

mouvement, déjà discuté dans la section 2.5.2 et figure 2.9.

En pratique, le détecteur permet de mesurer le nombre d'évènements pour un recul nucléaire d'énergie supérieur à un certain seuil, d'environ 4 keV pour XENON1T. De plus, on restreint la zone de recherche en énergie à environ 50 keV, qui correspond à la limite où le bruit de fond attendu dans l'expérience (déterminé par des simulations Monte-Carlo) est supérieur au signal provenant d'un WIMP (de masse $m_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ et de section efficace $\sigma_p = 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ [26]) par un ordre de grandeur. Ces restrictions sont symbolisées par les bandes grises en figure 2.10.

Le taux attendu pour l'expérience XENON1T en fonction de l'énergie de recul nucléaire est donné en figure 2.11a. Les bandes grises indiquent la restriction de la recherche de matière noire pour des reculs nucléaires compris entre 4 keV et 50 keV. Le taux attendu n en fonction de la masse du WIMP est donné en figure 2.11b. Cette figure a été obtenue en intégrant le nombre d'évènements attendu (figure 2.11a) sur l'énergie des reculs nucléaires, pour chaque masse de WIMP considérée. Le nombre total d'évènements N est déterminé en multipliant n par l'exposition (temps x masse) de l'expérience considérée.

Détermination de la limite d'exclusion de la section efficace d'interaction

Tant que la matière noire n'est pas détectée, les expériences de détection de matière noire présentent leurs résultats sous la forme d'une limite d'exclusion sur la section efficace d'interaction du WIMP en fonction de la masse de ce dernier. Pour ce faire, le nombre total d'évènements attendu N produits par une interaction WIMP-noyau, pour les paramètres (σ, m_χ) , est déterminé.

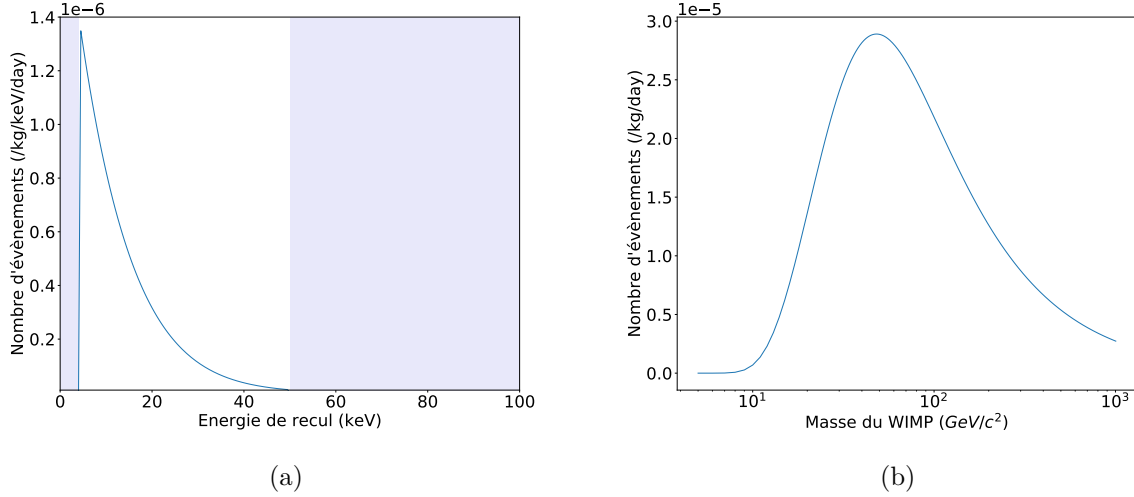


Fig. 2.11 – (a) Nombre d'évènements attendu en fonction de l'énergie de recul nucléaire pour un WIMP de masse $50 \text{ GeV}/c^2$ et $\sigma_p = 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$. Les bandes grises indiquent la restriction de la recherche de matière noire pour des reculs nucléaires compris entre 4 keV et 50 keV. (b) Nombre d'évènements attendu en fonction de la masse du WIMP, pour $\sigma_p = 2 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$.

Le couple de paramètres (σ, m_χ) peut être exclu si N est suffisamment grand et supérieur au bruit de fond de l'expérience. Bien sûr, toutes les interactions de WIMP ne donnent pas un signal mesurable. On va donc définir un certain niveau de confiance. Ainsi, le couple de paramètres (σ, m_χ) pourra être exclu s'il respecte une certaine condition définie par le niveau de confiance que l'on veut atteindre. En utilisant la méthode de Feldman et Cousins [27] et les valeurs de la sensibilité expérimentale en fonction du bruit de fond attendu N_{bkg} , données dans la table XII du papier [27] et représentées en figure 2.12a, l'hypothèse (σ, m_χ) peut être rejetée à 90% de niveau de confiance si $N > N_{limit}$.

En prenant l'exemple de XENON1T [26], le bruit de fond est composé d'un bruit de fond nucléaire et électronique. Pour rappel, la matière noire est supposée produire des reculs nucléaires. Puisqu'il est possible de distinguer les reculs nucléaires des reculs électroniques (voir section 4.2.3.2), le bruit de fond électronique peut être rejeté à 99.75%, mais en acceptant seulement 40% de reculs nucléaires. Ainsi, on ne considérera que 40% de N pour exclure l'hypothèse (σ, m_χ) . Pour XENON1T [26], $N_{bkg} = 3.25$ (électronique) + 0.91 (nucléaire), pour une exposition total de 2 t.y. On demande donc que $0.4N > N_{limit}$ pour exclure (σ, m_χ) , avec $N_{limit} = 4.9$ (d'après la figure 2.12a).

Dans le cas où l'on compare le nombre d'évènements attendu pour l'interaction de WIMP avec les noyaux cibles à un nombre d'évènements de bruit de fond simulés, on parle de sensibilité de l'expérience et non de limites qui sont établies par comparaison des évènements attendus aux données mesurées. Ainsi, la sensibilité sur la section efficace donnée en figure 2.12b est obtenue en calculant toutes les combinaisons de (σ, m_χ) donnant $0.4N = 4.9$. La section efficace minimale obtenue avec cette méthode est de $1.3 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de masse $50 \text{ GeV}/c^2$. Ce résultat est très proche de la sensibilité indiquée

dans l'étude Monte Carlo de XENON1T (soit $1.6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de masse $50 \text{ GeV}/c^2$ [26]).

Pour donner une limite sur la section efficace d'interaction ou pour prouver une découverte, les données obtenues par une expérience de détection directe de matière noire doivent être rigoureusement comparées avec un modèle théorique à travers un test d'hypothèse. La méthode de maximum de vraisemblance est souvent utilisée dans ce type d'expériences attendant peu d'évènements.

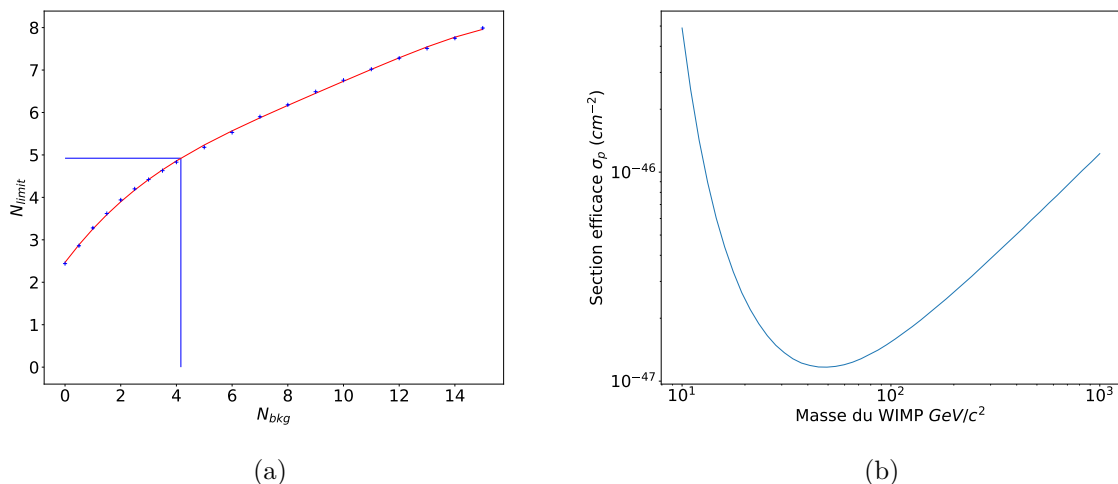


Fig. 2.12 – (a) Méthode de Feldman et Cousins donnant la sensibilité expérimentale en fonction du bruit de fond attendu à 90% de niveau de confiance [27]. La ligne rouge représente le bruit de fond attendu de XENON1T pour une exposition total de 2 tonnes \times an (2 t.y) [26] (b) Limite d'exclusion de la section efficace pour l'expérience XENON1T avec une exposition de 2 tonnes \times ans. La section efficace minimale obtenue est de $1.3 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de masse $50 \text{ GeV}/c^2$.

2.5.4. Méthode de maximum de vraisemblance

Cette section est majoritairement basée sur le papier publié par la collaboration XENON décrivant la méthode de maximum de vraisemblance [28]. Le but de cette méthode est de trouver la valeur la plus probable d'un paramètre inconnu en comparant les données avec un modèle théorique. Pour ce faire, les données subissent un test d'hypothèse basé sur un rapport de fonction de vraisemblance. La fonction de vraisemblance \mathcal{L} est définie comme la probabilité jointe de densité, obtenue pour une certaine valeur des paramètres observés dans l'expérience. Dans cette section, le principe du test d'hypothèse est présenté avant d'introduire avec un peu plus de détails la méthode de maximum de vraisemblance, avec l'exemple d'une expérience de détection directe de matière noire, cherchant le couple de paramètres inconnus (σ, m_χ) .

Test d'hypothèse

Le test d'hypothèse permet de déterminer la compatibilité entre des données obtenues lors d'une expérience et ce qui est prédit par la théorie. L'hypothèse que l'on teste est appelée l'hypothèse *nulle* H_0 , que l'on va tester contre une hypothèse alternative H_1 . Le test est alors effectué à travers un *test statistique* t qui dépend de l'échantillon de données à disposition x .

$f(t | H_0)$ est la fonction de distribution de probabilité du test statistique t , sous l'hypothèse que H_0 est vrai. L'accord entre les données et H_0 est représenté par la *p-value* p qui est la probabilité que l'échantillon de données soit compatible avec H_0 .

Ainsi :

$$p = \int_{t_{obs}}^{+\infty} f(t | H_0) dt \quad (2.23)$$

Si $p < \alpha$, alors l'hypothèse testée est exclue avec un certain niveau de confiance (CL) (défini comme $(1 - \alpha)$ %). Par exemple, H_0 est exclue avec un niveau de confiance de 90%, si $p \leq 0.1$.

Méthode de maximum de vraisemblance pour la recherche de matière noire

Le but est de mettre une limite sur la section efficace d'interaction σ pour chaque masse de WIMP possible. Ainsi, les données obtenues dans une expérience de détection de matière noire sont testées sous l'hypothèse H_σ . Si H_σ est rejetée, alors la section efficace d'interaction des WIMP est inférieure à σ

Le test statistique utilisé est q_σ :

$$q_\sigma = -2 \ln \lambda(\sigma) \quad (2.24)$$

avec

$$\lambda(\sigma) = \frac{\max_{\sigma \text{ fixed}} \mathcal{L}(\sigma, \tau)}{\max \mathcal{L}(\sigma, \tau)} = \frac{\mathcal{L}(\sigma, \hat{\tau})}{\mathcal{L}(\sigma, \hat{\tau})} \quad (2.25)$$

Où \mathcal{L} est la fonction du maximum de vraisemblance, τ est une série de paramètres de nuisance (tel que le nombre et la distribution des événements de bruits de fond, l'incertitude sur la vitesse des WIMP...). Le *chapeau* dans l'équation 2.25 est une fonction (*Maximum Likelihood Estimator* MLE) pour laquelle les valeurs des paramètres maximisent la fonction de vraisemblance. Le double *chapeau* fait référence à une MLE conditionnelle pour laquelle σ est fixé.

Dans le cas d'une limite d'exclusion, seule la limite supérieure nous intéresse. Ainsi, on peut considérer $\hat{\sigma} < \sigma$ ¹⁹ et l'équation 2.24 devient :

19. Ici le *chapeau* sur σ indique qu'il s'agit de la valeur qui ajuste au mieux les données

$$q_\sigma = \begin{cases} -2\ln\lambda(\sigma) & \hat{\sigma} < \sigma \\ 0 & \hat{\sigma} > \sigma \end{cases} \quad (2.26)$$

L'hypothèse H_σ est rejetée avec un niveau de confiance de 90% si $p_s \leq 0.1$, avec p_s la p-value du test statistique q_σ :

$$p_s = \int_{q_\sigma^{obs}}^{+\infty} f(q_\sigma | H_\sigma) dq_\sigma \quad (2.27)$$

où $f(q_\sigma | H_\sigma)$ est la fonction de densité de probabilité de q_σ dans le cas où H_σ est vrai et q_σ^{obs} est la valeur du test statistique obtenue avec les données expérimentales. La fluctuation basse du bruit de fond peut conduire à l'exclusion de très petites sections efficaces auxquelles l'expérience n'est pas sensible. Pour éviter cet effet, une méthode dite de *safeguard* est utilisée et la p-value est modifiée :

$$p'_s = \frac{p_s}{1 - p_b} \quad (2.28)$$

où $1 - p_b = \int_{q_\sigma^{obs}}^{+\infty} f(q_\sigma | H_0) dq_\sigma$, correspondant à la p-value de q_σ en supposant que l'on détecte uniquement du bruit de fond $\sigma = 0$.

Finalement, la limite supérieure de la section efficace d'interaction $\sigma^{up}(m_\chi)$ pour le couple de paramètres (σ, m_χ) à 90% de niveau de confiance est trouvée en résolvant l'équation 2.29 :

$$p'_s(\sigma^{up}(m_\chi)) = 0.1 \quad (2.29)$$

2.6. Les expériences actuelles de détection directe de matière noire

Comme introduit dans la section précédente, le principe de la détection directe de matière noire repose sur la conversion de l'énergie déposée par la collision élastique WIMP-noyau en signal visible et exploitable. Pour ce faire, trois types de conversions peuvent être utilisées : la conversion en signal de lumière (scintillation), de charge (ionisation) ou de chaleur (phonon). Puisque l'on a à faire à des événements extrêmement rares, il est crucial de pouvoir distinguer le bruit de fond des signaux attendus et donc, de distinguer les interactions avec les noyaux des interactions avec le cortège électronique de la cible. L'utilisation simultanée de deux des signaux cités, la forme des signaux attendus ou encore la modulation annuelle attendue pour un signal produit par des WIMP (voir figure 2.8) permet d'atteindre cet objectif.

Les limites d'exclusions obtenues par les expériences actuelles est donnée figure 2.13. Une représentation de la limite la plus basse obtenue par chaque expérience en fonction de l'exposition totale (c'est-à-dire la masse exposée x temps de prise de données) de celles-ci est donnée en figure 2.14. On peut ainsi directement comprendre que l'un des enjeux de la détection directe de matière noire est de faire des détecteurs de plus en plus grands avec un temps d'exposition de plus en plus long. On peut également voir que les expériences citant les plus basses limites actuelles sont celles utilisant des gaz nobles liquéfiés (représentées par des carrés) comme volume de détection (xénon ou argon liquide). Ces expériences sont rapidement présentées en section 2.6.1. Les autres expériences citées sur cette figure utilisent des détecteurs solides (cristaux de germanium ou de NaI) et seront présentés en section 2.6.2. Toutes ces expériences sont placées en souterrain, à des profondeurs de quelques kilomètres d'équivalent eau, afin de réduire le bruit de fond provenant des rayons cosmiques produits dans l'atmosphère. A cela, s'ajoutent des couches de blindages, protégeant le milieu de détection du bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle. Les différents types de bruits de fond et les méthodes utilisées pour les réduire sont présentés dans le chapitre 1.

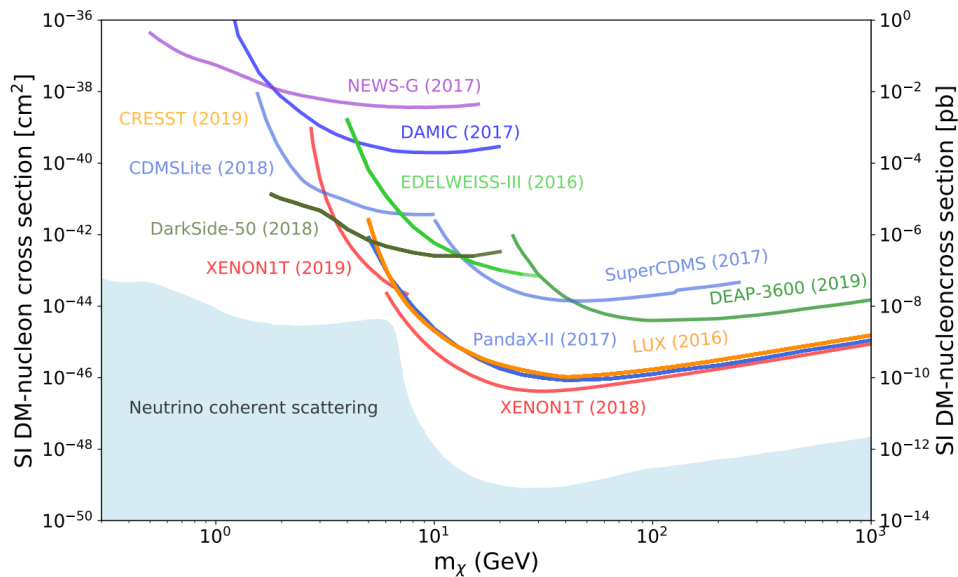


Fig. 2.13 – Limites d'exclusion de la section efficace indépendante du spin obtenues par les expériences actuelles [19]. Le *neutrino-floor* représente la limite pour laquelle les neutrinos solaires deviennent un bruit de fond irréductible pour les expériences de détection directe (car produisant le même type de signal que les WIMP).

2.6.1. Expérience utilisant des gaz nobles liquéfiés

Deux types d'expériences utilisant des gaz nobles liquéfiés sont cités sur la figure 2.14 : les expériences utilisant du xénon liquide (telles que PandaX, LUX, XENON1T/nT, LZ et DARWIN) et celles utilisant de l'argon liquide (telles que DEAP, DarkSide50 et DarkSide-20k). L'avantage d'utiliser des gaz nobles liquéfiés est la possibilité d'obtenir de très grands

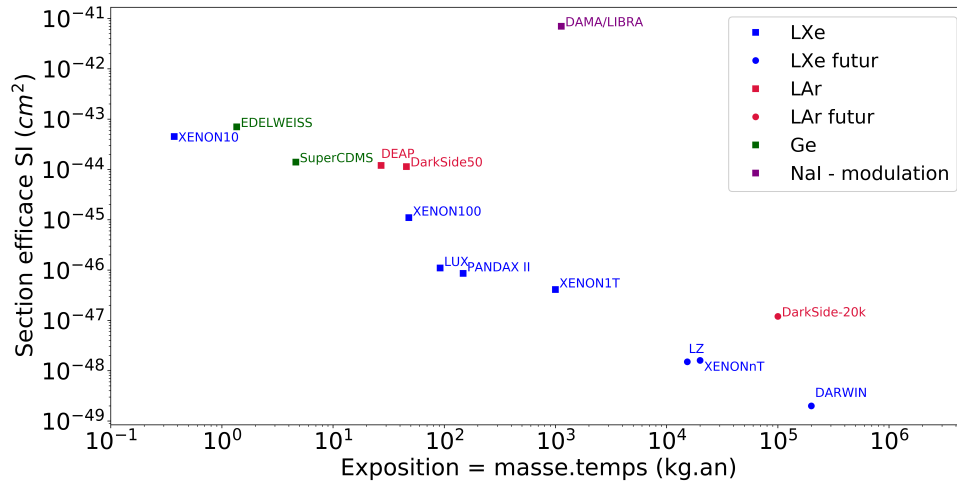


Fig. 2.14 – Évolution de la limite sur la section efficace d’interaction WIMP-nucléon indépendante du spin en fonction de l’exposition totale (masse exposée x temps de prise de données) de chaque expérience. Les limites citées correspondent aux dernières publications de chaque expérience (publiées entre 2016 et 2018) [1][19][29][30][31][32][33].

détecteurs, denses, uniformes et stables, permettant d’augmenter *facilement* l’exposition totale et donc, la probabilité de détecter une interaction WIMP-nucléon. En effet, on peut observer cette tendance en figure 2.14, où ces expériences montrent des expositions de plus en plus grandes.

Le xénon a l’avantage d’avoir un nombre de masse A plus grand que l’argon et donc une plus grande probabilité d’interaction WIMP-nucléon, d’après l’équation 2.22. De plus, le xénon naturel ne possède qu’une faible quantité d’isotopes radioactifs, contrairement à l’argon, permettant ainsi de réduire la présence d’un bruit de fond intrinsèque et irréductible. En revanche, l’argon a l’avantage de permettre une discrimination entre recul nucléaire et recul électronique plus efficace que le xénon [30]. Enfin, l’utilisation du xénon liquide permet de réduire le bruit de fond provenant de l’extérieur du volume de détection grâce à sa très grande densité. On parle d’auto-blindage du xénon liquide (voir section 1.4).

Expériences utilisant du xénon liquide - Toutes les expériences au xénon liquide citées en figure 2.14 utilisent le principe de chambre à projection temporelle à deux phases (liquide-gaz). Le principe de fonctionnement est détaillé dans le chapitre 4 et résumé ici : lorsqu’une particule interagit dans le xénon liquide, les atomes de xénon sont ionisés et excités. Les atomes excités se désexcitent en émettant un signal de scintillation (lumière) et les électrons provenant de l’ionisation des atomes de xénon sont transportés par un champ électrique jusqu’à la phase gazeuse où un autre champ électrique les extrait de la phase liquide vers la phase gazeuse. Durant cette extraction un deuxième signal de lumière (mais que l’on appelle signal de charge) est produit. Comme présenté en figure 2.15, le rapport entre le signal de charge et de lumière permet de distinguer les reculs nucléaires des reculs électroniques. En effet, celui-ci sera plus grand dans le cas d’un recul électronique que dans le cas d’un recul nucléaire. En revanche, cette discrimination dépend du champ électrique

appliqué dans le détecteur et ne permet pas une séparation complète. Ainsi, la recherche de matière noire se fera en n'acceptant qu'une partie des reculs nucléaires (entre 30% et 40%) où l'on considère que la contamination des reculs électroniques est faible (plus de 99% des reculs électroniques sont rejetés (voir section 4.2.3.2)).

Les détecteurs utilisant une chambre à projection temporelle à simple phase (tel que XMASS [34]) ont l'avantage d'avoir un design très simple avec très peu de composants permettant d'agrandir plus facilement la taille des détecteurs. Ainsi, l'utilisation d'un nombre limité de composants et d'une grande quantité de xénon liquide, utilisée comme auto-blindage, permet de le bruit de fond de l'expérience.

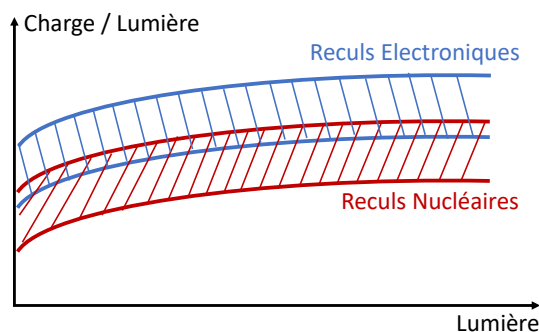


Fig. 2.15 – Principe de discrimination des reculs nucléaires et électroniques en utilisant des détecteurs au xénon liquide, mesurant à la fois le signal de charge et de lumière. Les reculs électroniques (bleu) ont un rapport charge/lumière plus grand que les reculs nucléaires (rouge).

Expériences utilisant de l'argon liquide - Les deux expériences à l'argon liquide citées en figure 2.14 n'utilisent pas la même technologie. Si DarkSide utilise une chambre à projection temporelle à deux phases (qui fonctionnent sur le même principe que les expériences au xénon liquide), permettant une discrimination des reculs nucléaires en se basant sur le rapport de charge et de lumière, DEAP utilise une technologie à simple phase, où seule la lumière de scintillation est détectée. La discrimination reculs nucléaires/reculs électroniques se base sur la longueur temporelle des signaux de scintillation. En effet, lors d'une interaction dans l'argon liquide, les atomes d'argon sont excités et ionisés. Les atomes excités vont émettre un signal de scintillation après quelques dizaines de nanosecondes. Mais, sans présence de champ électrique, les électrons produits par ionisation vont se recombiner avec les atomes d'argon environnants, produisant de nouveaux états excités qui vont eux aussi émettre un signal de scintillation mais après plusieurs dizaines de microsecondes. Puisque le rapport entre excitation et ionisation est plus grand pour les reculs nucléaires que pour les reculs électroniques, on s'attend à ce que les signaux produits par des reculs nucléaires soient beaucoup plus rapides que ceux produits par des reculs électroniques, permettant la discrimination entre ces deux types de reculs²⁰. En effet, en prenant le

²⁰. Le même processus se produit dans le xénon liquide mais avec des temps plus courts, ne permettant pas de faire la même distinction. Le détail de la production des signaux dans le xénon liquide est présenté dans le chapitre 4.

rapport de l'intégrale du signal émis pendant les premières nanosecondes (noté I_1) sur l'intégrale du signal émis sur les microsecondes qui suivent (I_2), il est possible de discriminer avec une très bonne efficacité les reculs nucléaires des reculs électroniques, comme illustré en figure 2.16.

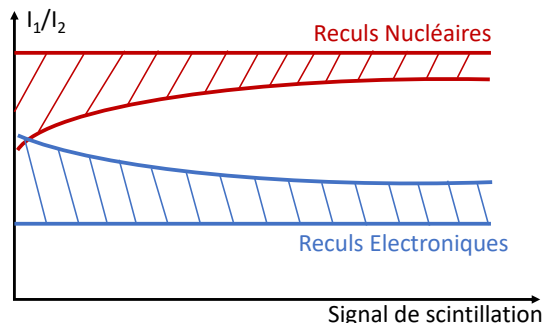


Fig. 2.16 – Principe de discrimination des reculs nucléaires et électroniques en utilisant des détecteurs à l'argon liquide. Les reculs électroniques (bleu) ont un rapport de l'intégrale du signal émis pendant les premières nanosecondes (noté I_1) sur l'intégrale du signal émis sur les microsecondes qui suivent (I_2) plus petit que les reculs nucléaires (rouge).

2.6.2. Expériences utilisant des détecteurs solides

Il existe deux types d'expériences utilisant des détecteurs solides (cristaux). Les expériences comme EDELWEISS ou SuperCDMS utilisent une discrimination entre reculs électroniques et reculs nucléaires, alors que l'expérience DAMA/LIBRA [35] utilise le principe de modulation annuelle présentée dans la section 2.5.

EDELWEISS et SuperCDMS - EDELWEISS [36] et SuperCDMS [37] sont des détecteurs solides utilisant respectivement des cristaux de germanium et une combinaison de cristaux de germanium et de silicium, fonctionnant à des températures extrêmement basses, de l'ordre de la dizaine de mK, proches du zéro absolu. Ces détecteurs, appelés bolomètres, permettent de détecter les faibles changements de température induits par une interaction WIMP-noyau (signal transmis sous forme de phonon), tout en réduisant le bruit de fond thermique de l'expérience. Les signaux de charge sont également détectés et utilisés pour la discrimination reculs nucléaires / reculs électroniques. L'avantage de ces détecteurs est que cette discrimination est mieux définie que dans le cas d'utilisation du xénon liquide (voir figures 2.15 et 2.17), grâce à une excellente résolution en énergie. Si aujourd'hui, les détecteurs solides ne sont pas compétitifs par rapport aux détecteurs utilisant du xénon liquide, ils ont l'avantage de pouvoir atteindre des limites pour des WIMP de basses masses ($<$ quelques GeV), comme indiqué figure 2.13.

DAMA/LIBRA - L'expérience DAMA/LIBRA utilise des cristaux NaI scintillants couplés à des photomultiplicateurs, permettant de mesurer les signaux de lumière produits

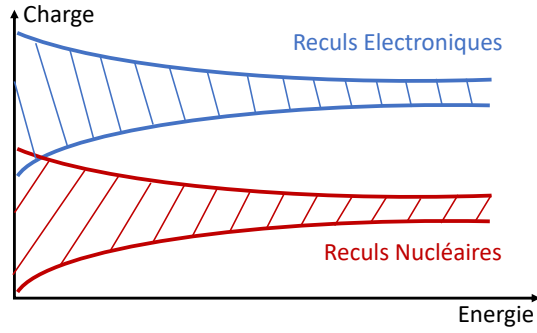


Fig. 2.17 – Principe de discrimination des reculs nucléaires (rouge) et électroniques (bleu) en utilisant des détecteurs au germanium, mesurant à la fois le signal de charge et de chaleur (permettant de reconstruire l'énergie).

par l'interaction d'un WIMP avec un noyau. Dans cette expérience, puisque seul le signal de scintillation est mesuré, aucune discrimination entre reculs nucléaires et électroniques n'est faite. Il est en revanche possible de chercher la modulation annuelle attendue pour un signal de matière noire (voir section 2.5). DAMA/LIBRA a déclaré avoir détecté un signal possédant la modulation attendue pour une interaction de matière noire (avec un taux maximal en juin et minimal en décembre), donnée en figure 2.18 [35]. Ce résultat, obtenu à 12.9σ avec une exposition totale de 1.13 tonne x an sur 14 cycles annuels, n'est pourtant pas en accord avec les autres expériences de détection directe de matière noire. Bien que de nombreuses études ont tenté de réconcilier les résultats de DAMA/LIBRA à ceux des autres expériences de détection directe de matière noire, aucune conclusion n'est pour le moment satisfaisante [38]. En particulier, comme indiqué figure 2.19, l'expérience LUX (qui utilise une chambre à projection temporelle à deux phases (liquide-gaz)) a exclu la possibilité que ce signal soit produit par de la matière noire leptophilique (interagissant avec les électrons des atomes et non pas avec les noyaux) avec un niveau de confiance de 9.2σ [39].

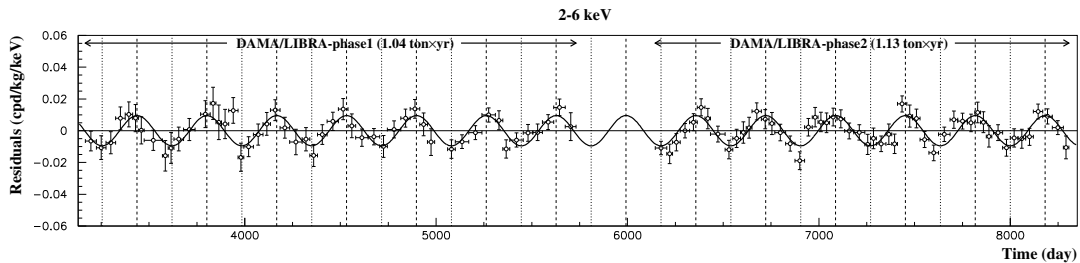


Fig. 2.18 – Résultats de l'étude de DAMA/LIBRA montrant la détection d'un signal possédant une modulation annuelle compatible avec un signal de matière noire [35]. Les résidus des signaux de scintillation, avec une énergie entre 2 keV et 6 keV sont données en fonction du temps. Un ajustement cosinusoidal de la forme $A \cos \omega(t - t_0)$ avec une période $T = 2\pi/\omega = 1$ an et une phase correspondant au 2 juin ($t_0 = 152.5$ jours) est donné.

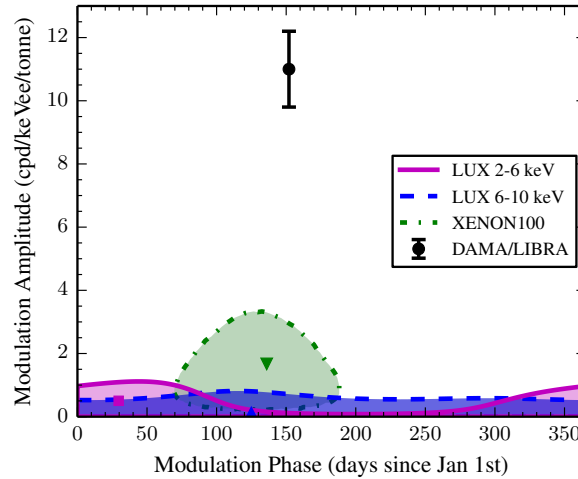


Fig. 2.19 – Limites sur la modulation annuelle de la matière noire obtenue par l’expérience LUX [39]. L’analyse fut menée pour un signal de 2 – 6 keV. Les résultats de XENON100, pour un signal de 2 – 5.8 keV sont également donnés pour comparaison. Le résultat de DAMA/LIBRA (point noir), montrant une modulation annuelle compatible avec celle attendue pour un signal de matière noire, est exclu avec un niveau de confiance de 9.2σ

2.7. Conclusion

La présence de matière noire est motivée par de nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques et ce, à toutes les échelles de l’Univers. D’après ces observations et le modèle cosmologique décrivant l’Univers et ses constituants, la matière noire représente près de 85% de la masse de l’Univers et serait composée de particules massives, neutres et interagissant peu avec la matière ordinaire. Le WIMP (Weakly Interactive Massive Particule) est l’un des candidats privilégiés par la communauté scientifique et suppose l’existence d’une physique au-delà du modèle standard.

Différentes techniques de détections existent. Parmi elles, la détection directe a pour avantage de capturer les WIMP au sein même des expériences. Elle consiste à mesurer le signal caractéristique d’une interaction WIMP-noyau. La faible interaction des WIMP avec la matière ordinaire n’a pour le moment pas permis de mener à leurs découvertes et suppose l’utilisation d’expériences dites bas bruit de fond (dont le principe est détaillé au chapitre 1). Les instruments utilisant des gaz nobles liquéfiés possèdent la technologie se développant le plus vite et permettent d’atteindre les meilleures limites actuelles. L’expérience XENON1T, sujet de cette thèse et présentée dans le chapitre 4, utilise le principe de détection directe de matière noire avec du xénon liquide comme cible.

La double décroissance β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)

Les neutrinos, découverts pour la première fois en 1956, restent encore aujourd'hui des particules dont certaines propriétés, comme l'origine de leurs masses ou encore leurs natures (particules de Dirac ou de Majorana), ne sont pas connues. Dans ce chapitre, une introduction à la physique des neutrinos, ainsi que le principe de la double décroissance β^- sans émission de neutrinos, dont la détection prouverait que les neutrinos sont des particules de Majorana, sont présentés.

3.1. Des premiers indices à la découverte des neutrinos

3.1.1. *Il manque quelque chose (2)*

En 1896, H. Becquerel a découvert pour la première fois la radioactivité naturelle, correspondant à la transformation spontanée d'un noyau instable en un autre. Cette transformation est aléatoire et est caractérisée, entre autres, par sa demi-vie $T_{1/2}$, traduisant le temps nécessaire pour que la moitié des noyaux d'un échantillon donné se soit désintégrée. Il existe différents types de radioactivités naturelles (radioactivités α et β^\pm). Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'à la radioactivité β qui a permis la découverte des neutrinos.

La radioactivité β^- est une décroissance isobarique (c'est-à-dire que le nombre de masse du noyau A ($A = Z + N$ avec Z le nombre de protons et N le nombre de neutrons) est conservé) et se caractérise par la décroissance d'un noyau père X_Z en un noyau fils X_{Z+1} avec l'émission d'un électron¹. Pour un noyau donné, et en considérant la conservation de l'énergie, l'énergie des électrons émis est supposée être constante et égale à l'énergie totale libérée lors de la décroissance β^- . Or, en 1914, J. Chadwick, puis C.D. Ellis et W.A. Wooster en 1927, ont montré que le spectre en énergie des électrons (aussi appelé particule β^- dans ce cas) est continu, comme indiqué figure 3.1.

1. Le nombre de masse étant conservé, la décroissance β^- correspond à la transformation d'un neutron en un proton.

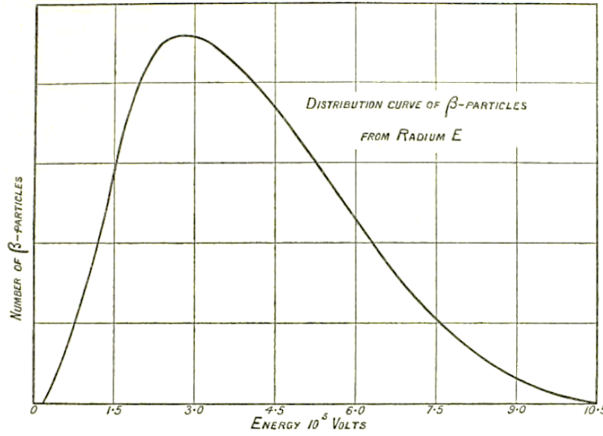


Fig. 3.1 – Mesure de l'énergie cinétique des électrons provenant d'une désintégration β^- du ^{210}Bi (appelé *radium E* à l'époque), mesurée par C.D. Ellis et W.A. Wooster [40].

Cette observation est possible en considérant que : soit la conservation de l'énergie n'est pas respectée, comme proposé N. Bohr, soit qu'une autre particule, non détectée, est émise en même temps que l'électron et emporte une partie de l'énergie libérée lors de la désintégration β^- . ***Il manque quelque chose.***

Cette hypothèse a été proposée par W. Pauli en 1930 et mènera à la découverte du neutrino 26 ans plus tard. W. Pauli a proposé l'existence d'un fermion neutre, interagissant faiblement, qu'il appela *neutron* et qui fut rebaptisé *neutrino* (*petit neutron* en italien) après la découverte du neutron que l'on connaît aujourd'hui par J. Chadwick. En 1934, E. Fermi développa une théorie de la désintégration β^- , appelée *théorie de Fermi*. E. Fermi proposa une interaction à 4 points entre le neutron (n) qui se transforme en proton (p) avec émission d'un électron (e^-) et d'un neutrino (en réalité un antineutrino $\bar{\nu}_e$), décrit par le diagramme donné en figure 3.2. La force de l'interaction est représentée par la constante de couplage G_F , appelée constante de Fermi.

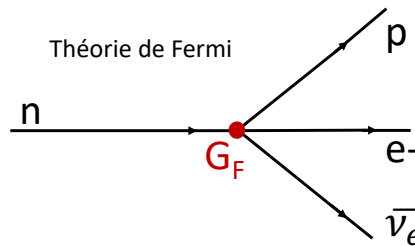


Fig. 3.2 – Diagramme décrivant la désintégration β^- d'après la théorie de Fermi.

Ainsi, en se basant sur le diagramme donné en figure 3.2, il est possible d'imaginer la réaction inverse dans laquelle un antineutrino viendrait interagir avec un proton, produisant un neutron et un positron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (3.1)$$

Cette réaction, appelée désintégration β inverse (*Inverse β decay* (IBD) en anglais) a permis de montrer l'existence des neutrinos en 1956 par F. Reines et C. Cowan [41]. En se plaçant près d'un réacteur nucléaire, source de neutrinos puissante (les neutrinos interagissant faiblement²) et grâce à un détecteur composé d'eau et de Cadmium chloré, il est possible de détecter en coïncidence l'émission du neutron et du positron émis lors d'une IBD : le positron émis s'annihile rapidement avec les électrons de la cible, créant deux photons de 511 keV, le neutron est capturé par le Cadmium émettant d'autres photons. Ces deux signaux, séparés par un délai de l'ordre de la microseconde, est la signature caractéristique de l'IBD et permet de distinguer le signal d'un neutrino du bruit de fond environnant.

3.1.2. Propriétés des neutrinos

La théorie de Fermi, présentée dans la section précédente, fut la première théorie décrivant l'interaction des neutrinos avec les autres particules. Aujourd'hui, cette interaction est appelée *interaction faible*. L'interaction faible est décrite dans le modèle standard de la physique des particules et, bien que ce modèle soit une théorie très complète et ayant réussi à prédire l'existence de plusieurs particules, il existe aujourd'hui plusieurs limitations à ce modèle. L'une de ces limitations³ est la découverte de la masse des neutrinos présentée en détail dans la section suivante. Dans cette section, les propriétés des neutrinos, permettant de comprendre la découverte de leurs masses, sont présentées.

Le modèle standard de la physique des particules - Le modèle standard de la physique des particules est une théorie qui décrit précisément les constituants fondamentaux de la matière, appelés **fermions**, de spin⁴ demi-entier, et leurs interactions se traduisant par l'échange de **bosons**, de spin entier. Les fermions regroupent deux types de particules : les quarks et les leptons. Ces deux types de particules fondamentales sont réparties en trois familles, comme indiqué figure 3.3.

3 interactions fondamentales sont incluses dans le modèle standard et sont portées par différents bosons :

- L'interaction électromagnétique : échange de photons (γ)
- L'interaction nucléaire forte : échange de gluons (g).
- L'interaction nucléaire faible : échange des bosons Z^0 et W^\pm .

La quatrième interaction fondamentale, la gravité, n'est pas incluse dans le modèle standard.

2. Les neutrinos ont une section efficace très faible : un antineutrino électronique de 1 MeV a un parcours moyen dans l'eau d'une année-lumière !

3. On peut citer comme autres limitations, la présence de matière noire dans l'Univers, présentée en détail dans le chapitre 2.

4. Le spin d'une particule peut être vu comme le moment angulaire intrinsèque de la particule. C'est une propriété quantique qui ne peut prendre que des valeurs entières ou demi-entières.

	fermions (3 générations de la matière)			bosons (forces)	
	I	II	III		
masse →	2,4 MeV/c ²	1,27 GeV/c ²	171,2 GeV/c ²	0	électromagnétique
charge →	2/3	2/3	2/3	0	
spin →	1/2	1/2	1/2	1	
nom →	u up	c charm	t top	γ photon	
	4,8 MeV/c ²	104 MeV/c ²	4,2 GeV/c ²	0	interaction forte
Quarks	d down	s strange	b bottom	g gluon	
	<2,2 eV/c ²	<0,17 MeV/c ²	<15,5 MeV/c ²	91,2 GeV/c ²	interaction faible
	ν _e neutrino électronique	ν _μ neutrino muonique	ν _τ neutrino tauique	Z ⁰ boson Z ⁰	
Leptons	0,511 MeV/c ²	105,7 MeV/c ²	1,777 GeV/c ²	80,4 GeV/c ²	interaction faible
	e électron	μ muon	τ tau	W [±] boson W	

Fig. 3.3 – Représentation du modèle standard de la physique des particules.

La représentation mathématique du modèle standard est basée sur la théorie des champs. On parle alors de théorie de jauge, pour laquelle chaque interaction est représentée par un groupe de symétrie :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

$SU(3)_C$ est le groupe de symétrie correspondant à l'interaction forte. Le C indique que ce groupe de symétrie concerne les particules possédant une charge de couleur, c'est à dire les quarks et les gluons. $SU(2)_L \otimes U(1)_L$ est le groupe de symétrie correspondant à l'unification des interactions électromagnétique et faible : l'interaction électrofaible. L est le nombre leptonique et Y (l'hypercharge faible) est reliée à la charge de la particule et à un nombre quantique traduisant son lien avec la force nucléaire faible (on parle d'isospin faible)⁵.

Cette description actuelle fut construite au fil des ans et des découvertes de nouvelles particules, que ce soit au sein de rayons cosmiques ou dans les grands accélérateurs de particules. L'une des plus grandes réussites du modèle standard fut la prédiction du boson de Higgs, découverte au LHC en 2012. Ce boson est responsable de la masse des fermions, ainsi que celle des bosons de l'interaction électrofaible (W et Z).

Interaction faible et neutrinos - Dans la représentation actuelle du modèle standard de la physique des particules, les neutrinos sont sans masse et sont des fermions de Dirac. C'est-à-dire que neutrino et antineutrino sont considérés comme distincts. Nous verrons dans la suite de cette thèse que ce n'est pas forcément le cas. Les neutrinos interagissent par interaction électrofaible, cette dernière étant basée sur le groupe de symétrie local $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

5. $Q = \frac{1}{2}Y + T_3$, avec Q la charge électrique et T_3 , la troisième composante de l'isospin faible.

En 1956, il fut proposé par T.D. Lee et C.N. Yang [42] que la parité, c'est-à-dire la symétrie qui a pour effet d'inverser les coordonnées spatiales comme dans un miroir, n'est pas conservée dans l'interaction faible. Cette non-conservation de la parité a été montrée quelques temps après par C.S. Wu [43], grâce à la mesure d'une asymétrie dans la distribution angulaire des électrons émis lors de la désintégration β^- de noyaux de ^{60}Co , qui ont été préalablement polarisés.

Ainsi, les interactions faibles possèdent une asymétrie droite/gauche, se traduisant par une différence de chiralité entre fermion et antifermion. L'hélicité d'une particule est la projection du spin \vec{S} sur la quantité de mouvement de la particule \vec{q} . Dans le cas d'une particule sans masse, la chiralité et l'hélicité sont identiques. Dans le cas d'une particule avec masse, l'hélicité dépend du point de vue de l'observateur (l'hélicité peut être inversée si le référentiel de l'observateur a une vitesse plus grande que celui de la particule). La chiralité est une propriété qui apparaît en théorie des champs et est définie par rapport au groupe de symétrie dans lequel la particule considérée est représentée. La chiralité dépend du *choix* de la représentation (gauche ou droite) lors de la transformation de la particule dans ce groupe de symétrie.

Il est possible de décrire les fermions dans le groupe de symétrie de l'interaction électro-faible avec une parité non conservée en considérant que les fermions possédant une chiralité gauche sont représentés comme des doublets de SU(2) (équation 3.2), alors que les antifermions de chiralité droite sont représentés comme un singlet de SU(2) (équation 3.3).

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$(\bar{\nu}_R, e_R^+) \quad (3.3)$$

Ces différences de représentations se traduisent par une distinction entre neutrino gauche et antineutrino droit du point de vue de leur section efficace, démontrée en 1955 par R. Davis. Finalement, en 1957, M. Goldhaber montra que l'hélicité des neutrinos est toujours gauche [44], laissant penser que les neutrinos sont sans masse. Ils sont donc représentés dans le modèle standard comme tels. Or nous verrons dans la section suivante que cette hypothèse de départ est fautive. Aucune expérience n'a pu montrer l'existence d'un neutrino droit. S'il existe, alors son interaction avec la matière devrait être bien plus faible que celle des neutrinos gauches. On parle alors de neutrino *stérile*.

Après la détection du premier neutrino, correspondant à un neutrino dit de *saveur* électronique, les deux autres saveurs de neutrinos (correspondant au muon et au tau, voir figure 3.3) furent détectées en 1961 [45] puis en 2000 [46]. Entre temps, en 1989, le nombre de neutrinos légers fut mesuré de façon directe au LEP [47], le collisionneur d'électron-positron du CERN. En effet, le boson Z, responsable de l'interaction faible

entre les fermions, possède une masse dont la largeur est liée au nombre de neutrinos légers⁶. La collision d'électrons et de positrons produit un large nombre de bosons Z , dont la distribution en masse, détectée par 4 expériences distinctes du LEP, est donnée en figure 3.4. Cette distribution montre sans ambiguïté que le nombre de neutrinos actifs est bien de trois. Il existe donc trois saveurs de neutrinos : électronique (ν_e), muonique (ν_μ) et tauique (ν_τ). Dans la section suivante, nous verrons que les neutrinos peuvent osciller d'une saveur à une autre et que cette oscillation impose que les neutrinos soient massifs.

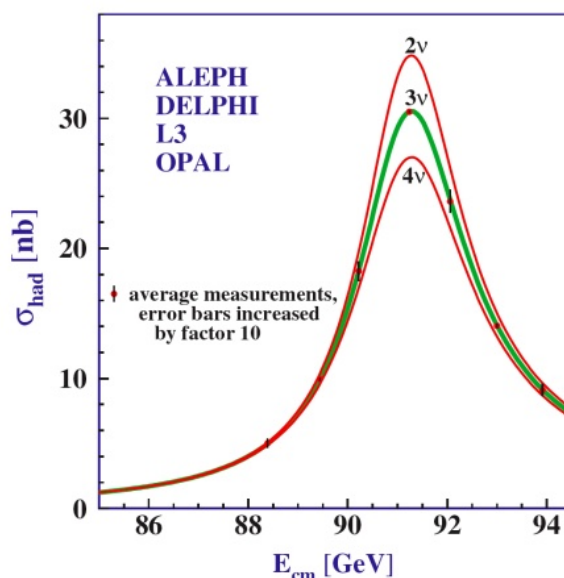


Fig. 3.4 – Mesures de la masse du Z^0 , provenant de 4 expériences différentes du LEP. Les données sont comparées au cas où il existe 2, 3 ou 4 neutrinos légers, montrant un parfait accord avec l'existence de seulement 3 saveurs de neutrinos de masse inférieure à $45 \text{ GeV}/c^2$ [47].

3.2. La masse des neutrinos

Les neutrinos, présents en trois saveurs différentes, peuvent osciller d'une saveur à une autre. Cette oscillation, présentée dans la suite de cette section, implique que les neutrinos possèdent une masse non-nulle, non prise en compte dans le modèle standard.

3.2.1. Oscillation des neutrinos

Les neutrinos ont été découverts expérimentalement pour la première fois grâce à des mesures effectuées près d'un réacteur nucléaire, source intense de radioactivité β et donc d'antineutrinos. Mais les réacteurs nucléaires ne sont pas les seules sources de neutrinos.

6. Des anomalies dans les mesures d'oscillations des neutrinos (discutées dans la section suivante) auprès de réacteurs nucléaires laissent à penser qu'une quatrième saveur de neutrinos pourrait exister. Or, puisque les expériences du LEP ont montré que seules trois saveurs de neutrinos existent, cette quatrième saveur, si elle existe, ne doit pas se coupler avec les bosons Z et W ou doit avoir une masse supérieure à la moitié de la masse du boson Z .

En effet, les réactions de fusions ayant lieu dans le soleil sont une source très importante de neutrinos, appelés neutrinos solaires. Il existe deux chaînes de production de neutrinos solaires : la chaîne proton-proton et le cycle CNO (Carbone-Nitrogen-Oxygène), donnés en figure 3.5. Seuls des neutrinos électroniques sont produits.

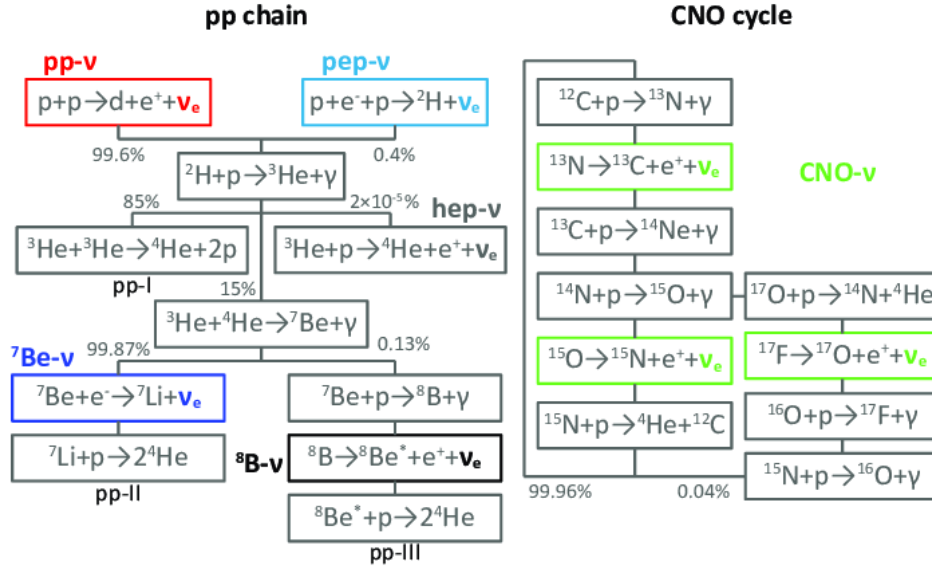


Fig. 3.5 – Production des neutrinos solaires, provenant des cycles proton-proton et CNO [48].

En se basant sur une réaction β^- inverse (donnée équation 3.1), il est possible de détecter les neutrinos solaires. Ainsi, dans les années 1960, R. Davis et J. Bahcall [49] développèrent un détecteur de neutrinos solaires, composé de 100 000 gallons (soit 400 m^3) de perchloroéthylène, riche en ${}^{37}\text{Cl}$. L'interaction d'un neutrino avec un atome de ${}^{37}\text{Cl}$ transforme ce dernier en ${}^{37}\text{Ar}$ (d'après la réaction 3.4).



L'argon étant un gaz noble et stable, il est possible de récupérer et compter le nombre atomes d' ${}^{37}\text{Ar}$ après un certain temps d'exposition et de comparer ce nombre à celui attendu. En 1968, R. Davis et J. Bahcall publièrent leur résultats montrant un déficit du flux de neutrinos solaires par rapport à celui attendu, déterminé par les modèles de fusion solaire [49]. Ce déficit fut par la suite confirmé par d'autres expériences.

Ce problème connu sous le nom de problème de déficit des neutrinos solaires peut s'expliquer par l'oscillation des neutrinos. En effet, au cours de leur déplacement, les neutrinos peuvent osciller d'une saveur à une autre. Ainsi, une partie des neutrinos solaires (émis sous forme de neutrinos électroniques) s'est transformé en une autre saveur. Les expériences de détection de neutrinos solaires n'étant sensibles qu'aux neutrinos électroniques, une partie du flux n'était pas détectée. Comme démontré dans la suite de cette section, en utilisant un formalisme de physique quantique, l'oscillation des neutrinos n'est possible que dans le cas où ces derniers possèdent une masse non-nulle.

Formalisme de l'oscillation des neutrinos - En considérant que les neutrinos ont une masse, il est possible de représenter les différentes saveurs de neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ comme une combinaison linéaire de différents états de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . Cette combinaison est donnée par la matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (U_{PMNS}) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$U_{PMNS} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Cette matrice possède 4 paramètres : 3 angles de mélanges θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et une phase de violation CP δ .

L'évolution temporelle d'un neutrino se propageant est décrit par la physique quantique. En prenant un exemple simple d'un système $|\Psi\rangle$ décrit comme étant la combinaison linéaire de **deux états** $|\Psi_1\rangle$ et $|\Psi_2\rangle$, on peut écrire, pour un état donné :

$$|\Psi(0)\rangle = a |\Psi_1\rangle + b |\Psi_2\rangle \quad (3.7)$$

Son évolution temporelle est alors donnée par :

$$|\Psi(t)\rangle = a e^{-iE_1 t} |\Psi_1\rangle + b e^{-iE_2 t} |\Psi_2\rangle \quad (3.8)$$

Ainsi, en observant cet état à un temps donné t , la probabilité de l'observer dans son état initial est donnée par :

$$\begin{aligned} P_{\text{surv}} &= |\langle \Psi(0) | \Psi(t) \rangle|^2 = |a|^2 e^{-iE_1 t} + |b|^2 e^{-iE_2 t}|^2 \\ &= 1 - 4|a|^2 |b|^2 \sin^2 \left[\frac{(E_2 - E_1)}{2} t \right] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Cette probabilité oscille avec une pulsation $\frac{(E_2 - E_1)}{2}$.

Les neutrinos subissent une oscillation (avec une combinaison de trois états au lieu de deux dans cet exemple) et la probabilité de détecter un neutrino produit dans un état de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ comme un neutrino de saveur $|\nu_\beta\rangle$ est donnée par :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, E) \rangle|^2 \quad (3.10)$$

Soit :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \left(\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \right) L} \quad (3.11)$$

Avec L , la distance parcourue par le neutrino, E son énergie et $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, la différence de masse des états i et j .

Si la masse des neutrinos est nulle, alors le paramètre Δm_{ij} est également nul, et l'oscillation des neutrinos n'est pas observable. **Ainsi, montrer que les neutrinos oscillent permet de démontrer qu'ils possèdent une masse non nulle.**

Découverte expérimentale de l'oscillation des neutrinos - L'oscillation des neutrinos fut mesurée pour la première fois par l'expérience Super-Kamiokande [50], en 1998, grâce à l'étude de neutrinos atmosphériques.

Les neutrinos atmosphériques sont produits par l'interaction des rayons cosmiques⁷ avec les couches de l'atmosphère, produisant entre autres des pions ou des kaons qui se désintègrent ensuite en muon et neutrino muonique. Ces neutrinos muoniques interagissent ensuite avec la Terre, produisant de nouveau des muons pouvant être détectés. Le détecteur Super-Kamiokande [50] est un cylindre rempli de 50×10^6 kg d'eau pure et entouré de 11 129 photo-multiplicateurs (PMT) permettant de détecter la lumière de Cherenkov⁸ produite par un muon traversant le détecteur. Cette lumière est émise sous forme d'un cône dont la direction correspond à celle de la particule qui l'a produit. Il est donc possible de déterminer la direction de propagation des muons. Ainsi, en mesurant le flux de muons dont la direction de propagation est de bas en haut, indiquant que le muon a été produit par un neutrino muonique au sein de la Terre⁹, avec différents angles azimutaux (correspondant à différentes distances de propagations), et en comparant ce flux avec celui attendu, avec ou sans oscillation (voir figure 3.6), Super-Kamiokande a montré, avec un niveau de confiance de 90%, que les neutrinos muoniques oscillent et se transforment en neutrino tauique.

En 2002, l'expérience SNO [51], puis en 2003, l'expérience KamLAND [52], ont confirmé cette observation de l'oscillation des neutrinos en étudiant d'autres sources de neutrinos (respectivement les neutrinos solaires et ceux provenant des réacteurs nucléaires). Cette découverte expérimentale de l'oscillation des neutrinos a donné lieu à un prix Nobel en 2015 pour Takaaki Kajita de l'expérience Super-Kamiokande et Arthur McDonald de l'expérience SNO.

Les différentes expériences d'oscillations des neutrinos ont permis de donner des mesures précises des paramètres de la matrice U_{PMNS} [19] résumés en table 3.1.

7. Les rayons cosmiques sont composés de particules ou noyaux de très haute énergie provenant du milieu interstellaire.

8. La lumière de Cherenkov est produite lorsqu'une particule chargée voyage avec une vitesse plus grande que celle de la lumière dans le milieu considéré.

9. Les muons produits dans l'atmosphère ne peuvent pas traverser toute la Terre.

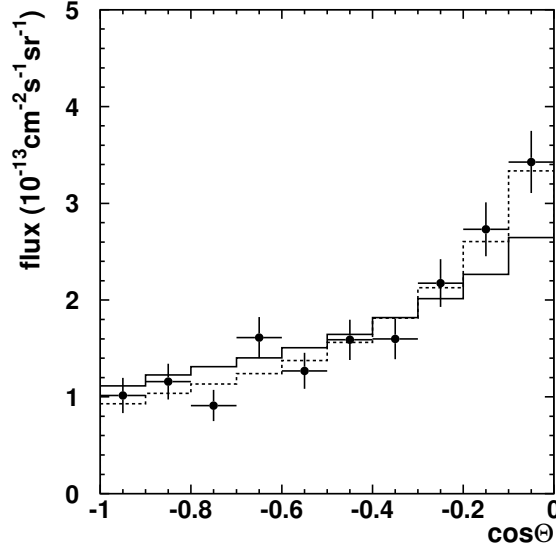


Fig. 3.6 – Mesure par Super-Kamiokande (points noirs) du flux de muons possédant une direction de propagation de bas en haut, en fonction de l'angle azimutal de propagation ($\cos\theta$), comparé au flux attendu sans oscillation des neutrinos muoniques (trait noir plein) et au flux attendu avec oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos tauiques (trait pointillé), montrant un bon accord avec la seconde hypothèse [50]

Paramètre	Meilleur ajustement	Ajustement à 3σ
$\Delta m_{21}^2 \left[10^{-5} \text{eV}^2 \right]$	7.37	6.93-7.96
$\Delta m_{31(23)}^2 \left[10^{-3} \text{eV}^2 \right]$	2.56(2.54)	2.45-2.69(2.42-2.66)
$\sin^2 \theta_{12}$	0.297	2.45-2.69(2.42-2.66)
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.425	0.381-0.354
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.589	0.384-0.636
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{31(32)}^2 > 0$	0.0215	0.0190-0.0240
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m_{32(31)}^2 < 0$	0.0216	0.0190-0.0242
δ/π	1.38(1.31)	2σ :(1.0-1.9)
-	-	$(2\sigma$:(0.92-1.88))

TABLE 3.1 – Valeurs des paramètres de la matrice U_{PMNS} [19]. La hiérarchie de masse des neutrinos étant encore inconnue (voir section suivante), les valeurs indiquées sans (entre) parenthèse(s) correspondent au cas où $m_1 < m_2 < m_3$ ($m_3 < m_1 < m_2$). Les différents signes des paramètres Δm_{ij}^2 correspondent également aux différentes hiérarchies de masse possibles.

3.2.2. Mesure de la masse des neutrinos

Il a été prouvé, grâce à la découverte de l'oscillation des neutrinos que ces derniers possèdent une masse. On sait que cette masse est extrêmement faible, inférieure à 1.1 meV d'après les expériences de mesure directe de la masse des neutrinos présentées dans la suite de cette section. En revanche, plusieurs questions restent aujourd'hui encore en suspens. Quelle est la masse absolue des neutrinos? Les expériences et mesures d'oscillations des neutrinos ne permettent d'accéder qu'à la différence entre les masses des 3 états ν_1 , ν_2 et ν_3 . Pour la même raison, on ignore encore la hiérarchie de masse des neutrinos, c'est-à-dire

quel est le neutrino le plus léger et le plus lourd. Deux hiérarchies sont possibles : la hiérarchie dite *normale* et celle dite *inversée*. Elles sont représentées en figure 3.7. Enfin, le neutrino possède une masse 6 ordres de grandeurs plus faible que celle du plus léger des fermions (l'électron) : d'où vient cette faible masse ? Par quel processus, forcément différent de celui des autres fermions, le neutrino acquière sa masse ? Cette dernière question fait l'objet de la section 3.2.3.

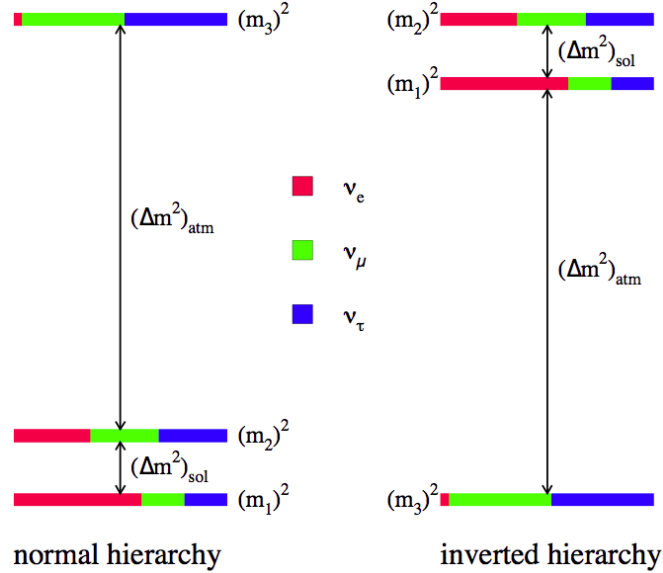


Fig. 3.7 – Illustration des hiérarchies de masses des neutrinos possibles. Δm_{atm}^2 est équivalent à Δm_{32}^2 et Δm_{sol}^2 est équivalent à Δm_{21}^2 . Les différentes couleurs représentent la contribution relative de chaque état de saveur pour chaque état de masse [53].

Il est possible de mesurer la masse des neutrinos de façon directe grâce à la détermination précise du spectre en énergie des électrons émis lors d'une désintégration β^- . Pour rappel, la désintégration β^- d'un atome s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un antineutrino électronique qui se partagent l'énergie libérée lors de cette désintégration. Cette énergie est appelée *Q-value* ou *End-Point* (E_0). Comme illustré figure 3.8, la forme du spectre en énergie des électrons émis lors d'une désintégration β dans une région en énergie proche de E_0 est directement liée à la masse des neutrinos.

L'expérience KATRIN [55] utilise la décroissance β^- du tritium (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) et a atteint, avec un niveau de confiance à 90%, une limite sur la masse du neutrino de :

$$m_\beta < 1.1 \text{ eV}$$

Cette technique a comme grand avantage d'être indépendante des modèles théoriques contrairement à d'autres techniques de mesures de la masse des neutrinos dont les limites atteintes sont plus basses :

- L'analyse du CMB par la collaboration Planck [18] (voir section 2.2.3), dont le spectre de puissance montre une suppression à petite échelle dans le cas où un neutrino massif est présent, a permis d'atteindre une limite avec un niveau de confiance de

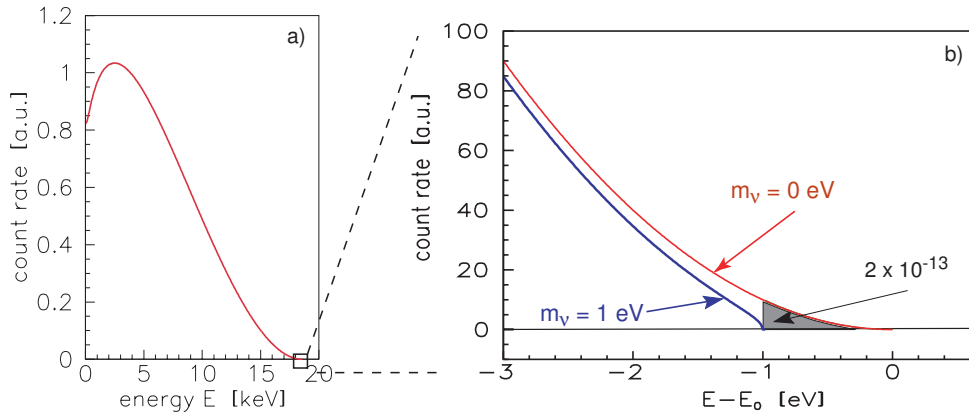


Fig. 3.8 – (a) Spectre en énergie des électrons émis lors de la décroissance β du tritium attendu par l’expérience KATRIN. (b) Zoom de ce spectre dans la région en énergie proche de E_0 , dans le cas où la masse de l’antineutrino est nulle (rouge) et dans le cas où elle est égale à $1 \text{ eV}/c^2$ (bleu) [54]

95% sur la somme de la masse des trois états de neutrinos (ν_1, ν_2, ν_3) de :

$$\sum_i m_i < 0.12 \text{ eV}$$

Cette mesure repose sur la validité du modèle cosmologique $\Lambda - \text{CDM}$ [18].

- La mesure d’une double décroissance β sans émission de neutrinos permettrait, en plus de montrer que les neutrinos sont des particules de Majorana (voir section 3.2.3), de mesurer la masse effective du neutrino de Majorana. Une description détaillée de ce processus est donnée en section 3.3. Cette mesure dépend des modèles de physique nucléaire.

3.2.3. Origines possibles de la masse des neutrinos

Comme introduit dans la section 3.1.2, les neutrinos sont présents dans le modèle standard comme des fermions sans masse. Or, les expériences d’oscillation des neutrinos ont montré qu’ils possèdent bien une masse, aussi petite soit-elle. L’origine de la masse des neutrinos est différente de celle des autres particules qui acquièrent une masse par couplage avec le boson de Higgs¹⁰ et est encore aujourd’hui inconnue. Plusieurs hypothèses existent et sont brièvement présentées ci-dessous [56] [57] :

- La génération de **masse de Dirac**. Ce mécanisme est historiquement considéré car les neutrinos sont inclus dans le modèle standard comme des particules de Dirac, mais nous verrons que ce modèle possède plusieurs limitations.
- La génération de **masse de Majorana**. Ce mécanisme, introduit par E. Majorana, suppose que les neutrinos sont des particules dite de Majorana et non de Dirac.

10. La masse des neutrinos est si faible comparée aux autres fermions que le mécanisme responsable de cette masse doit être différent de celui responsable de la masse des autres fermions. De plus, la génération de masse des neutrinos par couplage de Yukawa au boson de Higgs requière l’existence d’un neutrino droit, qui n’a pour le moment jamais été observé (voir suite de cette section).

- Le **mécanisme de la balançoire** (see-saw en anglais). Ce mécanisme permettrait d'expliquer simplement pourquoi les neutrinos ont une masse si petite par rapport aux autres fermions.

La génération de masse de Dirac - Tout d'abord, revenons aux fondements des interactions de fermions. Un fermion de masse au repos m , de spin 1/2, est décrit par un spineur de Dirac Ψ , à 4 composantes et est solution de l'équation de Dirac :

$$(i\gamma_\mu\partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad (3.12)$$

en considérant ici que $\hbar = c = 1$. ∂_μ est un quadri-vecteur tel que :

$$\partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.13)$$

et γ_μ sont les matrices de Dirac, telles que :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

et

$$\gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

I est une matrice identité à deux dimensions et σ_i sont les matrices de Pauli.

Il est important d'identifier qu'un fermion massif possède forcément deux états de chiralité gauche et droit. En considérant les opérateurs de chiralité P_L et P_R suivants :

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \quad (3.16)$$

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad (3.17)$$

avec L et R permettant d'identifier les états gauche (left en anglais) et droit (right en anglais), et :

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

on peut écrire :

$$\Psi = P_L\Psi + P_R\Psi \quad (3.19)$$

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R \quad (3.20)$$

et

$$\overline{\Psi}_L \Psi_L = 0 \quad (3.21)$$

$$\overline{\Psi}_R \Psi_R = 0 \quad (3.22)$$

L'opérateur de conjugaison de charge C permet de transformer une particule en son antiparticule et permet de relier le champ Ψ au champ Ψ^C :

$$\Psi_L^C = (\Psi_R)^C, \Psi_R^C = (\Psi_L)^C, (\Psi_L^C)^C = \Psi_R \text{ et } (\Psi_R^C)^C = \Psi_L \quad (3.23)$$

L'équation de Dirac possède donc 4 solutions : $\Psi_{L/R}$ et $\Psi_{L/R}^C$, correspondant à 4 états indépendants : 2 particules et 2 antiparticules de spin $\pm \frac{1}{2}$.

En considérant que seuls les neutrinos gauches et les antineutrinos droits interagissent, on peut associer le champ de neutrino gauche ν_L au champ Ψ_L et le champ d'antineutrino droit $\overline{\nu}_R$ au champ Ψ_R^C .

Ainsi, la masse des neutrinos peut être générée en ajoutant un terme de masse dit de Dirac au lagrangien de l'interaction faible :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^{Dirac} &= \overline{\nu} M \nu \\ &= -m_D (\overline{\nu}_L + \overline{\nu}_R) (\nu_L - \nu_R) \\ &= -m_D (\overline{\nu}_L \nu_R + \overline{\nu}_R \nu_L) \end{aligned} \quad (3.24)$$

Dans cette représentation de Dirac, le neutrino acquiert une masse seulement si le neutrino droit existe. Or, nous avons vu précédemment que seuls les neutrinos gauches ont pu être détectés. Il faut donc considérer qu'un neutrino droit stérile existe. Un autre problème apparaît avec cette représentation : les neutrinos acquièrent leurs masses de la même façon que les autres fermions, c'est-à-dire par couplage de Yukawa avec le champ de Higgs. Ainsi, pour expliquer la très faible masse des neutrinos, il faut introduire un couplage de Yukawa beaucoup plus faible que celui des autres fermions, ce qui, bien que cela soit possible, n'est pas naturel.

La génération de masse de Majorana - E. Majorana a proposé une nouvelle génération de masse des neutrinos, dite masse de Majorana, en considérant que les champs des neutrinos et leurs conjugués ne sont pas indépendants l'un de l'autre et que le champ de neutrinos (dit de Majorana ν_M) est une combinaison linéaire de spineurs [58] :

$$\nu_M = \frac{1}{\sqrt{2}} (\nu + \nu^C) \quad (3.25)$$

avec $(\nu^C)^C = \nu$.

Ainsi, on peut montrer que, dans ce cas, neutrino ν_M et antineutrino ν_M^C sont une même et unique particule :

$$v_M^C = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + v^C)^C = \frac{1}{\sqrt{2}}(v^C + v) = v_M \quad (3.26)$$

Il existe deux états d'hélicités : $v_{M,L}$ et $v_{M,R}$. Le terme de masse de Majorana peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^{Majorana} &= \overline{v_{M,L/R}} \cdot m_{L/R} \cdot v_{M,L/R} = \overline{v_{M,L/R}} \cdot m_{L/R} \cdot v_{M,L/R}^C \\ &= \frac{1}{2} m_{L/R} \cdot (\overline{v_{L/R}} \cdot v_{L/R}^C + \overline{v_{L/R}^C} \cdot v_{L/R}) \end{aligned} \quad (3.27)$$

Cette représentation a deux avantages par rapport à celle de Dirac :

- si on considère le cas L dans l'équation 3.27 alors la génération de la masse ne fait pas intervenir de neutrino droit,
- la génération de masse de Majorana n'implique pas de couplage au champ de Higgs. Il n'est donc pas nécessaire d'introduire un couplage de Yukawa faible.

La mécanique du *see-saw* - Finalement, une autre théorie, dite de la balançoire (*see-saw* en anglais), permet de générer la masse des neutrinos tout en expliquant pourquoi elle est si faible par rapport aux autres fermions.

Dans cette théorie, les deux termes de masse, de Dirac et de Majorana, sont considérés :

$$\mathcal{L}_m = \mathcal{L}_m^{Dirac} + \mathcal{L}_m^{Majorana} \quad (3.28)$$

En ajoutant ces deux termes sous la forme des équations 3.24 et 3.27, et en passant sous formes matricielles, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^{Dirac+Majoran} &= \frac{1}{2} (\overline{v_L}, \overline{(v_R)^C}) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (v_L)^C \\ v_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \\ &= \frac{1}{2} \bar{\Upsilon}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Upsilon_R + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (3.29)$$

avec, $h.c$: la matrice hermitienne conjuguée et :

$$\Upsilon_L = \begin{pmatrix} v_L \\ v_L^C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_L \\ (v_R)^C \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Upsilon_R = \begin{pmatrix} v_R^C \\ v_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (v_L)^C \\ v_R \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

La matrice :

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

peut être diagonalisée, permettant d'exprimer les valeurs propres des états de masses m_+ et m_- des neutrinos :

$$m_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (3.31)$$

Ainsi, en considérant que $m_L \sim 0$ et que $m_D \ll m_R$, on obtient les deux états de masses :

$$m_+ \sim m_R \quad \text{et} \quad m_- \sim \frac{m_D^2}{m_R} \quad (3.32)$$

et les deux états propres :

$$\begin{aligned} \Upsilon_+ &= (v_R + v_R^C) + \frac{m_D}{m_R} (v_L + v_L^C) \\ \Upsilon_- &= (v_L + v_L^C) - \frac{m_D}{m_R} (v_R + v_R^C) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Il est ainsi facile de comprendre le nom de *see-saw* : plus l'état propre Υ_+ est massif et majoritairement composé de neutrinos droits, puisque $m_D/m_R \ll 1$, plus l'état propre Υ_- est léger et majoritairement composé de neutrinos gauches, puisque $m_D/m_R \ll 1$. **On a donc un neutrino droit très lourd et stérile qui explique la petitesse de la masse du neutrino gauche.**

Pour déterminer si les neutrinos sont des particules de Dirac ou de Majorana, la recherche de la violation du nombre quantique leptonique¹¹, au travers de la détection d'une désintégration double β sans émission de neutrinos est aujourd'hui, et depuis plus de 70 ans, la méthode privilégiée et fait l'objet de la section suivante. La recherche de double décroissance β sans émission de neutrinos avec XENON1T sera également présentée chapitres 6 et 7.

3.3. La double décroissance β^- sans émission de neutrinos

Les neutrinos sont des fermions de charge électrique nulle. Neutrinos et antineutrinos ne peuvent être distingués que par leurs nombres leptoniques dont la conservation n'a jamais été démontrée. Il est ainsi possible que neutrinos et antineutrinos soient une même et une unique particule, que l'on appelle particule de Majorana. La détection d'une décroissance double β^- sans émission de neutrinos, proposée en 1937 par W.Furry, permettrait de montrer que les neutrinos sont des particules de Majorana tout en accédant à la hiérarchie de masse de ces derniers.

La première expérience de recherche de décroissance double β^- fut menée en 1952 avec une source de ^{124}Sn [59]. Depuis, la recherche de décroissance double β^- sans émission de neutrinos est très active et tente de toujours plus repousser les limites de cette détection.

Dans cette section, les principes de désintégrations double β^- avec $(2\nu\beta\beta)$ et sans neutrino $(0\nu\beta\beta)$ sont présentés.

11. Le nombre leptonique n'est pas conservé si le neutrino est un neutrino de Majorana (car neutrino et antineutrino sont la même particule dans ce cas)

3.3.1. La double désintégration β avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$)

La double décroissance β^- se caractérise par la transformation d'un noyau père radioactif X_Z en un noyau fils X_{Z+2} stable.

Dans le modèle nucléaire de la goutte liquide, l'énergie de liaison E_B des noyaux, qui régit la stabilité ou la radioactivité des noyaux, est définie par la formule de Bethe-Weizsäcker :

$$E_B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (3.34)$$

avec :

- A : le nombre de masse du noyau. $A = Z + N$, avec Z le nombre de protons et N le nombre de neutrons.
- $a_v A$: énergie de volume traduisant l'énergie de liaison de la force nucléaire forte qui maintient les nucléons ensemble dans le noyau.
- $a_s A^{2/3}$: énergie de surface traduisant le fait que les nucléons à la surface de la goutte qui modélisent le noyau sont liés à moins de voisins que ceux présents au cœur de la goutte.
- $a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$: énergie de Coulomb traduisant la répulsion électrostatique des protons à l'intérieur du noyau.
- $a_A \frac{(A-2Z)^2}{A}$: terme d'asymétrie traduisant la baisse d'énergie de liaison lorsque le nombre de protons et de neutrons sont différents.
- $\delta(A, Z)$: terme d'appariement traduisant l'effet du spin dans les interactions nucléaires fortes. Les protons (neutrons) se regroupent par paires de spin opposé. Ainsi, les noyaux avec un nombre de protons et de neutrons pairs sont plus stables que les noyaux impairs. Ceci se traduit par :

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta_0 & \text{si } Z \text{ et } N \text{ sont pairs} \\ 0 & \text{si } A \text{ est impair} \\ -\delta_0 & \text{si } Z \text{ et } N \text{ sont impairs} \end{cases} \quad (3.35)$$

Ainsi, la masse d'un noyau X_Z est donnée par :

$$M(A, Z) = Z \times m_p + (A - Z) \times m_n - E_B/c^2 \quad (3.36)$$

avec m_p et m_n les masses du proton et du neutron. Il est possible de représenter la masse des différents isotopes d'un même noyau en fonction de leur nombre atomique Z sous forme d'une parabole, illustrée en figure 3.9a. Les noyaux instables peuvent décroître par radioactivité β^\pm vers des noyaux plus stables avec la masse la plus faible.

Dans le cas où A est pair, et dû à l'existence du terme d'appariement δ dans la formule de Bethe-Weizsäcker, les noyaux pair-pair et impair-impair se retrouvent sur deux paraboles de masses différentes séparées de $2\delta_0$, illustré en figure 3.9b. Ainsi, certaines décroissances

β^\pm sont énergiquement non favorables, comme indiqué par la croix rouge en figure 3.9b, puisque dans ce cas, l'énergie finale du système est plus grande que l'énergie initiale. Il est en revanche possible d'imaginer une double décroissance β , illustrée en figure 3.9b. La double décroissance β^- , proposée en 1935 par M. Goeppert-Mayer [60], peut être vue comme la transformation simultanée de deux neutrons en deux protons avec émission de deux électrons et deux antineutrinos :



Cette transformation est très rare car la probabilité que deux neutrons se transforment en protons de façon simultanée est très faible.

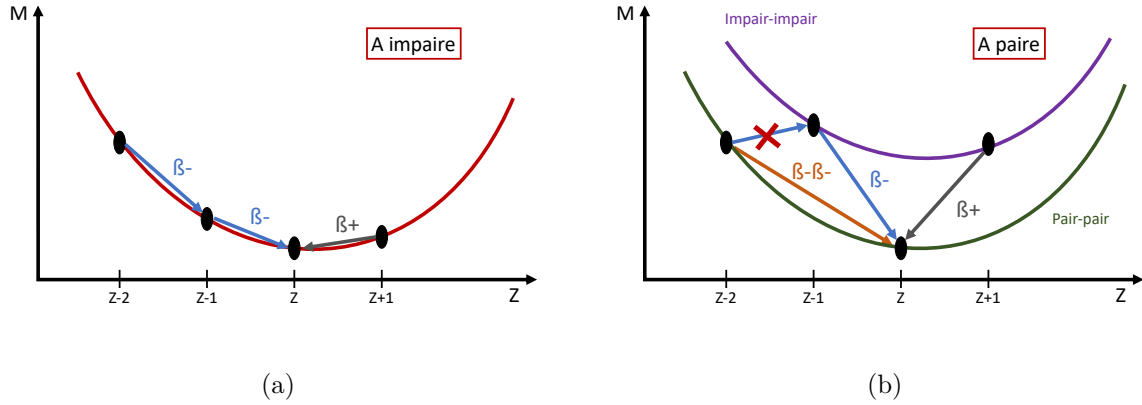


Fig. 3.9 – Parabole de masse représentant la masse d'isotopes isobares (A constant) en fonction du nombre de protons Z , pour des noyaux avec A impaire (a) et paire (b). Plus la masse M du noyau est faible, plus l'isotope est stable. Les isotopes non stables peuvent alors décroître par radioactivités β^\pm , indiquées par des flèches. Dans le cas de noyau pair, certaines décroissances β sont interdites (croix rouge), une double décroissance β est en revanche possible (flèche orange).

Il existe un nombre limité d'isotopes émetteurs double β^- que l'on peut observer. Seuls les isotopes avec $M(A, Z) > M(A, Z + 2)$ peuvent décroître par décroissance double β^- et seuls les isotopes avec une décroissance β^- simple impossible (i.e. $M(A, Z) < M(A, Z + 1)$), ou en tout cas fortement supprimée, peuvent permettre d'observer la double décroissance β^- . En effet, si la décroissance β^- est possible, les noyaux instables privilégieront cette dernière par rapport à la décroissance double β^- , dont la probabilité est beaucoup plus faible.

La demi-vie de la décroissance double β est donnée par [61] :

$$\left[T_{1/2}^{2\nu\beta\beta} \right]^{-1} = G^{2\nu\beta\beta} |M_{2\nu\beta\beta}|^2 \quad (3.38)$$

où $G^{2\nu\beta\beta}$ est un facteur de phase calculé de façon analytique et relié à l'énergie émise durant la décroissance. $M_{2\nu\beta\beta}$ est l'élément de matrice nucléaire (Nuclear Matric Element (NME) en anglais) traduisant la structure du noyau, et déterminé suivant différents modèles

de physique nucléaire. Ces calculs, utilisant un modèle à N-corps, présentent de larges incertitudes dues à la difficulté de modéliser les noyaux avec un grand nombre de nucléons. Jusqu'à présent, 11 isotopes émetteurs double β^- ont été observés (voir table 3.2).

Isotope	Demi-vie $T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}$ (y)
^{48}Ca	$(6.4_{-0.6}^{+0.7} \text{ } ^{+1.2}_{-0.9}) \times 10^{19}$
^{76}Ge	$(1.926 \pm 0.094) \times 10^{21}$
^{82}Se	$(9.6 \pm 0.3 \pm 1.0) \times 10^{19}$
^{96}Zr	$(2.35 \pm 0.14 \pm 0.16) \times 10^{19}$
^{100}Mo	$(6.93 \pm 0.04) \times 10^{18}$
^{116}Cd	$(2.74 \pm 0.04 \pm 0.18) \times 10^{19}$
^{128}Te	$(3.49 \pm 1.99) \times 10^{24}$
^{130}Te	$(8.2 \pm 0.2 \pm 0.6) \times 10^{20}$
^{136}Xe	$(2.165 \pm 0.016 \pm 0.059) \times 10^{21}$
^{150}Nd	$(9.34 \pm 0.22_{-0.60}^{+0.62}) \times 10^{18}$
^{238}U	$(2.00 \pm 0.60) \times 10^{21}$

TABLE 3.2 – Liste des isotopes double β^- dont la demi-vie a été mesurée [62] [19].

Il existe d'autres doubles décroissances, telles que la double capture électronique ou la double décroissance β^+ , qui ne seront pas détaillées ici. Pour la suite de cette thèse, la double décroissance β^- sera notée $2\nu\beta\beta$.

3.3.2. La double désintégration β^- sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)

Comme décrit dans la section précédente, la décroissance $2\nu\beta\beta$ est caractérisée par l'émission de deux électrons et de deux antineutrinos. Dans le cas où les neutrinos sont des particules de Majorana, alors neutrino et antineutrino sont une même et unique particule. Il est donc possible d'imaginer une décroissance double β^- durant laquelle deux neutrinos de Majorana virtuels s'échangent au sein du noyau, donnant lieu à une double décroissance β^- sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) :



3.3.2.1. Théorie et implications d'une décroissance $0\nu\beta\beta$

La décroissance $0\nu\beta\beta$ est un processus théorique proposé en 1939 par W.H Furry afin de tester la nature de Majorana des neutrinos. Ce processus viole la conservation du nombre leptonique, supposé conservé dans le modèle standard.

L'échange d'un neutrino de Majorana léger et virtuel est le processus le plus simple pour décrire une décroissance $0\nu\beta\beta$, représentée grâce au diagramme de Feynman donné en figure 3.10.

Dans le cas d'une décroissance $0\nu\beta\beta$ avec échange de neutrinos de Majorana légers, la masse effective de ce dernier s'écrit :

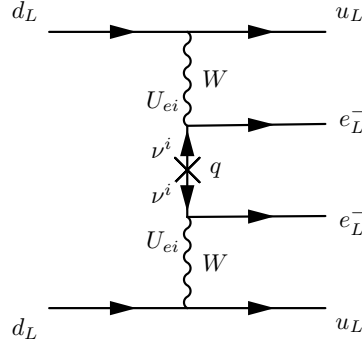


Fig. 3.10 – Diagramme de Feynman représentant la double décroissance β^- sans émission de neutrinos avec échange de neutrinos de Majorana [63]. d_L est le quark d présent dans le neutron qui se transforme en quark u_L durant une décroissance β^- . W est le boson responsable de cette décroissance et e_L^- sont les électrons émis avec une hélicité gauche. U_{ei} sont les éléments de la matrice PMNS (voir section 3.2.1).

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}'^2 m_i \right| \quad (3.40)$$

La masse effective du neutrino de Majorana est donc reliée à la matrice PMNS U' (voir section 3.2.1), qui inclut deux phases supplémentaires de violation de CP de Majorana (α et β ¹²) :

$$U' = U_{PMNS} \times \begin{bmatrix} i & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

Comme indiqué en figure 3.11, la masse effective du neutrino de Majorana est reliée à la masse du plus léger des neutrinos : en rouge dans le cas d'une hiérarchie normale (i.e. $m_{light} = m_1$) et en vert dans le cas d'une hiérarchie inversée (i.e. $m_{light} = m_3$). La largeur de chacune de ces bandes est due aux incertitudes de mesures sur les paramètres de la matrice U_{PMNS} et fait que les paramètres de violation de phase CP ne sont pas connus. La bande horizontale bleue indique la limite actuelle sur la mesure de la masse du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$, obtenue en 2016 par l'expérience KamLAND-Zen [64]. **Abaisser cette limite permettrait de contraindre la hiérarchie de masse des neutrinos.**

La masse effective du neutrino de Majorana est reliée à la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ ($T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$) de l'isotope considéré [57] :

$$\left(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}\right)^{-1} = G_{0\nu\beta\beta} \times (M_{0\nu\beta\beta})^2 \times \left(\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right)^2 \quad (3.42)$$

avec m_e , la masse de l'électron, $G_{0\nu\beta\beta}$, un facteur de phase calculé de façon analytique et relié à l'énergie émise durant la décroissance $Q_{\beta\beta}$, tel que : $G_{0\nu\beta\beta} \propto Q_{\beta\beta}^5$. $M_{0\nu\beta\beta}$, l'élément de matrice nucléaire, traduisant la structure du noyau et le processus considéré. $M_{0\nu\beta\beta}$ est calculé en utilisant un modèle à N-corps modélisant le noyau et présente de larges

12. Deux phases supplémentaires de violation CP de Majorana sont nécessaires pour s'assurer que particule et antiparticule soient identiques dans le cas d'une particule de Majorana

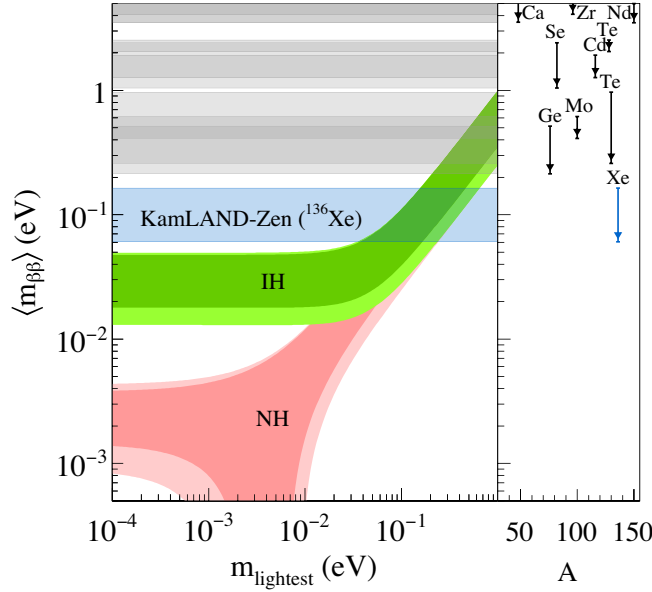


Fig. 3.11 – Masse effective du neutrino de Majorana (dans le cas d’une décroissance $0\nu\beta\beta$ avec échange de neutrinos de Majorana légers) en fonction de la masse du plus léger des neutrinos, dans le cas d’une hiérarchie normale (NH) (i.e. $m_{\text{light}} = m_1$) en rouge et dans le cas d’une hiérarchie inversée (IH) (i.e. $m_{\text{light}} = m_3$) en vert. La largeur de chacune de ces bandes est due aux incertitudes des mesures sur les paramètres de la matrice U_{PMNS} et fait que les paramètres de violation de phase CP ne sont pas connus. La bande horizontale bleue indique la limite actuelle sur la mesure de la masse du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$, obtenue en 2016 par l’expérience KamLAND-Zen, utilisant du ^{136}Xe avec un niveau de confiance de 90%. Les autres bandes horizontales grises représentent les limites obtenues avec d’autres isotopes indiqués en fonction du numéro de masse des isotopes sur la partie droite de la figure. La largeur des bandes est due aux incertitudes de l’élément de matrice nucléaire des isotopes considérés [64].

incertitudes dues à la difficulté de modéliser des noyaux avec un grand nombre de nucléons. $M_{0\nu\beta\beta}$ est différent de l’élément de matrice nucléaire pour la désintégration $2\nu\beta\beta$ ($M_{2\nu\beta\beta}$). La mesure de la désintégration $2\nu\beta\beta$ permet de déterminer $M_{2\nu\beta\beta}$ et donc de contraindre les modèles nucléaires utilisés.

Ainsi, les expériences de recherches de décroissance $0\nu\beta\beta$ tentent de mesurer cette demi-vie afin d’en extraire $m_{\beta\beta}$ mais surtout de prouver la non-conservation du nombre leptonique (supposé conservé dans le modèle standard). Cette non-conservation du nombre leptonique pourrait expliquer l’asymétrie matière-antimatière présente dans l’Univers, via un processus de leptogénèse. L’une des théories de leptogénèse suppose l’existence d’un neutrino de Majorana massif qui décroît en lepton. Ces leptons sont ensuite partiellement convertis en baryons via un processus ne respectant pas la conservation des nombres baryoniques et leptoniques [63]. Cet excès de baryons (par rapport aux antibaryons) pourrait expliquer que l’Univers actuel est majoritairement composé de matière.

D’autres processus de décroissances $0\nu\beta\beta$ théoriques existent tels que l’échange de neutrinos droits lourds ou les échanges de majorons par exemple [19], mais ne seront pas discutés ici.

3.3.2.2. Signature expérimentale

Dans le cas d'une décroissance $2\nu\beta\beta$, d'après l'équation 3.37, l'énergie émise durant la réaction $Q_{\beta\beta} = (M_Z - M_{Z+2})c^2$ (avec M_Z , la masse du noyau père et M_{Z+2} la masse du noyau fils), est distribuée entre les antineutrinos et les électrons émis. Il en résulte que le spectre en énergie de la somme des deux électrons est continu, comme illustré en figure 3.12. En revanche, s'il n'y a pas d'émission d'antineutrinos¹³, toute l'énergie de la réaction est emportée par les électrons, se traduisant par un pic à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ (voir figure 3.12). Les expériences de recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ vont donc chercher à mesurer ce pic avec la meilleure résolution possible afin d'en extraire le nombre de décroissance $0\nu\beta\beta$ ayant eu lieu durant l'expérience, ce nombre étant relié à la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$.

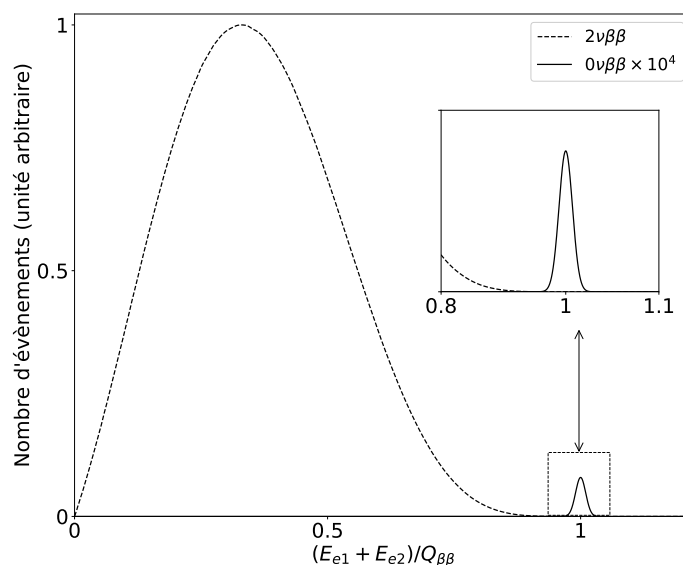


Fig. 3.12 – Illustration du spectre en énergie de la somme des deux électrons émis lors d'une décroissance double β avec émission de neutrinos (en pointillé) et sans émission de neutrinos (en trait plein). Dans ce dernier cas, toute l'énergie émise $Q_{\beta\beta}$ durant la réaction est emportée par les deux électrons, contrairement au cas avec émission de neutrinos où l'énergie est distribuée entre électrons et neutrinos résultant en un spectre continu. La largeur du pic correspondant à la décroissance double β sans émission de neutrinos est due à la résolution en énergie du détecteur.

En effet, la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$ est, d'après l'équation 3.42 :

$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} = \frac{1}{G_{0\nu\beta\beta} \times (M_{0\nu\beta\beta})^2} \times \left(\frac{m_e}{m_{\beta\beta}} \right)^2 \quad (3.43)$$

et, d'après les lois de décroissances radioactives, on peut aussi écrire :

$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} = \ln(2) \frac{\epsilon \times m \times N_A}{M} \times \frac{t}{N} \quad (3.44)$$

avec :

13. Pour simplifier le discours et pour le reste de cette thèse, neutrino et antineutrino seront confondus et considérés comme une seule et même particule.

- ϵ , l'efficacité de détection
- m , la masse de l'isotope considéré ($m = m_{nat} \times a$, avec m_{nat} , la masse du milieu de détection et a , l'abondance de l'isotope considéré)
- M , la masse molaire de l'isotope considéré
- N_A , le nombre d'Avogadro
- t , le temps d'observation

Ainsi, la sensibilité d'une expérience en fonction de la demi-vie $S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})$ se traduit par sa capacité à *voir* le signal recherché au-dessus du bruit de fond (voir chapitre 1).

$$S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = (T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})_{(N=\bar{N})} \quad (3.45)$$

avec \bar{N} : le nombre d'évènements attendus durant l'expérience sans présence de signal, c'est-à-dire le bruit de fond de l'expérience.

$$\bar{N} \propto \sqrt{b \times m_{nat} \times t \times \Delta E} \quad (3.46)$$

avec b : le nombre d'évènements de bruit de fond et ΔE , la résolution en énergie du détecteur à la valeur $Q_{\beta\beta}$.

Ainsi, d'après les équations précédentes :

$$\boxed{S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = N_A \ln(2) \epsilon \frac{a}{M} \sqrt{\frac{m_{nat} \times t}{b \Delta E}}} \quad (3.47)$$

Il est donc clair que pour augmenter la limite sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$, il faut :

- Augmenter l'efficacité de détection.
- Augmenter l'exposition de l'expérience (c'est-à-dire la masse exposée $m_{nat} \times$ temps d'exposition t) et choisir un isotope avec une abondance naturelle élevée (ou avec la possibilité de l'enrichir facilement).
- Diminuer le bruit de fond. Or l'un des bruits de fond irréductibles pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ sont les électrons émis lors de la décroissance $2\nu\beta\beta$. En effet, le spectre en énergie de cette décroissance est continu avec un maximum égal à l'énergie totale libérée durant cette décroissance (la valeur $Q_{\beta\beta}$). A cause de la résolution en énergie du détecteur, une petite partie des évènements de la décroissance $2\nu\beta\beta$, en fin de spectre (i.e. avec une énergie proche de $Q_{\beta\beta}$) peuvent être reconstruits comme faisant partie du pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$. Pour le minimiser, il faut donc choisir un isotope avec une demi-vie pour la décroissance $2\nu\beta\beta$ la plus grande possible.
- Améliorer la résolution en énergie du détecteur (i.e. diminuer ΔE), ce qui permettrait également de réduire le bruit de fond provenant de la décroissance $2\nu\beta\beta$.

Finalement, d'après l'équation 3.42, et puisque $G_{0\nu\beta\beta} \propto Q^5$, la décroissance $0\nu\beta\beta$ des isotopes considérés doit avoir lieu à haute énergie. Ainsi, la liste des isotopes utilisés dans différentes expériences de détection de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donnée table 3.3.

Il est important de noter ici que l'ordre de grandeur de la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ est de 10^{25} ans soit 10^{15} fois l'âge de l'Univers ! Cette décroissance est donc extrêmement rare, d'où la nécessité de réduire le bruit de fond de l'expérience.

Isotope	$T_{1/2}^{0\nu} (\times 10^{25} \text{ y})$	$\langle m_{\beta\beta} \rangle (\text{eV})$	Expérience
^{48}Ca	$> 5.8 \times 10^{-3}$	$< 3.5 - 22$	ELEGANT-IV
^{76}Ge	> 9.0	$< 0.07 - 0.16$	GERDA
	> 2.7	$< 0.200 - 0.443$	MAJORANA DEMONSTRATOR
^{82}Se	$> 3.5 \times 10^{-1}$	$< 0.311 - 0.638$	CUPID-0
^{96}Zr	$> 9.2 \times 10^{-4}$	$< 7.2 - 19.5$	NEMO-3
^{100}Mo	$> 1.1 \times 10^{-1}$	$< 0.33 - 0.62$	NEMO-3
^{116}Cd	$> 1.0 \times 10^{-2}$	$< 1.4 - 2.5$	NEMO-3
^{128}Te	$> 1.1 \times 10^{-2}$	—	—
^{130}Te	> 1.7	$< 0.11 - 0.52$	CUORE
^{136}Xe	> 10.7	$< 0.061 - 0.165$	KamLAND-Zen
	> 1.8	$< 0.15 - 0.40$	EXO-200
^{150}Nd	$> 2.0 \times 10^{-3}$	$< 1.6 - 5.3$	NEMO-3

TABLE 3.3 – Liste des isotopes utilisés par différentes expériences de détection de décroissance $0\nu\beta\beta$ avec les limites obtenues sur les demi-vies et la masse effective des neutrinos de Majorana correspondantes [3] [19]. Les intervalles indiqués pour les mesures de la masse effective de neutrinos de Majorana sont liés aux incertitudes des NME.

3.3.2.3. Expériences de recherches de décroissances $0\nu\beta\beta$

Les différentes expériences citées en table 3.3 utilisent différents principes de fonctionnement. Deux axes de recherches ont été développés [3] :

- Utilisation de détecteurs avec un compromis entre bonne résolution en énergie, possibilité de réduire le bruit de fond de l'expérience et possibilité d'augmenter la masse exposée :
 - Détecteurs au germanium (GERDA ; Majorana Demonstrator)
 - Bolomètres (CUORE ; CUPID-0),
 - Cristaux scintillants (ELEGANT-IV),
 - Chambres à Projection temporelle (EXO-200) ,
 - Liquides scintillants (KamLAND-Zen),
- Utilisation de détecteurs permettant de suivre la trace de l'énergie déposée par les deux électrons émis lors de la décroissance $0\nu\beta\beta$, ce qui permet de réduire le bruit de fond de manière significative puisque que le seul bruit de fond restant est celui de la décroissance $2\nu\beta\beta$: détecteur de *tracking-calorimétrie* (NEMO-3, SuperNEMO Demonstrator).

Détecteur solide - Les détecteurs solides utilisant une technologie de **semi-conducteurs** ou de **bolomètres** ont pour avantage d'avoir une très bonne résolution en énergie et d'être intrinsèquement purs de par leur processus de fabrication (les impuretés peuvent être éliminées lors de la fabrication des cristaux). Il est en revanche difficile d'augmenter leurs tailles.

Les expériences utilisant des détecteurs germanium (telles que GERDA ou Majorana Demonstrator) sont composées de **semi-conducteurs** ultra-purs enrichis au ^{76}Ge , permettant d'utiliser le semi-conducteur à la fois comme détecteur et comme source de décroissance $0\nu\beta\beta$. Lors d'un dépôt d'énergie, les électrons et les trous créés dans le semi-conducteur sont collectés et convertis en signaux analogiques dont la forme permet de distinguer les interactions produites par des photons ou des particules α (provenant de la radioactivité ambiante) de celles produites par des électrons, permettant ainsi de réduire le bruit de fond de l'expérience. L'expérience GERDA [65] est composée de 17.67 kg de germanium enrichi à 86% en ^{76}Ge durant la phase I et de 35.6 kg durant la phase II. La résolution en énergie est d'environ 4 keV (en largeur à mi-hauteur) autour de la valeur de $Q_{\beta\beta}$ du ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta} = 2.039$ MeV) et permet de grandement réduire le bruit de fond pour la recherche de désintégration $0\nu\beta\beta$ (moins de 1 évènement de bruit de fond est attendu dans une région en énergie de $Q_{\beta\beta} \pm 4$ keV). Avec une exposition totale de $46.7 \text{ kg} \times \text{yr}$, GERDA a placé une limite basse sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{76}Ge de 8.0×10^{25} y. L'expérience Majorana Demonstrator [65] utilise le même principe que l'expérience GERDA. Avec ses 44.8 kg de germanium enrichi, il a été construit pour prouver la faisabilité d'une expérience utilisant des détecteurs germanium avec une masse de l'ordre de la tonne. Ainsi, une expérience future, LEGEND-200 (LEGEND-1000), utilisant 200 kg (1 tonne) de germanium est en cours de développement et permettra d'atteindre des limites sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{76}Ge de 10^{28} y [66] (soit trois ordres de grandeurs supplémentaires par rapport à GERDA).

Les détecteurs utilisant une technologie de calorimétrie cryogénique (appelés **bolomètres**) fonctionnent à des températures extrêmement basses (de l'ordre de 10 mK) et permettent de mesurer des variations de température suite à un dépôt d'énergie de l'ordre de 0.1 mK. Ils ont l'avantage de pouvoir être composés de différents cristaux permettant de tester différents isotopes émetteurs double β . L'expérience CUORE [67] est composée de 988 cristaux de $^{nat}\text{TeO}_2$, de 750 g chacun (soit une masse totale de l'ordre de la tonne). L'abondance naturelle du ^{130}Te est d'environ 34%. L'énergie libérée durant la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{130}Te est élevée ($Q_{\beta\beta} = 2.527$ MeV) et permet de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante (dont la majeure partie à une énergie inférieure à cette valeur). Ainsi, CUORE a permis de mettre une limite de 1.7×10^{25} ans sur la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{130}Te .

L'expérience CUPID-0 [68], composée de cristaux de ZnSe enrichis en ^{82}Se , utilise également le principe de bolomètre couplé à la détection de lumière de scintillations.

Cette double détection permet un bon rejet du bruit de fond produit par des particules α . De plus, l'énergie libérée durant la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{82}Se est élevée ($Q_{\beta\beta} = 2.998 \text{ MeV}$) et permet donc de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante. CUPID-0 a permis de mettre une limite de 3.5×10^{24} ans sur la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{82}Se .

Enfin, l'utilisation de cristaux scintillants de $^{48}\text{CaF}_2$ a été proposée et testée avec l'expérience ELEGANT-IV. Ces cristaux, enrichis en ^{48}Ca , ont pour avantage d'utiliser l'isotope avec la plus grande énergie de réaction ($Q_{\beta\beta} = 4.27 \text{ MeV}$), permettant de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante dont l'énergie typique est inférieure à 3 MeV . Le seul bruit de fond restant provient des photons de très hautes énergies produit par capture neutronique dans les matériaux du détecteur. Le ^{48}Ca est l'isotope avec l'abondance naturelle la plus faible. Il est donc difficile d'utiliser des cristaux enrichis à moindre coût.

Détecteur liquide - Les détecteurs liquides ont pour avantage d'être plus facilement agrandis que les détecteurs solides, mais ont une résolution en énergie un peu moins bonne, par rapport aux détecteurs germanium par exemple. Les chambres à projection temporelle remplies de gaz noble liquéfié ont pour avantage de permettre la réduction du bruit de fond. En effet, dans le cas du xénon liquide, qui peut être enrichi avec du ^{136}Xe , la grande densité et le grand pouvoir d'arrêt du xénon liquide permettent de contenir les événements de bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante sur les bords du détecteur. La mesure simultanée de signal de scintillation et d'ionisation suite à un dépôt d'énergie permet également de réduire le bruit de fond de l'expérience.

Il existe deux types de chambres à projection temporelle : les chambres à simple phase (liquide), telles que EXO-200 et nEXO (en préparation) par exemple, ou double phases (liquide-gaz), telles que XENON1T-nT, PandaX-II et DARWIN (en préparation) par exemple. Les chambres à double phases sont plutôt utilisées pour la recherche de matière noire (voir section 2.6.1), car elles permettent d'obtenir de très bas seuils de détection, alors que les chambres à simple phase sont utilisées pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. En effet, avant ces travaux, la résolution en énergie proche de la région d'intérêt pour la recherche de désintégration $0\nu\beta\beta$ des chambres à projection temporelle simple phase était meilleure que celle des doubles phases. Nous verrons dans la suite de cette thèse (chapitre 6) qu'il est possible d'atteindre une très bonne résolution en énergie pour les chambres à double phases, permettant d'envisager une recherche simultanée de décroissance $0\nu\beta\beta$ et de matière noire.

L'expérience EXO-200 utilise 175 kg de xénon liquide, enrichi en ^{136}Xe à 80.7% et a permis de poser une limite sur la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe de $1.8 \times 10^{25} \text{ y}$ [9]. Cette limite devrait être améliorée d'un facteur 10^3 avec nEXO [9], qui devrait contenir 4038 kg de xénon liquide enrichi à 90% en ^{136}Xe .

Enfin, les détecteurs utilisant des liquides scintillants ont l'avantage de pouvoir y

ajouter un isotope émetteur $0\nu\beta\beta$ (^{136}Xe dans le cas de KamLAND-Zen). KamLAND-Zen utilise deux liquides scintillants, un contenu dans un ballon externe et qui permet de réduire le bruit de fond, et un contenu dans un ballon interne, contenant 13 t de liquide scintillant mélangé à du xénon liquide enrichi à 90.77% en ^{136}Xe . La limite sur la demi-vie obtenue par KamLAND-Zen a permis d'obtenir la limite supérieure la plus basse sur la masse effective du neutrino de Majorana (voir figure 3.11), toutes expériences et isotopes confondus.

Tracking-calorimètres - NEMO-3 et SuperNEMO [69] utilisent un système, schématisé en figure 3.13, qui permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées (tracker) couplé à un système de calorimètre. Une feuille source émettrice de décroissance $0\nu\beta\beta$ est placée au centre du détecteur entre deux chambres à fils jouant le rôle de tracker, permettant de reconstruire la trajectoire des particules qui interagissent. Les chambres à fils sont placées entre deux calorimètres qui permettent de reconstruire l'énergie déposée. Cette double reconstruction permet de réduire le bruit de fond de l'expérience, puisqu'il est possible de distinguer les particules chargées des particules neutres (γ) mais également de distinguer les électrons des positrons. Cette technologie possède deux avantages :

- La source émettrice de décroissance $0\nu\beta\beta$ peut être changée, permettant de tester plusieurs isotopes. Ainsi, NEMO-3 a obtenu des limites sur la demi-vie de cette décroissance pour 7 isotopes différents : ^{48}Ca , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te et ^{150}Nd (voir table 3.3).
- La mesure de la trajectoire des électrons émis par une décroissance $0\nu\beta\beta$ permet de mesurer l'angle entre ces deux électrons et ainsi d'obtenir des informations sur les différents mécanismes de désintégrations $0\nu\beta\beta$, ce qui n'est possible qu'avec ce type d'expériences.

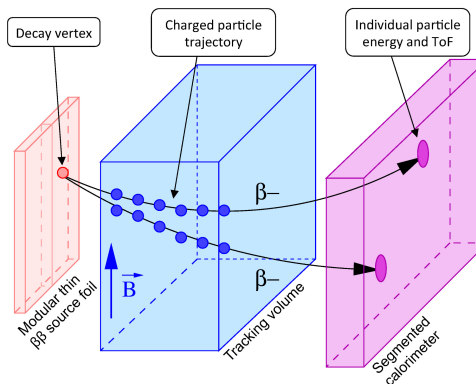


Fig. 3.13 – Principe de fonctionnement des détecteurs NEMO-3 et SuperNEMO. Une source de décroissance $0\nu\beta\beta$ (rouge) est placée au centre du détecteur, entre un système de tracking (bleu) et un calorimètre (rose), permettant de reconstruire respectivement la trajectoire de la particule émise et l'énergie déposée [69].

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, une introduction à la physique du neutrino a été proposée en mettant en avant que la masse non nulle de ce dernier implique une physique au-delà du modèle standard de la physique des particules. La détection d'une désintégration double β sans émission de neutrinos permettrait, en plus de déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos, de montrer la non-conservation du nombre leptonique. La très grande durée de vie d'un tel processus rend sa détection difficile et nécessite des expériences opérant à très bas bruit de fond. Dans la suite de cette thèse, la faisabilité de l'utilisation de chambres à projection temporelle à double phases, remplies de xénon liquide, pour l'étude de la désintégration double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe , est étudiée avec l'expérience XENON1T, initialement construite pour la recherche de matière noire.

L'expérience XENON1T

XENON1T est la troisième génération d'expériences de la collaboration XENON. Construite initialement pour la détection directe de matière noire, XENON1T utilise du xénon liquide comme cible. C'est une expérience dite de bas bruit de fond qui, comme nous le verrons dans ce chapitre, a permis de poser plusieurs limites sur la recherche de matière noire, mais également de mesurer de façon directe la plus grande durée de vie d'un processus radioactif (la double capture électronique du ^{124}Xe). Basée au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS) en Italie, XENON1T est une chambre à projection temporelle (Time Projection Chamber, TPC, en anglais), à double phase (liquide-gaz). Elle est la première expérience utilisant du xénon liquide à avoir atteint une exposition totale de l'ordre d'une tonne x an [70]. Terminée en 2018, elle a laissé place à la quatrième génération : XENONnT. L'utilisation de la technologie double phases permet la détection de signaux produits par des interactions de très faible énergie caractéristique des signaux attendus lors d'une interaction WIMP-nucléon. Si les expériences dédiées à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos utilisent une technologie simple phase, car recherchant des signaux de haute énergie, nous verrons dans le chapitre 6 qu'il est possible et intéressant d'utiliser des TPC double-phases pour cette recherche. Dans ce chapitre, l'expérience XENON1T, son installation, son principe de fonctionnement et ses résultats sont présentés.

4.1. Principe de détection

Les expériences dont le but est de détecter des événements rares cherchent à augmenter la probabilité de détection du signal recherché tout en réduisant le bruit de fond de l'expérience (introduit chapitre 1). Le choix du xénon liquide a été motivé, dans le cas de XENON1T, par la recherche de matière noire sous forme de WIMP, mais il est également un très bon candidat pour la recherche de désintégration double β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$).

4.1.1. Le choix du xénon liquide comme milieu de détection

Tout d'abord, afin d'augmenter la probabilité d'interaction WIMP-nucléon ou de désintégration $0\nu\beta\beta$, il est nécessaire d'augmenter l'exposition totale de l'expérience, c'est-à-dire la masse exposée \times temps d'exposition. Il faut donc un grand détecteur dont le milieu de détection est homogène, dense et stable pendant une longue période. L'utilisation de gaz nobles liquéfiés permet de répondre à ces critères. De plus, puisque la section efficace d'interaction WIMP-nucléon est proportionnelle à A^2 (comme indiqué en équation 2.14), on va chercher à utiliser le gaz noble avec le numéro de masse le plus grand. Le radon est le gaz noble avec le plus grand nombre atomique. En revanche, celui-ci ne présente que des isotopes radioactifs et ne peut donc être utilisé. Le xénon ne présente que très peu d'isotopes radioactifs. On peut citer en particulier le ^{136}Xe , présent avec une abondance naturelle de 8.9% et dont la durée de vie est très longue. La présence du ^{136}Xe permet l'étude de la décroissance $0\nu\beta\beta$. Le ^{137}Xe , activé par capture de neutrons produits par des rayons cosmiques, est également un isotope radioactif du xénon. Son activation cosmogénique est très faible et sa présence ne devient importante que pour des expériences avec une très large masse de xénon liquide (supérieure à la dizaine de tonnes).

Le taux d'interaction WIMP-noyaux avec différentes cibles utilisant des gaz nobles liquéfiés est donné en figure 4.1. A basse énergie de recul, le xénon liquide est le gaz noble sans isotope radioactif avec le plus grand taux d'interaction.

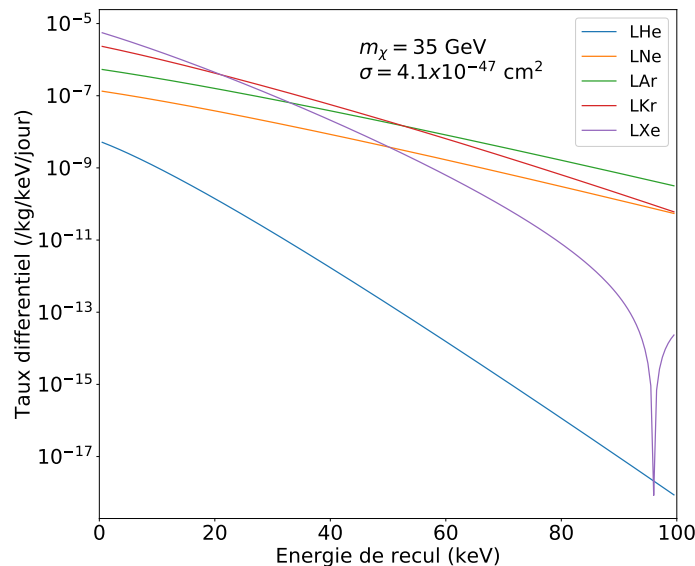


Fig. 4.1 – Taux d'interaction des WIMP-noyaux avec différentes cibles utilisant des gaz nobles liquéfiés, pour un WIMP de $35 \text{ GeV}/c^2$ et une section efficace d'interaction de $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$. A basse énergie, le xénon liquide (LXe) est le gaz noble sans isotope radioactif avec le plus grand taux d'interaction.

La densité du xénon liquide est grande ($\rho_{\text{LXe}} = 2.953 \text{ g/cm}^3$ à 177 K [71]), ce qui permet d'augmenter le nombre de noyaux cibles disponibles et donc la probabilité qu'un WIMP interagisse avec l'un d'entre eux. L'interaction d'un WIMP avec un noyau produit

un recul de ce dernier avec une énergie faible. **Il est important de choisir un milieu de détection dans lequel un dépôt d'énergie induit facilement un signal mesurable**, autrement dit, un milieu avec une faible énergie d'ionisation et avec un grand rendement de scintillation. L'énergie d'ionisation et le rendement de scintillation des gaz nobles sont donnés dans la table 4.1. Encore une fois, le xénon liquide semble être le meilleur choix pour répondre à ces critères.

	LHe	LNe	LAr	LKr	LXe
Numéro atomique (Z)	2	10	18	36	54
Nombre de masse (A)	4	20	40	84	131
Densité g/cm^3	1.2	1.4	2.4	3	
Rendement de scintillation (photon/MeV)	15 000	30 000	40 000	25 000	42 000
Énergie d'ionisation moyenne (eV)	41.3	29.2	23.6	18.4	15.6

TABLE 4.1 – Caractéristiques des gaz nobles liquifiés [72].

Ainsi, le xénon liquide permet d'augmenter la probabilité d'interaction et de détection de WIMP, mais il permet également de **réduire le bruit de fond présent dans ce type d'expériences**.

La radioactivité ambiante (du laboratoire, des matériaux du détecteur etc.) représente une grande partie du bruit de fond de XENON1T (voir section 4.3). Ce bruit de fond, extérieur au détecteur, peut être réduit grâce au grand pouvoir d'arrêt du xénon liquide, qui dépend de l'énergie des particules émises [73]. En effet, la plupart des événements de bruit de fond issus de la radioactivité ambiante sont arrêtés dans les premiers centimètres du détecteur. Ainsi, la sélection d'un volume central dans le détecteur permet d'obtenir un milieu de détection dont le niveau de bruit de fond est faible, sans réduire de façon trop importante le nombre d'interactions WIMP-nucléons, puisque les WIMP interagissent faiblement avec la matière et peuvent donc sans problème produire des signaux au centre du détecteur. Cet argument est également valable pour la recherche de désintégration $0\nu\beta\beta$ puisque ces désintégrations auront lieu de manière homogène dans tout le volume de détection.

De plus, comme nous le verrons plus en détail dans la section 4.2.3, la détection simultanée des signaux d'ionisation et de scintillation dans le xénon liquide permet de distinguer les reculs nucléaires des reculs électroniques. Pour rappel, les WIMP sont supposés induire des **reculs nucléaires**. **Les reculs électroniques** vont être produits par l'interaction de photons avec le cortège électronique de l'atome¹. Ces reculs sont également produits par les particules provenant de la radioactivité β . Ainsi, en distinguant les reculs nucléaires des reculs électroniques, il est possible de distinguer un signal provenant d'un WIMP ou d'un neutron de celui provenant de photons ou de particules β , provenant

1. Les photons vont induire un effet photoélectrique, un effet Compton ou une création de paire électron-positon.

de la radioactivité ambiante. La désintégration $0\nu\beta\beta$ se caractérise par l'émission de deux électrons, produisant donc un recul électronique.

Finalement, nous avons vu que la section efficace d'interaction WIMP-nucléon dépend du type d'interactions (i.e. dépendantes ou non du spin du noyau-cible, voir section 2.5.2). Or le xénon possède deux isotopes² (^{129}Xe et ^{131}Xe) dont le spin nucléaire n'est pas nul, permettant donc l'étude des deux types d'interactions.

4.1.2. Principe de fonctionnement d'une chambre à projection temporelle à deux phases

Lorsqu'une particule vient interagir dans le xénon liquide, celle-ci va induire soit un recul nucléaire (s'il s'agit d'un WIMP ou d'un neutron) soit un recul électronique (s'il s'agit d'un photon ou d'une particule β). **Dans les deux cas, le recul va exciter et ioniser les atomes de xénon environnants.**

Ainsi, pour un dépôt d'énergie donné E , le nombre de quanta mesurables est :

$$N_q = N_{ex} + N_i \quad (4.1)$$

où N_{ex} est le nombre d'atomes de xénon excités et N_i est le nombre d'atomes de xénon ionisés. Une partie de l'énergie de recul est également perdue sous forme de chaleur. A cause de leurs masses importantes, cette contribution ne doit être prise en compte que pour les reculs nucléaires³ sous la forme d'un facteur d'atténuation (quenching en anglais) L [74] :

$$L = \frac{k \times g(\epsilon)}{1 + k \times g(\epsilon)} \quad (4.2)$$

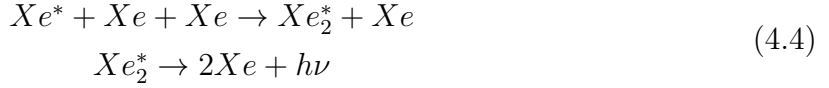
avec k une constante de proportionnalité dépendante du pouvoir d'arrêt du xénon et de la vitesse du recul du noyau et $g(\epsilon)$ un facteur dépendant du rapport entre pouvoir d'arrêt électronique et nucléaire. Ce rapport dépend de l'énergie⁴ ϵ . Pour un recul électronique, $L \sim 1$. Pour un recul nucléaire, $L \sim 0.1 - 0.2$ [74].

Ainsi, en prenant $W = (13.7 \pm 0.2)$ eV [75] comme l'énergie moyenne pour créer un quanta (soit un atome excité, soit une paire ion/électron), on a :

$$E = \frac{(N_{ex} + N_i) \times W}{L} \quad (4.3)$$

Les atomes excités forment avec d'autres atomes de xénon un état excité appelé dimer (Xe_2^*), qui va décroître vers son état fondamental en émettant un signal de scintillation après quelques nanosecondes :

2. Ces deux isotopes représentent environ 50% du xénon naturel. XENON1T utilise du xénon naturel.
3. Les électrons étant très légers par rapport au noyau, ils perdent peu d'énergie sous forme de chaleur.
4. ϵ est sans dimension.



On appelle ce signal de scintillation le signal S1. La longueur d'onde typique de la scintillation du xénon est de 178 nm (dans le domaine des ultraviolets). Il existe deux états différents de dimer : un état dit de *singlet* et un état dit de *triplet*. Les temps de relaxation de ces deux états sont différents et de (4.3 ± 0.6) ns pour l'état de singlet et de (22.0 ± 1.5) ns pour l'état de triplet [76].

Les électrons libres produits par l'ionisation du xénon vont dériver dans la TPC grâce à un champ électrique appliqué, comme indiqué en figure 4.2. Ce champ de dérive va guider les électrons jusqu'à l'extrémité de la chambre où ils seront détectés. Les électrons sont alors extraits de la phase liquide vers la phase gazeuse, grâce à un second champ électrique. Les électrons ayant assez d'énergie pour ioniser le xénon gazeux, une deuxième scintillation de même longueur d'onde que le premier signal de scintillation est produite. Ce signal est appelé signal S2.

Enfin, comme schématisé figure 4.2a, une partie des électrons produits par l'ionisation va se recombiner avec des atomes de xénon environnants, produisant de nouveau un dimer excité qui va décroître en émettant le même signal de scintillation que précédemment (avec un retard de l'ordre de 35 ns [76]) :

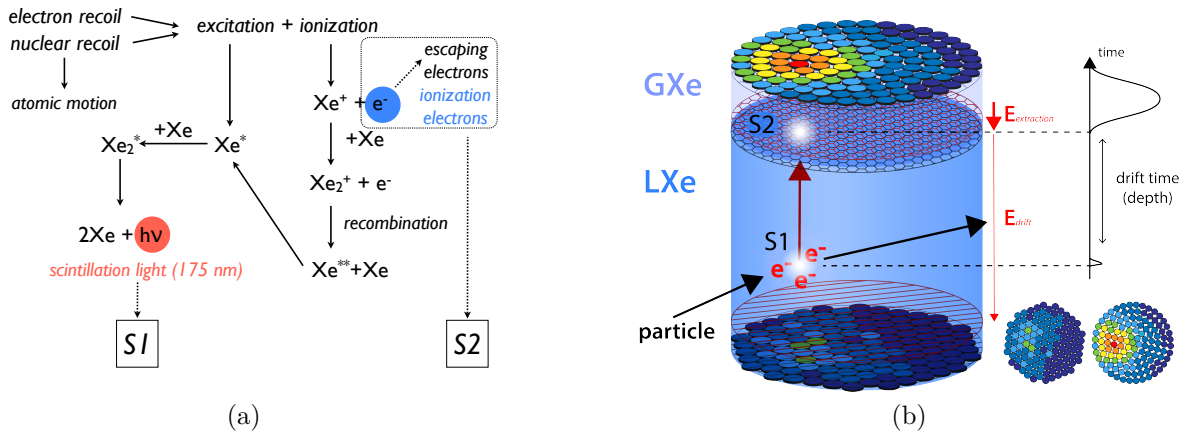
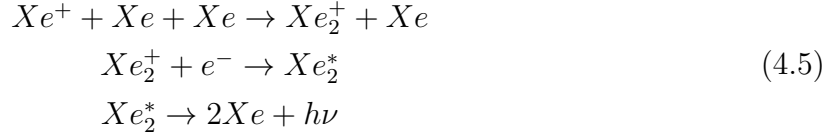


Fig. 4.2 – (a) Illustration de la production des signaux dans le xénon liquide [77]. (b) Principe de fonctionnement de la TPC de XENON1T. La flèche noire indique une particule incidente, produisant les deux signaux S1 et S2 [78].

Ainsi, l'ionisation participe à la fois à la production du signal S1 et du signal S2, avec un rapport qui dépend du champ électrique appliqué dans la TPC. Comme indiqué figure 4.3, lorsque le champ électrique augmente, un plus grand nombre d'électrons échappe

à la recombinaison, produisant un signal S2 plus intense et un signal S1 plus faible. **Ces deux quantités donc sont anti-corrélées.** La combinaison du nombre d'électrons et de photons mesurés reste constante et ne dépend que de l'énergie incidente.

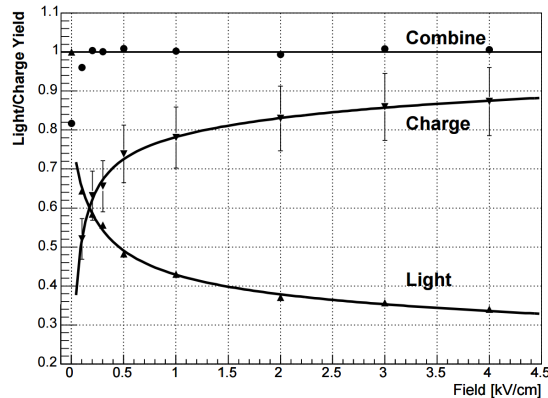


Fig. 4.3 – Rendements de lumière (S1) et de charge (S2) en fonction du champ électrique appliqué dans la TPC, pour un photon de 662 keV (provenant du ^{137}Cs). Les rendements de lumière et de charge sont anti-corrélés [79].

Les signaux S1 et S2 sont deux signaux de lumière détectés par deux rangées (l'une en haut et l'autre en bas de la TPC) de photomultiplicateurs (PMT) et permettent de reconstruire toutes les informations nécessaires sur l'interaction qui les a produits : la position 3D de l'interaction, l'énergie déposée par la particule incidente ainsi que le type de recul induit par la particule incidente (recul nucléaire ou électronique). Cette reconstruction des événements est présentée pour XENON1T en section 4.2.3.

4.2. L'expérience XENON1T

4.2.1. Fonctionnement de l'expérience

L'expérience XENON1T est placée dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS) en Italie. XENON1T utilise un total de 3.2 t de xénon liquide et est la première expérience utilisant ce principe de détection à atteindre une exposition totale de 1 tonne \times an. La prise de données correspondante a été divisée en deux périodes, appelées *science run*. Le premier science run (SR0) a été effectué entre Novembre 2016 et Février 2017, le second science run (SR1) entre Février 2017 et Février 2018, soit un an de prises de données consécutives. Une photographie de l'installation de XENON1T est donnée figure 4.4.

4.2.1.1. Description de l'expérience

XENON1T est une TPC cylindrique de 97 cm de haut et de 96 cm de diamètre, remplie de 2 t de xénon liquide. Les murs de la TPC sont composés de téflon polytetrafluoroéthylène (PTFE), dont la réflectivité a été augmentée afin de maximiser la quantité de lumière



Fig. 4.4 – Photographie de l'installation de XENON1T. A gauche, le réservoir d'eau, contenant le cryostat et la TPC et servant à la fois de veto à muons et de blindage externe. Un poster représentant l'intérieur du réservoir permet de visualiser le cryostat. A droite, un bâtiment de trois étages permet de faire fonctionner l'expérience. Au rez-de-chaussée : un système de stockage permettant de récupérer le xénon liquide en cas d'urgence et une colonne de distillation cryogénique. Au premier étage : le système électronique et le système d'acquisition des données (DAQ). Au dernier étage : le système de purification et de cryogénie du xénon liquide.

mesurée. Le champ électrique permettant la dérive des électrons est appliqué entre l'anode et la cathode, avec une intensité d'environ 81 V/cm (durant le SR1), tandis que le champ électrique permettant l'extraction des électrons de la phase liquide vers la phase gazeuse est appliqué entre l'anode et la masse (espacées de 5 mm), avec une intensité de 8.1 kV/cm. Ce champ électrique permet alors l'amplification du signal S2 dans la phase gazeuse⁵. Cette amplification permet de diminuer le seuil de détection des interactions dans le xénon liquide, mais comme nous le verrons chapitre 6, elle est responsable de la saturation des signaux, induisant une mauvaise reconstruction de l'énergie pour des interactions de plus de 1 MeV. Cette saturation est l'une des raisons limitant la sensibilité des expériences utilisant une TPC à double phase au xénon à la décroissance double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe (dont le signal est produit à 2.458 MeV).

La TPC est placée au sein d'un cryostat, qui, couplé à un système de refroidissement, permet de liquéfier le xénon à une température de -96°C . Un système de stockage d'urgence (ReStoX) permet de récupérer le xénon en quelques heures, en cas de défaillance du système de cryogénie. Enfin, le cryostat est placé à l'intérieur d'un grand réservoir d'eau (de 10 m de haut), instrumenté de PMT et servant à la fois de veto à muons et de blindage externe. Un total de 3.2 t de xénon liquide est utilisé pour faire fonctionner tout les systèmes de XENON1T : 2 t de xénon liquide sont utilisées comme volume actif de détection, et les 1.2 t restantes sont contenues entre la cathode et la rangée des PMT du bas, entre la TPC et le cryostat, dans la phase gazeuse, dans le système de cryogénie et de purification du xénon liquide et dans le système de stockage [70].

5. Le signal S2 est environ 200 fois plus intense que le signal S1.

4.2.1.2. Détection des signaux S1 et S2

Un total de 248 PMT, répartis en deux rangées (une en haut et une en bas de la TPC) sont utilisés pour détecter les signaux S1 et S2, le signal S2 permettant de reconstruire la position $x - y$. Ce signal étant émis proche du haut de la TPC, la rangée du haut contient 127 PMT organisés de manière à optimiser cette reconstruction. La rangée du bas contient 121 PMT dont l'organisation permet d'augmenter la quantité de lumière détectée. En effet, le signal S1 étant émis dans toute la TPC et subissant une réflexion au niveau de l'interface liquide-gaz, il est majoritairement détecté par les PMT du bas.

Lorsqu'un photon incident entre dans un PMT, il produit un photo-électron par effet photoélectrique sur la photo-cathode du PMT. Ce photo-électron est ensuite conduit par un champ électrique jusqu'à une première dynode où des électrons secondaires sont générés. Ces électrons secondaires subissent le même sort jusqu'à une autre dynode, produisant à leurs tours des électrons en cascade, résultant en une amplification du signal initial (voir figure 4.5). Ce signal amplifié est ensuite lu par une anode et est proportionnel au nombre de photo-électrons initial, dans le cas où le nombre de photo-électrons initial n'est pas trop grand. Nous verrons dans le chapitre 6 qu'une saturation des PMT est visible pour des interactions de plus de 200 keV, correspondant à un total de 10^5 photo-électrons (PE), après amplification.

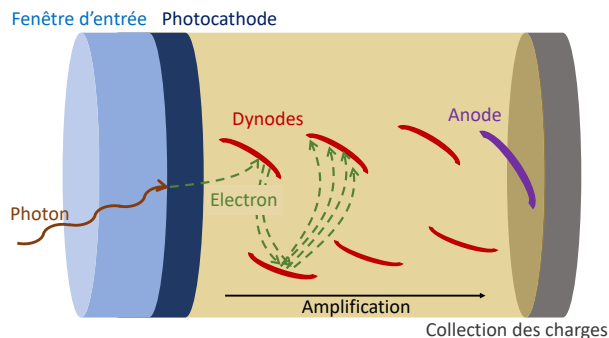


Fig. 4.5 – Principe de fonctionnement d'un photo-multiplicateur (PMT). Un photon incident entre dans le PMT grâce à une fenêtre transparente, puis frappe la photo-cathode, produisant un photo-électron par effet photoélectrique. Le photo-électron est ensuite amplifié par accélération entre plusieurs dynodes. Les électrons produits sont collectés par une anode. Le nombre d'électrons collectés par l'anode est proportionnel au nombre de photo-électrons produits par les photons incidents.

L'amplification totale des PMT de XENON1T est $(1.0 - 5.0) \times 10^6$ (suivant les PMT considérés) [80]. Les PMT sont ensuite connectés à un système d'acquisition des données (DAQ). Les signaux des PMT sont amplifiés (avec un gain de 10 [80]) puis sont guidés jusqu'aux digitaliseurs permettant d'enregistrer le signal de chaque PMT. Chaque signal provenant d'un PMT supérieur à un certain seuil (défini par les digitaliseurs) est sauvegardé. Un logiciel permet ensuite de traduire les signaux de PMT en signaux S1 et S2 [81]. Ce logiciel est appelé processeur de données (Processor for Analysing Xenon (PAX) [82]).

4.2.1.3. Processeur de données (PAX)

Les signaux amplifiés, provenant des PMT, sont appelés *pulse*. Tous les pulses présentant une coïncidence temporelle sur au moins 3 PMT différents sont sommés et forment alors ce que l'on appelle des *pics*. La largeur temporelle du pic est utilisée pour distinguer les pics correspondant au signal S1 et ceux correspondant au signal S2. En effet, comme décrit en détail en section 5.1.2, le nuage électronique produit lors d'une interaction et voyageant jusqu'en haut de la TPC subit une diffusion. Couplé au temps d'émission dans la phase gazeuse, le signal S2 qui en résulte possède une largeur temporelle caractéristique de l'ordre de la microseconde. En revanche, les signaux S1 sont beaucoup plus rapides car produits quelques dizaines de nanosecondes après une interaction. Cette différence de largeur temporelle est donc un outil puissant pour distinguer les signaux S1 et S2.

Un événement est défini comme la somme de tous les pics dans une fenêtre temporelle de 1 ms avant et après qu'un pic ait été détecté. On parle alors de forme d'onde de l'évènement. Un exemple de forme d'onde est donné en figure 4.6 [81].

4.2.2. Calibration de XENON1T

La calibration d'un détecteur est cruciale pour comprendre et exploiter la réponse de celui-ci à une interaction. Des sources de calibration, émettant des particules avec une énergie connue, sont donc utilisées pour déterminer la réponse de XENON1T. Cette réponse est dépendante du type de particules qui interagissent et de la position de l'interaction. Ainsi, 5 types de calibrations sont utilisées dans XENON1T, et sont effectuées de manière régulière afin de connaître la réponse du détecteur pendant les longues périodes de prise de données (plus d'un an consécutif pour le second science run de XENON1T (SR1)). L'accumulation de données, utilisable pour la recherche d'évènements rares, est donnée en figure 4.7. Les bandes verticales de couleurs représentent les différentes calibrations effectuées durant toute la prise de données.

La stabilité du gain des PMT est déterminée grâce à des calibrations menées toutes les semaines. Des fibres optiques dédiées permettent le transfert de lumière provenant de LED bleues jusqu'aux PMT, induisant quelques photon-électrons. Ces calibrations régulières ont permis d'identifier les PMT qui ont montré des défaillances au cours des deux sciences runs. Ces PMT sont donc exclus de l'analyse [70].

A cause de plusieurs effets (tels que des effets d'angle solide, la réflexion de la lumière sur les murs de la TPC, la capture des électrons par des impuretés électronégatives etc.), la détection de charge et de lumière dans XENON1T dépend de la position de l'interaction. Ainsi, des calibrations utilisant une source interne de ^{83m}Kr , directement injectée dans le xénon liquide et distribuée de manière homogène dans la TPC, permettent de quantifier ces différents effets et de corriger les signaux S1 et S2, subissant ces effets. Les calibrations utilisant une source interne de ^{83m}Kr , décrites en détails dans le chapitre 5, sont effectuées

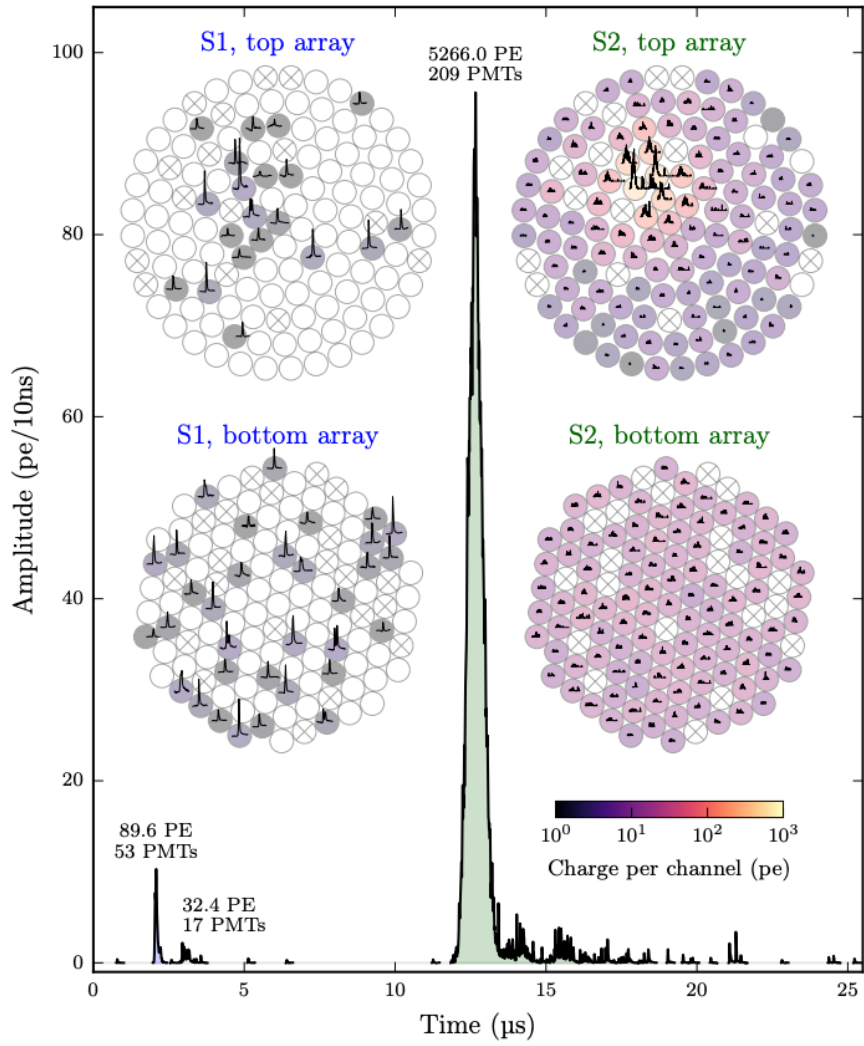


Fig. 4.6 – Exemple de la forme d’onde d’un évènement reconstruit grâce à PAX, et contenant un signal S1 (en bleu) et un signal S2 (en vert). L’amplitude des signaux, sommés sur les 248 PMT, est montrée en noir. Les pulses détectés par chaque PMT sont indiqués pour chaque rangée de PMT et chaque signal [81].

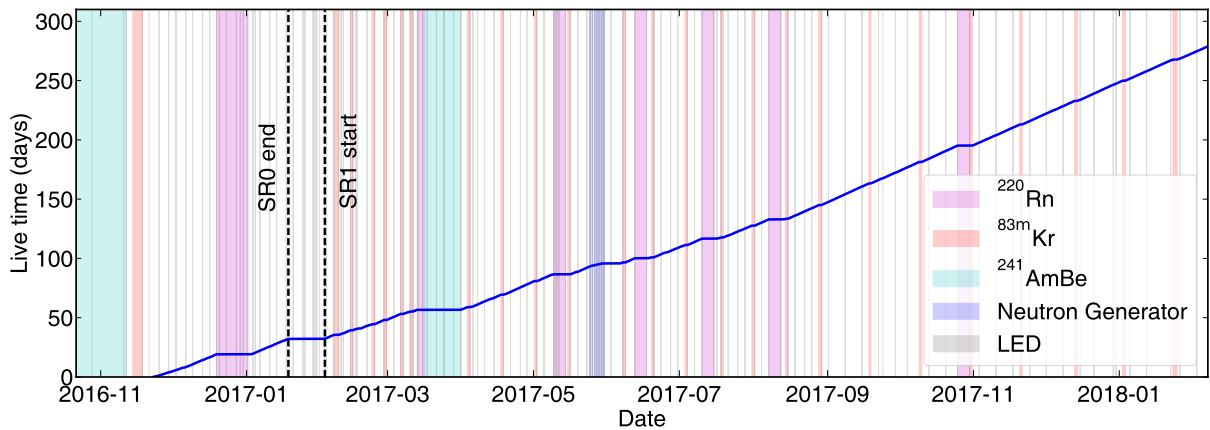


Fig. 4.7 – Représentation de l’accumulation de données durant les deux sciences runs de XENON1T. Les bandes verticales représentent les différentes calibrations effectuées durant la prise de données [83].

toutes les deux semaines, permettant de s'assurer de la stabilité de la détection des signaux S1 et S2.

Finalement, comme décrite dans la section suivante (section 4.2.3.2) et indiquée en figure 4.9, la distinction entre recul nucléaire et recul électronique est basée sur le rapport entre le signal d'ionisation et celui de scintillation (i.e. le rapport S2/S1) qui diffère suivant le type de recul. Ainsi, la valeur du rapport S2/S1 est déterminée grâce à des sources de calibration émettant soit des neutrons (pour les reculs nucléaires), soit des particules β (pour les reculs électroniques). Les reculs nucléaires sont calibrés grâce à une source de $^{241}\text{AmBe}$ et un générateur de neutrons. Ces deux sources de calibrations sont des sources externes. La source de $^{241}\text{AmBe}$ est placée en dehors du cryostat, dans un système de gaines se déplaçant de manière horizontale le long du cryostat (*U-belt*, voir figure 4.8). Comme indiqué en équation 4.6, la source de $^{241}\text{AmBe}$, composée d'un mélange de ^{231}Am et de ^9Be , permet la calibration de XENON1T avec des neutrons ayant une énergie allant jusqu'à 10 MeV. Le générateur de neutrons, également placé en dehors du cryostat, permet l'émission de neutrons avec une énergie de 2.2 MeV et de 2.7 MeV grâce à la fusion d'un plasma deuterium-deuterium [70].



Les émissions de neutrons dans la TPC permettent l'activation de différents isotopes radioactifs, qui vont pouvoir également servir de source de calibration, en particulier pour la reconstruction en énergie. On peut noter en particulier la présence de sources d'émetteurs γ telles que le ^{129}Xe , le ^{129m}Xe , le ^{131}Xe et le ^{131m}Xe , dont l'avantage est d'être présentes dans tout le volume de détection de façon homogène.

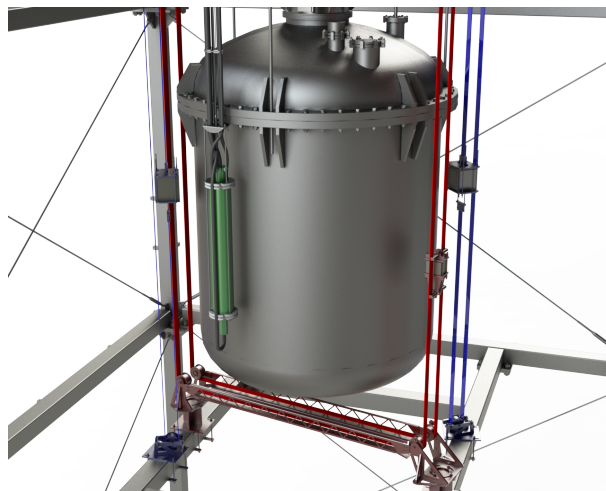


Fig. 4.8 – Système de calibration externe de XENON1T. Les sources sont placées dans les différentes gaines : les *I-belt* en bleu peuvent se déplacer de manière verticale le long du cryostat et les *U-belt* en rouge se déplacent de manière horizontale le long du cryostat. Le générateur de neutrons (en vert) peut également être déplacé à deux positions différentes [70].

La valeur du rapport S2/S1 pour les reculs électroniques est calibrée grâce à une source interne de ^{220}Rn , directement injectée⁶ dans le xénon liquide (et donc répartie de façon homogène dans le volume de détection). Le noyau fils du ^{220}Rn , le ^{212}Pb , est un émetteur β dont le spectre en énergie continu est utilisé pour calibrer la valeur de la bande des reculs électroniques.

4.2.3. Reconstruction des évènements

La reconstruction des évènements dans XENON1T permet, à partir de la détection des signaux S1 et S2, de déterminer toutes les informations nécessaires pour la recherche d'évènements correspondant à une interaction recherchée. Les reconstructions de la position, du type de recul et de l'énergie déposée sont présentées dans la suite de cette section.

4.2.3.1. Reconstruction de la position

La reconstruction de la position dans le plan $x - y$ s'effectue grâce à la détermination de la position $x - y$ du signal S2 sur les PMT du haut de la TPC. En effet, puisque le champ électrique permettant la dérive des électrons est rectiligne et uniforme, la position $x - y$ du signal S2 correspond à la position $x - y$ de l'interaction. Nous verrons dans la section 5.3.1 que le champ électrique présente une déformation sur les bords de la TPC et que cette déformation est corrigée. Deux algorithmes de reconstruction de la position $x - y$, basés sur des simulations de la collection de lumière en fonction de la position de l'interaction, sont utilisés dans XENON1T : un algorithme utilisant un test statistique basé sur une fonction de vraisemblance du maximum de la distribution (Top Pattern Fit (TPF) en anglais) et un algorithme utilisant un système de réseaux de neurones (Neural Network (NN) en anglais) [84]. La méthode TPF utilise une fonction de vraisemblance qui, pour un signal S2 donné, compare la distribution de lumière mesurée par chaque PMT du haut de la TPC à celle attendue par les simulations de collection de lumière et retourne la position $x - y$ la plus probable correspondante. La méthode NN utilise un réseau de neurones artificiels⁷ entraîné sur des simulations, avec donc une position connue. Une fois l'apprentissage terminé, le réseau de neurones est capable de déterminer la position d'une interaction plus rapidement et avec une meilleure résolution que la méthode TPF. Cette dernière est donc utilisée comme vérification des résultats obtenus par la méthode NN. La résolution de la position $x - y$ est de l'ordre de quelques mm à quelques cm suivant l'énergie du signal émis [80]. A haute énergie (> 200 keV), la détermination de la position

6. Le ^{220}Rn et ses noyaux fils ont un temps de vie court (voir figure 7.2) qui permettent leurs éliminations en quelques jours.

7. Un réseau de neurones est un système d'intelligence artificielle, s'inspirant du fonctionnement des neurones biologiques. Le réseau de neurones peut se modifier, seul, suivant le résultat obtenu pour une action donnée. Les réseaux de neurones sont *entraînés* sur un échantillon donné et dont le résultat est connu, permettant leurs apprentissages.

$x - y$ est biaisée par la saturation des PMT. Une correction de cette saturation est proposée dans XENON1T pour remédier à ce problème (voir section 6.2.1) [80].

La coordonnée Z est proportionnelle au temps de dérive Δt des électrons, déterminé grâce à la différence de temps entre la détection du signal S2 et celle du signal S1⁸.

$$Z = v_d \cdot \Delta t \quad (4.7)$$

avec $v_d = 0.1335 \text{ cm}/\mu\text{s}$, la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide. v_d dépend du champ électrique appliqué et de la mobilité des électrons ($\mu \approx 2\,000 \text{ cm}^2/\text{V}/\text{s}$) dans le xénon liquide. La résolution sur la position Z est de l'ordre de 0.5 mm [80].

4.2.3.2. Reconstruction du type de recul

Les reculs électroniques et les reculs nucléaires peuvent être distingués grâce à la détection simultanée des signaux d'ionisation et d'excitation du xénon liquide. Ainsi, l'intensité relative des signaux S1 et S2 (i.e. le rapport **S2/S1**) est différente si ces signaux ont été produits par un recul nucléaire ou par un recul électronique. En effet, dans le xénon liquide, les reculs nucléaires ont une plus grande densité d'ionisation que les reculs électroniques puisque, au delà de quelques keV, le pouvoir d'arrêt du xénon liquide est plus grand pour un noyau qui recule que pour un électron [85]. La densité d'ionisation est le nombre d'ions et d'électrons par unité de longueur produits par une particule le long de sa trace. Une plus grande densité d'ionisation donne un plus grand nombre d'ions et d'électrons libres dans un plus petit espace, et donc une plus grande probabilité de recombinaisons. Ainsi, le signal S1 sera plus grand alors que le signal S2 sera plus petit (puisque moins d'électrons peuvent échapper à la recombinaison) : **le rapport S2/S1 est donc plus petit pour un recul nucléaire que pour un recul électronique**. La différence entre les bandes du rapport S2/S1 correspondant aux reculs nucléaires et aux reculs électroniques est présentée en figure 4.9. Ces bandes sont obtenues grâce à des sources de calibrations (^{220}Rn pour les reculs électroniques et le $^{241}\text{AmBe}$ et un générateur de neutrons pour les reculs nucléaires, décrites en section 4.2.2) permettent de distinguer ces deux types de reculs et donc de distinguer une interaction d'un WIMP (ou d'un neutron) d'une interaction d'un γ ou d'un β [86]. Sur cette dernière figure, les premiers 34.2 jours de recherche de matière noire avec XENON1T sont présentés. La plupart des événements se trouvent dans la bande des reculs électroniques. La recherche de matière noire sous forme de WIMP s'effectue en acceptant 40% des reculs nucléaires et en rejetant 99.75% des reculs électroniques [1].

4.2.3.3. Reconstruction de l'énergie déposée

La reconstruction de l'énergie est présentée en détail en section 6.4.

8. Le temps d'un pic est déterminé comme le temps où l'aire du pics est à son centre de gravité.

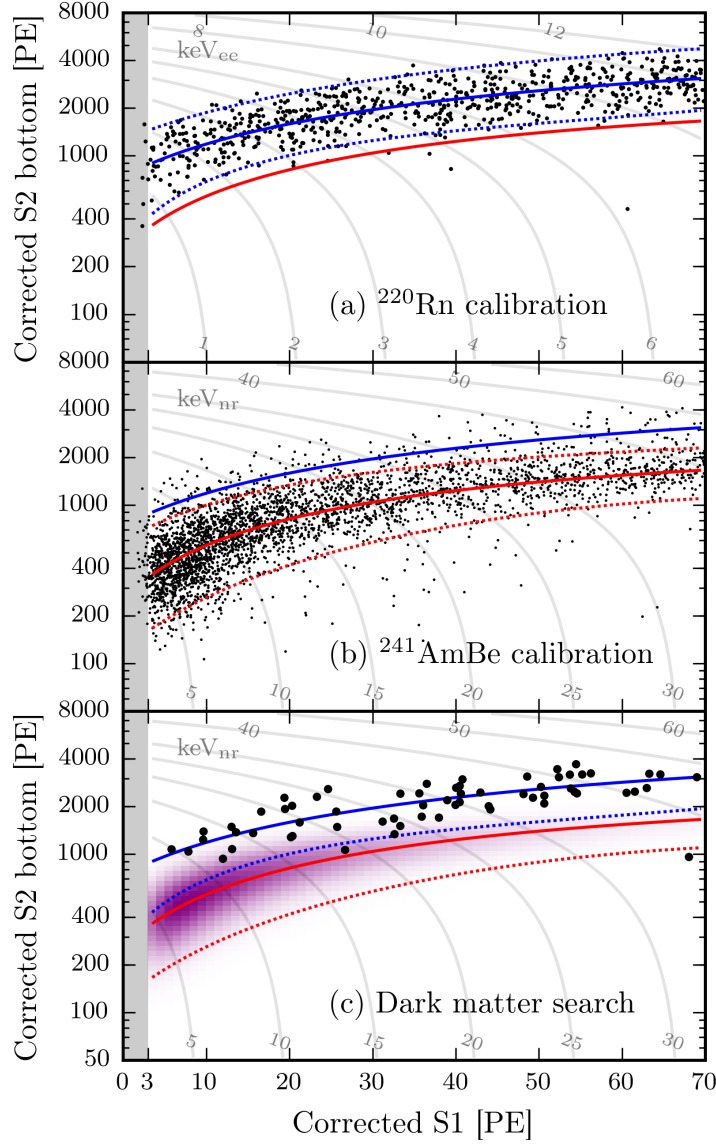


Fig. 4.9 – Donnée de XENON1T : $cS2_b$ vs. $cS1$ pour (a) la calibration de la bande des reculs électroniques utilisant une source de ^{220}Rn , (b) la calibration de la bande des reculs nucléaires utilisant une source de $^{241}\text{AmBe}$, (c) les premiers 34.2 jours de recherche de matière noire avec XENON1T [87]. La ligne pleine indique la médiane de chaque bande et les lignes hachées indiquent les quantiles $\pm 2\sigma$ de la distribution simulée d'événements (ajustée aux données de calibration). Les lignes rouges indiquent les reculs nucléaires et les lignes bleues les reculs électroniques. En (c), la distribution violette indique le signal attendu pour un WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$.

Comme présenté en section 4.1, les nombres de photons n_{ph} et d'électrons n_e émis lors d'une interaction sont anti-corrélés grâce à la recombinaison des électrons avec les atomes de xénon. Pour des reculs électroniques, l'énergie déposée lors d'une interaction peut donc être exprimée comme :

$$E = (n_{ph} + n_e) \cdot W \quad (4.8)$$

avec $W = (13.7 \pm 0.2) \text{ eV}$ [75], l'énergie moyenne nécessaire pour créer un photon ou une paire électron-ion (en prenant en compte l'énergie perdue sous forme de chaleur).

Les photons seront détectés par le signal S1, avec une certaine efficacité de détection décrite par la quantité g_1 et les électrons seront détectés par le signal S2, avec un certain gain d'amplification g_2 (puisque les électrons sont amplifiés dans la phase gazeuse), on peut alors écrire :

$$E = \left(\frac{S1}{g_1} + \frac{S2}{g_2} \right) \cdot W \quad (4.9)$$

g_1 et g_2 dépendent du détecteur utilisé et sont mesurés grâce à la détermination des rendements de charge, $Cy = \frac{S2}{E}$, et de lumière, $Ly = \frac{S1}{E}$, dans toute la gamme d'énergie voulue.

Les rendements de charge et de lumière sont déterminés grâce des ajustements elliptiques à deux dimensions (voir figure 6.14) dans le plan $S2_b$ ⁹ en fonction de $S1$ (les signaux S1 et S2 sont corrigés pour les effets dus à la différence de détection suivant la position de l'interaction, voir section 5.3), et ce pour toutes les valeurs d'énergies visibles dans le spectre de XENON1T. Ces énergies correspondent soit à des calibrations (tels que le ^{83m}Kr ou les isotopes de xénon activés par capture neutronique lors de calibrations utilisant une source de ²⁴¹AmBe ou un générateur de neutrons (voir section 4.2.2)) soit au bruit de fond produit par les matériaux de la TPC (voir section 4.3). La liste des isotopes utilisés est donnée en table 6.1.

Ainsi, en ajustant par une relation linéaire la distribution du rendement de charge en fonction du rendement de lumière obtenue telle que :

$$Cy = -\frac{g_2}{g_1}Ly + \frac{g_2}{W} \quad (4.10)$$

il est possible de déterminer g_1 et g_2 (voir figure 6.15). Une dépendance en fonction de la profondeur des interactions a été observée dans XENON1T. Cette dépendance est corrigée en appliquant ces deux facteurs suivant la position de l'interaction. La reconstruction du spectre en énergie des reculs électroniques de XENON1T est donnée en détail en section 6.4, pour des énergies allant de quelques dizaines de keV à 3 MeV.

Pour les reculs nucléaires, il n'est pas possible de déterminer des facteurs de conversion entre signaux mesurés et énergies, car les neutrons utilisés comme source de calibration produisent majoritairement plusieurs interactions successives dont l'énergie ne peut pas être parfaitement prédite. Ainsi, l'énergie d'un recul nucléaire E_{NR} est déterminée en ajustant le signal S1 comme étant produit par recul électronique :

$$E_{NR} = \frac{S1}{Ly} \frac{1}{\mathcal{L}_{\text{eff}}} \frac{S_e}{S_n} \quad (4.11)$$

avec Ly le rendement de lumière pour un recul électronique de 122 keV¹⁰ et \mathcal{L}_{eff}

9. Le "b" indique que seule la partie des signaux S2 détectée par les PMT du bas (plus homogène) est utilisée (voir section 5.3.3).

10. émis par une source de ⁵⁷Co.

le rendement de lumière d'un recul nucléaire comparé à celui d'un recul électronique de 122 keV, sans champ électrique appliqué dans la TPC. \mathcal{L}_{eff} a été mesuré directement dans différentes expériences utilisant du xénon liquide et est donné en figure 4.10 pour des énergies allant jusqu'à 100 keV. Les paramètres $S_e = 0.95$ et $S_n = 0.58$ sont introduits pour prendre en compte l'atténuation du rendement de lumière (pour des reculs électroniques et nucléaires) en présence d'un champ électrique. S_n a été déterminé indépendamment de l'énergie et S_e a été déterminé pour un recul électronique de 122 keV [86].

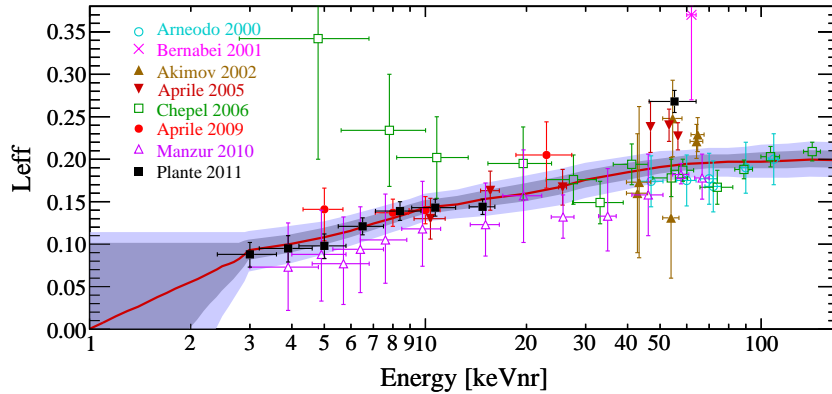


Fig. 4.10 – Mesures du facteur \mathcal{L}_{eff} permettant la reconstruction des reculs nucléaires dans une expérience utilisant du xénon liquide. Les bandes bleues représentent la distribution de ce facteur décrit comme une distribution gaussienne [86].

4.3. Bruit de fond présent dans XENON1T

Le bruit de fond ainsi que ses techniques de réductions, présentés de manière générale dans le chapitre 1, dépendent du type de signal recherché et de l'énergie considérée. La recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos se base sur la recherche de reculs électroniques de haute énergie, autour de 2.458 MeV. Les sources de bruits de fond produisant des reculs électroniques seront donc celles limitant la sensibilité de l'expérience à cette décroissance. La recherche de matière noire sous forme de WIMP se base sur la recherche d'un recul nucléaire de basse énergie, dont la correspondance en énergie de recul électronique est de moins de 10 keV. Malgré le rejet de plus de 99.5% des reculs électroniques, le bruit de fond produisant ce type de reculs reste majoritaire pour la recherche de WIMP. Les différentes sources de bruits de fond présents dans XENON1T sont résumées en table 4.2.

D'autres bruits de fond mesurés dans XENON1T peuvent imiter un signal de WIMP et doivent donc être pris en compte. On citera en particulier les coïncidences accidentelles de signaux S1 et S2 pouvant être reconstruites comme un recul nucléaire et les événements dits de *surfaces*, provenant de la décroissance des murs de la TPC [1].

Sources	Type de reculs
^{222}Rn	Recul électronique
^{85}Kr	Recul électronique
neutrinos solaires (pp et ^7Be)	Recul électronique
$2\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe	Recul électronique
Radioactivité des matériaux	Recul électronique
Activation cosmogénique du ^{137}Xe	Recul électronique
Neutrons radiogéniques	Recul nucléaire
CENNS	Recul nucléaire
Neutrons induits par les muons cosmiques	Recul nucléaire

TABLE 4.2 – Sources de bruits de fond présents dans l’expérience XENON1T. CENNS signifie "coherent elastic neutrino nucleus scattering", provenant majoritairement des neutrinos du ^7Be produits dans le soleil [70] [26].

4.3.1. Le bruit de fond produisant des reculs nucléaires

Le bruit de fond produisant des reculs nucléaires, impactant uniquement la recherche de matière noire, est limité grâce à plusieurs techniques de réductions. Tout d’abord, XENON1T est placée dans un laboratoire souterrain à 3 km.w.e, suffisamment profondément pour que la présence de neutrons produits par l’interaction de muons cosmiques soit négligeable. Le grand réservoir d’eau, servant à la fois de veto à muons et de blindage externe contre les neutrons radiogéniques (c’est-à-dire produits par la radioactivité naturelle du laboratoire) permet également de réduire la contribution provenant des interactions de neutrons. De plus, les neutrons produisent majoritairement plusieurs interactions successives dans le volume de détection. Les WIMP interagissant faiblement avec la matière ordinaire, ils ne sont supposés produire qu’une seule interaction. La sélection d’évènements dit simples permet donc de réduire le bruit de fond provenant des neutrons. Les neutrinos solaires interagissant avec les noyaux des atomes (CENNS) sont une source de bruit de fond irréductible et qui augmente avec l’exposition totale des expériences. Pour le moment, ce bruit de fond n’est pas prépondérant mais pourra le devenir pour les expériences futures utilisant une très grande masse de xénon liquide (telle que DARWIN par exemple).

4.3.2. Le bruit de fond produisant des reculs électroniques

Le bruit de fond produisant des reculs électroniques est le bruit de fond majoritaire, que ce soit pour la recherche de WIMP ou de décroissance $0\nu\beta\beta$. Ce bruit de fond, dont le spectre en énergie est donné en figure 4.11, est simulé¹¹ en prenant en compte toutes les contributions connues. On peut séparer la contribution des différentes sources de bruits de fond en trois catégories : le bruit de fond provenant de sources internes, de sources intrinsèques et de sources externes. Grâce au grand pouvoir d’arrêt du xénon liquide, le

11. Les simulations de XENON1T sont basées sur une méthode de Monte Carlo, utilisant le logiciel spécialisé GEANT4.

bruit de fond provenant de sources externes ne va être présent que sur les bords de la TPC. Cette contribution peut donc être réduite grâce à la sélection d'un volume interne au détecteur (que l'on appelle volume fiduciel).

Bruit de fond provenant de sources externes - Cette contribution provient majoritairement des matériaux composant le détecteur. Ces matériaux composant la TPC, le cryostat ou encore la structure de support de l'expérience, proches de la zone active de détection, ont été sélectionnés pour leurs faibles quantités d'éléments radioactifs afin de limiter cette contribution [6]. A basse énergie, puisque les radiations provenant des matériaux sont rapidement arrêtées dans le xénon liquide, le volume fiduciel au centre de la TPC permet de réduire cette contribution. Ainsi, le bruit de fond externe provenant de la radioactivité des matériaux n'est pas majoritaire à basse énergie [26] (voir figure 4.11b), dans la région d'intérêt pour la recherche de WIMP. En revanche, à haute énergie, où les radiations ont la possibilité de parcourir une distance plus grande dans le xénon liquide, cette contribution devient importante et majoritaire dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ [26] (voir figure 4.11a). La contribution à haute énergie du bruit de fond provenant des matériaux du détecteur est détaillé en section 7.2.1.

Les neutrinos solaires, interagissant avec les électrons des atomes, sont également à prendre en compte pour la recherche de WIMP à basse énergie (voir figure 4.11b). Cette contribution est négligeable dans la zone d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ et est du même ordre de grandeur que la contribution provenant des matériaux du détecteur pour la recherche de WIMP.

Bruit de fond provenant de sources internes - L'une des contributions au bruit de fond interne provient de la contamination du xénon liquide par des radio-isotopes dilués, tels que le ^{222}Rn et le ^{85}Kr .

Comme indiqué en figure 7.2, le ^{222}Rn ¹² et ses noyaux fils sont des éléments radioactifs qui décroissent par émissions β et α . Le ^{222}Rn est produit à l'intérieur des matériaux du détecteur par la décroissance du ^{226}Ra , issu de la chaîne de l' ^{238}U , et peut émaner à l'intérieur du xénon liquide par diffusion ou dû au recul du noyau lors de l'émission de l' α . Étant un gaz noble au même titre que le xénon, le ^{222}Rn est mélangé au xénon liquide. Ainsi, afin de réduire cette contribution, les matériaux composant le détecteur et étant en contact avec le xénon liquide sont spécialement sélectionnés pour avoir la plus basse émanation de ^{222}Rn possible.

La contribution du ^{85}Kr provient de l'origine même du xénon liquide. En effet, celui-ci est extrait de l'atmosphère dans laquelle le ^{85}Kr est présent. Cet isotope est donc dilué dans le xénon liquide et réparti de manière homogène. Le ^{85}Kr et le xénon ont des températures d'ébullition différentes, permettant donc de réduire la concentration de ^{85}Kr par distillation

12. Le ^{222}Rn a une durée de vie de 3.8 jours

cryogénique [7]. La quantité de ^{nat}Kr est ainsi réduite à 0.2 ppt, permettant de rendre le bruit de fond correspondant non-dominant, que ce soit à basse ou à haute énergie. C'est le ^{222}Rn , et en particulier l'un de ses éléments fils (le ^{214}Pb , un émetteur β), qui domine à basse énergie (voir figure 4.11b). Le ^{222}Rn n'est pas distillé dans XENON1T mais une colonne de distillation du ^{222}Rn a été mise en place dans XENONnT, permettant de réduire cette contribution.

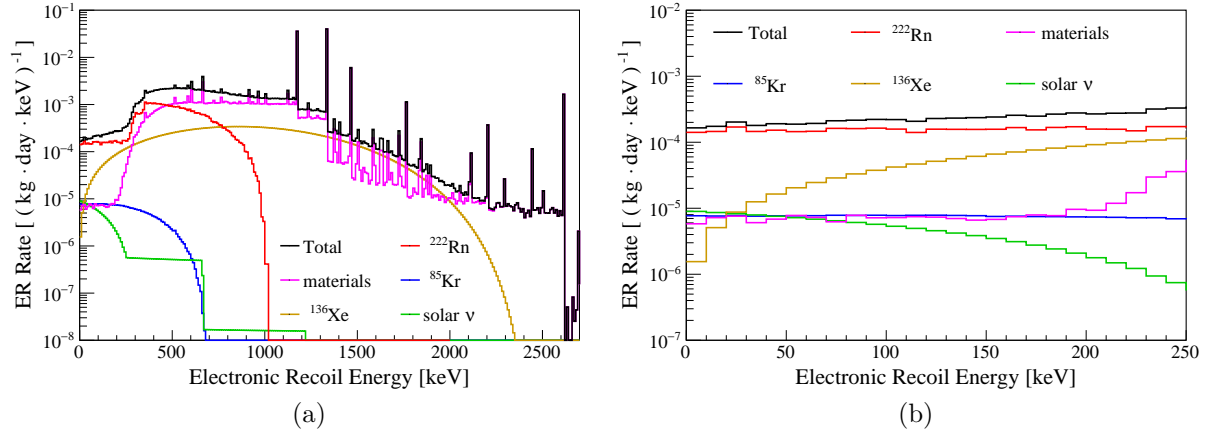


Fig. 4.11 – Simulation du bruit de fond produisant des reculs électroniques dans un volume fiduciel de 1 tonne (a) pour des énergies allant de quelques eV à 3 MeV et (b) à basse énergie (< 250 keV). L'activité supposée de ^{222}Rn est de $10 \mu\text{Bq/kg}$. La concentration supposée de ^{nat}Kr est de 0.2 ppt [26].

Bruit de fond provenant de sources intrinsèques - Cette source de bruit de fond provient du xénon lui-même. La décroissance double β avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$) du ^{136}Xe est une source de bruit de fond. En effet, le spectre en énergie de cette décroissance est continu avec un maximum égal à l'énergie totale libérée durant cette décroissance (la valeur $Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV). Ainsi, des reculs électroniques peuvent être détectés pour des énergies allant de quelques keV à 2.458 MeV (voir figure 4.11b). Le ^{136}Xe est donc une source de bruit de fond pour la recherche de WIMP, mais également pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. En effet, à cause de la résolution en énergie du détecteur, une petite partie des évènements de la décroissance double β avec émission de neutrinos en fin de spectre (i.e. avec une énergie proche de 2.458 MeV) peut être reconstruite comme faisant partie du pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$. Enfin, l'activation cosmogénique (produite par des rayons cosmiques ou des neutrinos de haute énergie) d'isotopes radioactifs du xénon peut devenir prépondérante. C'est le cas par exemple du ^{137}Xe , activé par capture neutronique du ^{136}Xe . Le ^{137}Xe décroît par émission β avec une valeur Q de 4.2 MeV. Le spectre de décroissance du ^{137}Xe a donc un impact dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe . Cette contribution n'est pas prépondérante pour XENON1T car la quantité de ^{136}Xe et le flux de muons cosmique sont trop faibles. En revanche, pour les expériences futures, telles que DARWIN, ou celles utilisant du xénon enrichi en ^{136}Xe , cette contribution pourra devenir prépondérante [8].

L'expérience XENON1T, construite pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP, a montré le bruit de fond le plus bas jamais atteint dans ce type d'expériences dans la région d'intérêt pour la recherche de WIMP, avec un total de $(82_{-3}^{+5}(\text{sys}) \pm 3(\text{stat}))$ événements/t/yr/keV dans un volume fiduciel correspondant à une masse 1.3 t de xénon liquide [1].

4.4. Le programme XENON et les résultats de XENON1T

XENON1T est la troisième génération d'expériences de la collaboration XENON. Deux autres expériences, XENON10 et XENON100, la précèdent. XENON10 a été construite en 2006, avec 25 kg de xénon liquide, et a permis de montrer la faisabilité d'une expérience utilisant du xénon liquide comme cible pour la détection de matière noire, en atteignant une limite supérieure sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin de $8.8 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ à 90% de niveau de confiance. XENON100 a été construite en 2009, avec un total de 162 kg de xénon liquide et a permis d'atteindre une limite sur la section efficace WIMP-nucléon indépendante du spin de $1.1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$ [88]. XENON1T, construite en 2016, avec un total de 3.2 t de xénon liquide a permis d'abaisser encore plus la limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon, mais également de mesurer de façon directe une décroissance radioactive avec la plus longue durée de vie jamais mesurée. Les résultats de XENON1T sont présentés dans la suite de cette section. XENONnT, dont la construction a commencé en 2019, avec un total de 8.4 t de xénon liquide et un bruit de fond encore plus faible par rapport à celui de XENON1T, devrait permettre d'abaisser de nouveau d'un ordre de grandeur la limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon.

4.4.1. Les résultats sur la recherche de matière noire

XENON1T a été construite pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP. Deux analyses différentes a été menées : l'une pour des interactions WIMP-nucléon indépendantes du spin et l'autre pour des interactions WIMP-neutron et WIMP-proton dépendantes du spin (voir section 2.5.2).

Interaction WIMP-nucléon indépendante du spin - La recherche d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin avec XENON1T a été menée pour une exposition totale de 1 tonne x an, correspondant à un volume cible de xénon liquide de 1.3 t pour une durée totale de 278.8 jours d'exposition. Comme discuté précédemment, la recherche d'interaction WIMP-nucléon se base sur la détection de reculs nucléaires, dans une région d'intérêt à basse énergie ([1.4, 10.6] keV pour les reculs électroniques, correspondant à [4.9, 40.9] keV pour les reculs nucléaires). Dans cette région d'intérêt, un très bas bruit de fond électronique de $(82_{-3}^{+5}(\text{sys}) \pm 3(\text{stat}))$ événements/t/yr/keV a été atteint et a

permis d'obtenir la limite la plus basse sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin, avec un minimum de $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de $35 \text{ GeV}/c^2$ à 90% de niveau de confiance [1], donnée en figure 2.13. Ce résultat a été obtenu en comparant le nombre d'évènements produits par une interaction WIMP-nucléon attendu dans la région d'intérêt aux évènements mesurés, en prenant en compte le bruit de fond de l'expérience. Cette comparaison est effectuée par un test statistique utilisant une fonction de vraisemblance (dont le principe est décrit en section 2.5.4).

Interaction WIMP-nucléon dépendante du spin - La recherche d'interaction WIMP-nucléon dépendante du spin avec XENON1T a été menée avec la même exposition de 1 tonne x an. Les interactions indépendantes et dépendantes du spin produisent le même type d'interactions. Ainsi, les données utilisées pour la recherche d'interaction WIMP-nucléon dépendante du spin sont les mêmes que pour le cas indépendante du spin. Ces données, en prenant en compte le bruit de fond de l'expérience, sont alors comparées aux nombres d'évènements attendus en considérant les interactions WIMP-proton et WIMP-neutron séparément. Les résultats obtenus sont donnés en figure 4.12. La limite obtenue sur la section efficace d'interaction WIMP-neutron est la plus basse jamais atteinte avec un minimum de $6.3 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ pour un WIMP de $30 \text{ GeV}/c^2$ à 90% de niveau de confiance [89].

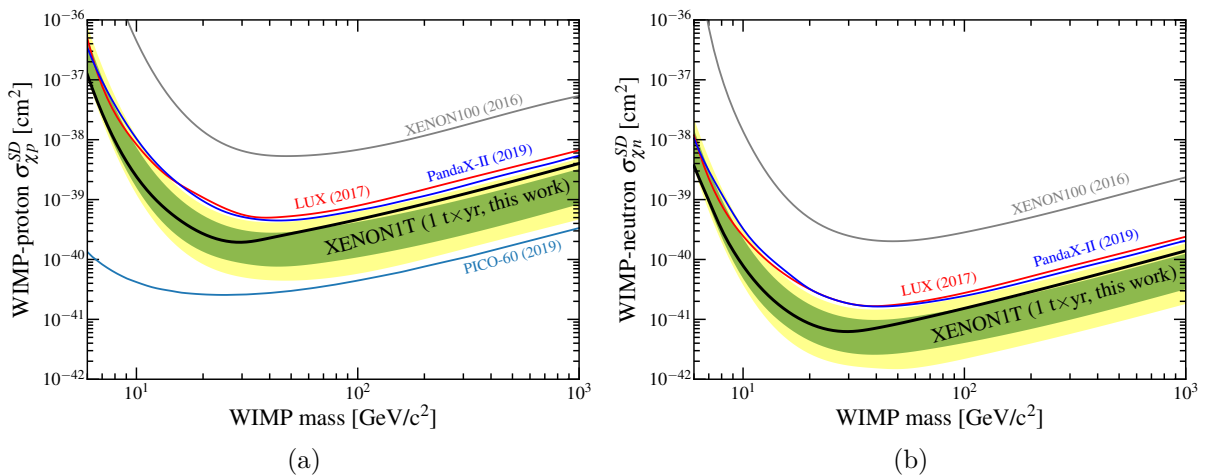


Fig. 4.12 – Limites (lignes noires) sur la section efficace d'interaction (a) WIMP-proton et (b) WIMP-neutron dépendante du spin à 90% du niveau de confiance. La sensibilité attendue est donnée par les bandes vertes (à 1σ) et jaunes (à 2σ) [89].

Résultats à plus basses masses - Les limites sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon (dépendante ou non du spin) sont déterminées pour des WIMP avec une masse supérieure à $6 \text{ GeV}/c^2$. En effet, pour un WIMP avec une masse plus faible, l'énergie transférée au noyau cible (inférieure à 4 keV) n'est pas suffisante pour produire un signal S1 détectable. Pour descendre ce seuil en énergie, deux méthodes ont été proposées dans XENON1T : la première utilise l'effet de Migdal et le rayonnement Bremsstrahlung émis

après un recul nucléaire [90], la seconde propose une analyse en ne prenant en compte que le signal S2, dont le seuil en énergie est beaucoup plus faible (un recul nucléaire de 0.7 keV produit un signal S2 mesurable) [91]. L'analyse utilisant uniquement les signaux S2, permettant de descendre le seuil de détection et donc d'étudier des masses de WIMP plus faibles, souffre d'un bruit de fond plus important puisqu'il n'est pas possible de distinguer les reculs nucléaires des reculs électroniques (qui utilisent le rapport S2/S1). Ainsi, des restrictions plus importantes sur les signaux S2 ont été appliquées. L'exposition totale pour cette analyse est alors réduite et égale à $22 \pm 3 \text{ t} \times \text{days}$ [91]. L'effet Migdal ou le rayonnement de Bremsstrahlung sont produits après l'interaction d'une particule avec un noyau de xénon. Le noyau de xénon subit alors un changement soudain de quantité de mouvement par rapport à son cortège électronique. L'atome se retrouve alors polarisé et les électrons du cortège électronique acquièrent une énergie cinétique supplémentaire. Ces électrons peuvent alors avoir assez d'énergie pour ioniser et exciter des atomes de xénon environnants, produisant des radiations secondaires, appelées effet Migdal. La dé-polarisation de l'atome peut également produire une émission secondaire par rayonnement Bremsstrahlung. Ces deux types d'effets, produisant soit des rayons X, soit des électrons Auger, ou encore des signaux d'ionisations, sont analysés en utilisant soit les signaux S1 et S2, soit seulement les signaux S2.

Les résultats combinés de ces deux analyses sont donnés en figure 4.13, où les limites pour des masses de WIMP inférieures à $20 \text{ GeV}/c^2$ sont présentées, avec un niveau de confiance de 90%.

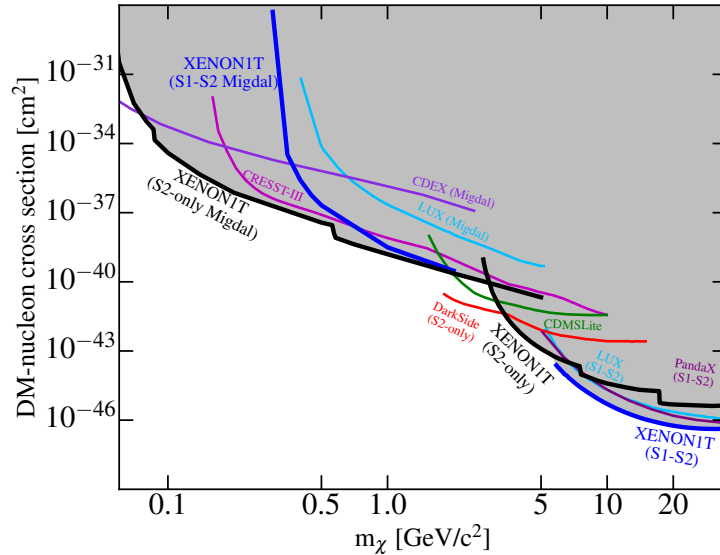


Fig. 4.13 – Limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin, pour des masses de WIMP inférieures à $20 \text{ GeV}/c^2$ [90] [91]. *S2-only* fait référence à l'analyse de XENON1T utilisant uniquement les signaux S2. *S1-S2* fait référence à l'analyse classique utilisant la combinaison des signaux S1 et S2.

4.4.2. Autres résultats

XENON1T a été construite pour la recherche de matière noire, mais son très bas niveau de bruit de fond a également permis d'étudier d'autres processus physiques.

Axions - La recherche d'axions solaires (les axions ont déjà été présentés en section 2.2.4), produisant des reculs électroniques de basse énergie, a été effectuée en analysant une exposition totale de $1042 \text{ kg} \times 226.9 \text{ days}$ et a montré un excès au dessus du bruit de fond électronique pour une énergie comprise inférieure à 7 keV . Cet excès, visible en figure 4.14, peut s'expliquer par la présence d'axions solaires. En ne prenant en compte que le bruit de fond connu de l'expérience, cet excès indique la présence d'axions solaires à 3.5σ . Cet excès peut également s'expliquer par la présence d'un bruit de fond supplémentaire, provenant de la décroissance du tritium (3.2σ). Ce bruit de fond n'a jamais été détecté jusqu'à présent dans des expériences utilisant du xénon liquide. En prenant en compte ce nouveau bruit de fond, les axions solaires produisent cet excès à 2.1σ [92].

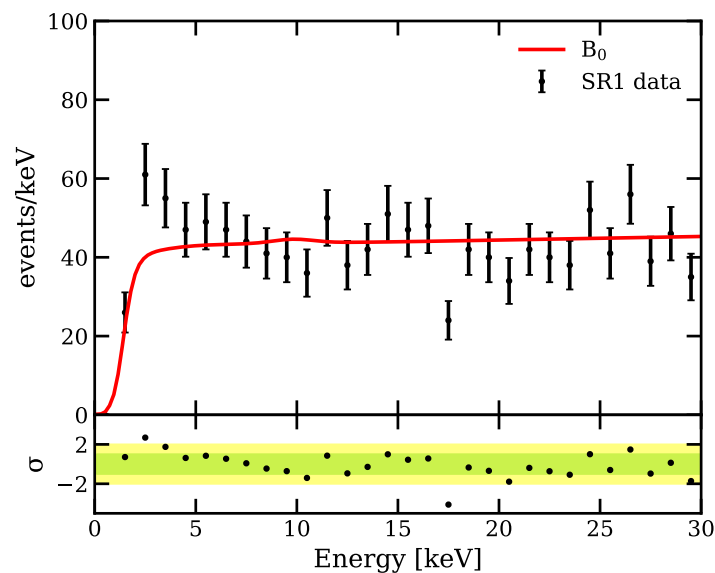


Fig. 4.14 – Spectre en énergie de XENON1T, pour des reculs électroniques de 1 keV à 30 keV . Le modèle du bruit de fond de l'expérience est indiqué en rouge, montrant un excès dans les données (points noirs) à basse énergie ($< 7 \text{ keV}$) [92].

Moment magnétique des neutrinos - L'excès visible dans le spectre en énergie des reculs électroniques (présenté dans la section précédente et visible en figure 4.14) et qui peut s'expliquer par la présence d'axions solaires, peut également être produit par le fait que les neutrinos possèderaient un moment magnétique dipolaire μ . La présence de ce moment magnétique aurait pour conséquence l'augmentation de la section efficace d'interaction des neutrinos solaires, produisant donc un excès de reculs électroniques à basse énergie. Cette hypothèse est valable à 3.2σ , en ne prenant en compte que le bruit de

fond connu de l'expérience (sans le bruit de fond possible provenant du tritium), et à 0.9σ en considérant le bruit de fond provenant du tritium [92].

La limite sur le moment magnétique dipolaire des neutrinos ainsi obtenue est de $2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ à 90% de niveau de confiance, avec μ_B : le magnéton de Bohr.

Double capture électronique du ^{124}Xe - XENON1T a permis de mesurer de façon directe la double capture électronique du ^{124}Xe , dont la demi-vie est la plus grande jamais mesurée directement. La double capture électronique du ^{124}Xe est un processus rare durant lequel deux électrons du cortège électronique (le plus souvent de la couche K) sont capturés par le noyau. Les lacunes laissées par les électrons sont comblées, produisant une cascade de rayon X et d'électrons Auger. Ces rayons X et électrons Auger sont alors détectés comme un recul électronique de 64.3 keV. Ce pic est visible en figure 4.15, à 4.4σ et a permis de mesurer la durée de vie de ce processus [93] :

$$T_{1/2} = \ln(2) \frac{\varepsilon \eta N_{AMt}}{M_{Xe} N_{DEC}} = (1.8 \pm 0.5_{\text{stat}} \pm 0.1_{\text{sys}}) \times 10^{22} y$$

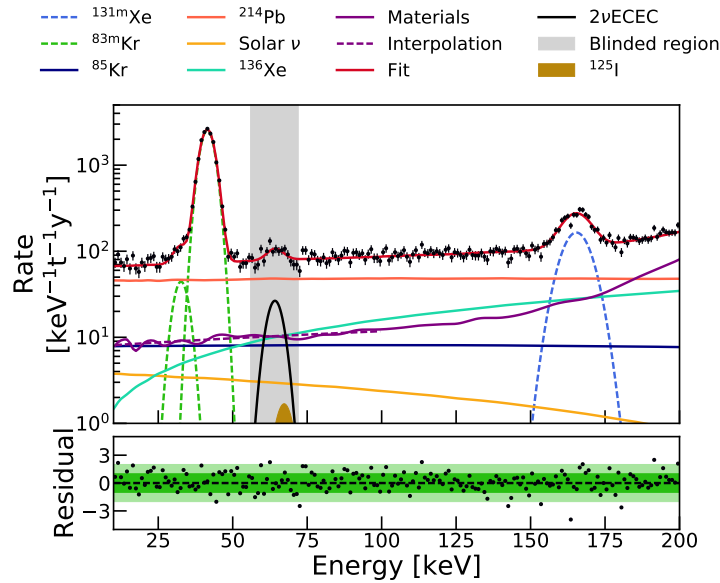


Fig. 4.15 – Spectre en énergie de XENON1T, pour des reculs électroniques entre 10 keV à 200 keV. Le modèle du bruit de fond de l'expérience est indiqué en rouge et est comparé aux données mesurées (point noir). ^{125}I provient de la décroissance du ^{125}Xe (produit par capture neutronique du ^{124}Xe lors de calibration utilisant des sources de neutrons). La concentration d' ^{125}I est réduite grâce au système de purification de XENON1T. Cette concentration a été déterminée par la mesure de dépôts d'énergie à 222 keV et 277 keV, produits lors de la décroissance du ^{125}I et comparée à la concentration attendue. A 64.3 keV, un pic correspondant à la double capture électronique du ^{124}Xe est visible.

4.5. Conclusion

XENON1T, construite pour la recherche de matière noire, a été développée par la collaboration XENON en 2016. Cette chambre à projection temporelle à deux phases (liquide-gaz) utilisant du xénon liquide comme cible a montré un bruit de fond extrêmement bas. Grâce à sa conception minutieuse et son analyse précautionneuse, XENON1T a atteint de nouvelles limites, toujours plus basses, pour la recherche de matière noire sous forme de WIMP, mais également pour d'autres processus physiques.

Dans la suite de cette thèse (chapitre 6), l'étude de la faisabilité de l'utilisation simultanée de XENON1T pour la recherche de matière noire et pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos est présentée. Jusqu'à présent, cette étude simultanée était limitée par la mauvaise résolution en énergie des chambres à projection temporelle à double phase¹³ dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos.

13. L'amplification des signaux d'ionisation dans la phase gazeuse produit des signaux S2 très intenses, induisant une saturation des PMT.

Calibration de l'expérience XENON1T grâce à une source interne de ^{83m}Kr

La calibration d'un détecteur est cruciale pour comprendre et exploiter la réponse de celui-ci suite à l'interaction de particules. Des sources de calibrations, émettant des particules avec une énergie connue, sont ainsi utilisées pour caractériser cette réponse. De plus, dans le cas de XENON1T, où l'on recherche des événements rares (que ce soit la matière noire ou la décroissance double β sans émission de neutrinos), la prise de données est longue afin de maximiser la probabilité de détection des événements recherchés. Il est donc important d'avoir un détecteur le plus stable possible et dont la réponse est connue pendant toute la période de prises de données. Ces périodes de prises de données sont appelées *science runs*. Ainsi, des calibrations régulières utilisant une source de ^{83m}Kr ont été mises en place par la collaboration XENON (figure 4.7), permettant la détermination et le suivi temporel des rendements de lumière et de charge ainsi que du niveau d'impuretés présent dans le xénon liquide. Le ^{83m}Kr est également utilisé pour corriger les signaux S1 et S2. En effet, pour un dépôt d'énergie donnée, les quantités de lumière et de charge collectées dépendent de la position de l'interaction dans la TPC. L'utilisation d'une source interne, répartie dans toute la TPC, permet de prendre en compte ces effets de détection et de les corriger.

L'utilisation du ^{83m}Kr comme source de calibration est présentée dans ce chapitre. La détermination et le suivi temporel du rendement de charge, de lumière et du niveau d'impuretés dans le xénon liquide ont été l'une de mes tâches pour la collaboration XENON durant le deuxième science run (appelé SR1).

5.1. Calibration utilisant une source interne de ^{83m}Kr

Le xénon liquide ayant un grand pouvoir d'arrêt, et les TPC devenant de plus en plus grandes, seules des sources internes peuvent être utilisées pour calibrer le volume entier de détection [94] [95] [96] [97]. En effet, d'après la figure 5.1, un photon de 1 MeV a un parcours moyen dans le xénon liquide d'une dizaine de centimètres. La TPC de XENON1T

mesurant 1 m de diamètre et de hauteur, l'utilisation d'une source externe ne permet pas de calibrer le détecteur en totalité et en particulier le centre du détecteur, utilisé pour la recherche d'évènements rares (voir chapitre 1).

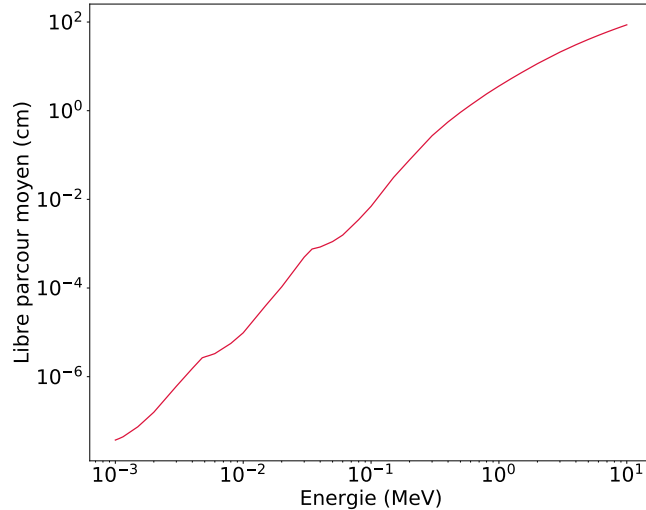


Fig. 5.1 – Libre parcours moyen des photons dans le xénon liquide. Valeurs extraites de XCOM-NIST[98].

Ainsi, le ^{83m}Kr est directement injecté sous forme gazeuse dans le système de circulation du xénon liquide, permettant d'obtenir une réponse homogène dans tout le milieu de détection.

5.1.1. Caractéristiques du ^{83m}Kr

Le ^{83m}Kr est une source interne de calibration injectée sous forme gazeuse dans le xénon. Une chambre à émanations contenant la source mère du ^{83m}Kr (le ^{83}Rb) est placée sur le système de purification gazeuse du xénon (voir figure 5.2). Lors d'une calibration, le xénon gazeux est dévié dans cette chambre, entraînant le ^{83m}Kr provenant de la décroissance du ^{83}Rb . Le mélange xénon + ^{83m}Kr est alors liquéfié et conduit dans la TPC. Le ^{83m}Kr est donc réparti de façon homogène dans la TPC (voir figure 5.17b).

Le ^{83m}Kr a une durée de demi-vie de 1.83 h. Ainsi, après quelques heures seulement, les composantes radioactives du ^{83m}Kr ont disparu, permettant une reprise rapide de la prise de données utilisables pour la recherche d'évènements rares. Généralement, une calibration au ^{83m}Kr correspond à 24 heures de prises de données.

Comme indiqué en figure 5.3, le ^{83m}Kr décroît par deux émissions mono-énergétiques successives : la première avec une énergie de 32.2 keV et la seconde de 9.4 keV. La demi-vie du niveau intermédiaire est de 156.94 ns [99]. Ces deux décroissances, très proches en temps, donnent une signature particulière du ^{83m}Kr ce qui permet une très bonne identification des évènements associés à ces décroissances.

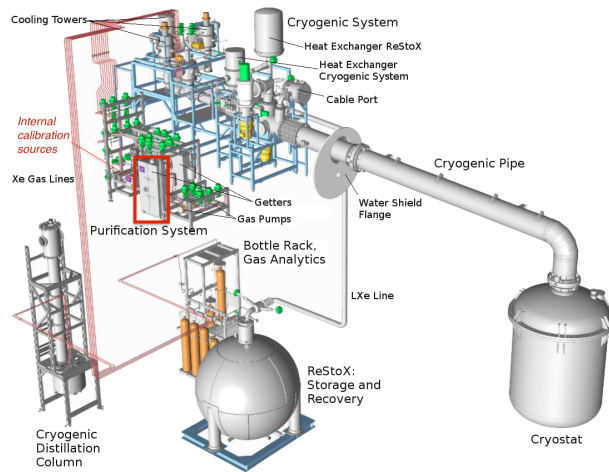


Fig. 5.2 – Système de circulation du xénon liquide. Une chambre à émanations contenant une source de ^{83}Rb est placée au sein du système de purification [70].

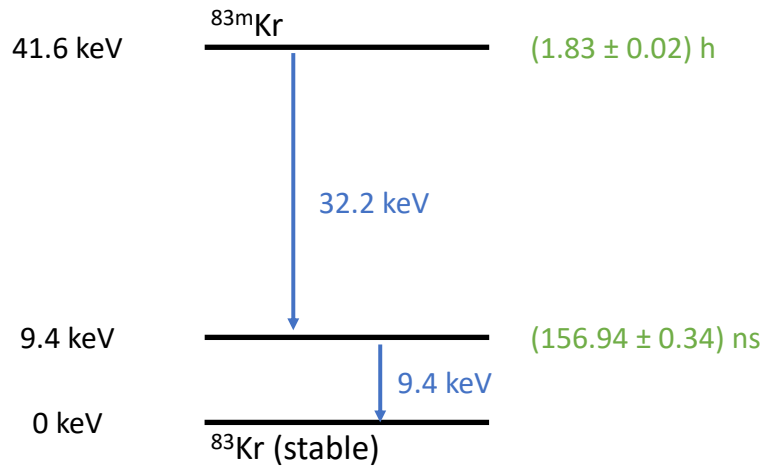


Fig. 5.3 – Décroissance du ^{83m}Kr [99].

Pour calibrer XENON1T, l'énergie déposée par la source de calibration doit être parfaitement connue : nous devons donc sélectionner des événements correspondant aux décroissances du ^{83m}Kr , avec un dépôt d'énergie connue, c'est-à-dire avec une énergie de 32.2 keV, de 9.4 keV et de 41.6 keV. Dans ce dernier cas, l'énergie déposée correspond à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr qui n'ont pas pu être séparées l'une de l'autre. La séparation des décroissances du ^{83m}Kr dépend de plusieurs facteurs :

- Du temps entre les deux décroissances,
- Des caractéristiques des signaux détectés, en particulier de la largeur temporelle de ces signaux,
- De l'algorithme de reconstruction des événements, présenté en section 4.2.1.3.

Ainsi, comme nous allons le voir dans la suite de cette section, les signaux S1 et S2 ont des caractéristiques différentes qui permettront ou non de séparer les deux décroissances émises par le ^{83m}Kr .

5.1.2. Les signaux S2 attendus pour le ^{83m}Kr avec XENON1T

Comme présenté dans le chapitre 4, les signaux S2 sont induits par l'accélération des électrons (provenant de l'ionisation du xénon liquide) dans la phase gazeuse de la TPC. Cette accélération est produite sur environ 5 mm [83], induisant une largeur temporelle aux signaux S2, correspondant au temps d'émission sur cette distance. Ainsi, pour des électrons accélérés sur 5 mm, avec une vitesse $v_{gas} = 16.2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ [81], la largeur temporelle des signaux S2 est de $0.3 \mu\text{s}$. De plus, le nuage d'électrons produit lors de l'interaction de particules dans le xénon liquide doit dériver jusqu'en haut de la TPC. Durant cette dérive, le nuage d'électrons s'élargit par diffusion brownienne. En particulier, la diffusion dite longitudinale (c'est-à-dire parallèle au déplacement des électrons, et donc parallèle au champ électrique appliqué), illustrée en figure 5.4, induit une certaine distance entre *le haut et le bas* du nuage électronique (points noirs) qui se traduira par un délai entre le début et la fin de l'extraction des électrons dans la phase gazeuse. Le signal S2 qui en résulte possède donc une largeur temporelle σ_t . La diffusion longitudinale du nuage électronique est décrite par la constante de diffusion dans le xénon liquide D .

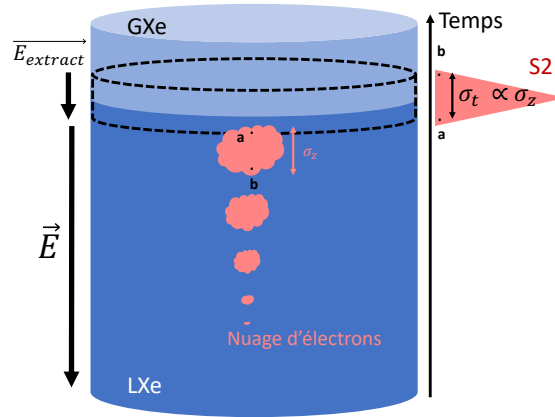


Fig. 5.4 – Principe de la diffusion longitudinale. Le nuage d'électrons diffuse dans la TPC lors de son voyage vers la phase gazeuse, induisant une largeur temporelle aux signaux S2.

En faisant l'approximation d'une source d'électrons ponctuelle, la diffusion est décrite par le mouvement brownien d'une distribution gaussienne de charge :

$$n = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D\Delta t}} \cdot \exp\left(\frac{-z^2}{4D\Delta t}\right) \quad (5.1)$$

où :

- n est la distribution d'électrons à un temps Δt (appelé temps de dérive),
- n_0 est le nombre total d'électrons au temps $\Delta t = 0$,
- z est la coordonnée suivant laquelle la diffusion a lieu (i.e. parallèle au plan de dérive des électrons).

La déviation standard suivant la coordonnée z du nuage d'électrons est :

$$\sigma_z = \sqrt{2D\Delta t} \quad (5.2)$$

Par transformation en coordonnées temporelles, la largeur σ_t des signaux S2 s'écrit :

$$\sigma_t = \frac{\sigma_z}{v_d} = \frac{\sqrt{2D\Delta t}}{v_d} \quad (5.3)$$

avec v_d la vitesse de diffusion des électrons dans le xénon liquide. v_d dépend du champ électrique appliqué et de la mobilité des électrons μ dans le xénon liquide, supposée constante pour des petits champs électriques appliqués ($\mu \approx 2\,000\text{ cm}^2/\text{V/s}$).

Une mesure de la diffusion des électrons dans XENON1T est présentée en section 5.5 et est d'environ $28\text{ cm}^2/\text{s}$. Ainsi, pour un signal S2 produit au centre de la TPC (soit à une profondeur de 50 cm), on obtient une largeur temporelle d'environ $1\ \mu\text{s}$, soit 100 fois supérieure au temps entre les deux décroissances de ^{83m}Kr . Dans la majorité des cas, il n'est pas possible de séparer les deux signaux S2 émis lors de la décroissance du ^{83m}Kr . On parle alors *d'empilement de signaux*. Un seul S2 sera donc détecté, avec une énergie totale correspondant à la somme des deux décroissances de ^{83m}Kr , soit 41.6 keV.

À noter que dans le cas où la décroissance du ^{83m}Kr est produite en haut de la TPC (par exemple à 1 cm du haut de la TPC), la largeur temporelle des signaux S2 induite par la diffusion des électrons est de l'ordre de grandeur du temps entre les deux décroissances de ^{83m}Kr . Il est alors possible de distinguer les deux signaux S2 (voir section 5.2.1).

5.1.3. Les signaux S1 attendus pour le ^{83m}Kr avec XENON1T

Contrairement aux signaux S2, les signaux S1 sont émis très rapidement après une interaction. En effet, ces signaux de lumière émis par les dimères de xénon excités (Xe_2^*) ne dépendent que du temps de désexcitation de ces derniers. Comme présenté en section 4.1.2, le Xe_2^* possède deux états dont les temps de décroissance sont inférieurs à quelques dizaines de nanosecondes. Le temps de recombinaison des électrons, qui n'ont pas pu s'échapper du point d'interaction, ajoute un délai de l'ordre de 40 ns. Ainsi, un signal S1 a une largeur temporelle typique de l'ordre de la centaine de nanosecondes, du même ordre de grandeur que la demi-vie entre les deux décroissances du ^{83m}Kr . Il est donc possible de séparer ces deux décroissances en utilisant les signaux S1.

Il est également possible d'avoir un empilement de signaux S1 correspondant à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr dans le cas où ces deux décroissances sont émises très proches en temps (inférieur à 100 – 200 ns). En effet, dans ce cas, l'algorithme de reconstruction (présenté en section 4.2.1.3) n'est pas capable de séparer les différents signaux S1 émis. Un seul signal S1 avec une énergie de 41.6 keV est donc détecté.

5.1.4. Conclusion

La courte demi-vie du niveau intermédiaire du ^{83m}Kr (à 9.4 keV) permet d'accéder à différents types d'évènements. Les trois types de topologies d'évènements sont ceux possédant :

1. Deux signaux S1 et un seul signal S2 (2 S1 / 1 S2). Grâce au temps typique entre les deux signaux S1, cette population a l'avantage d'être facilement identifiable. Un exemple d'un tel évènement est présenté en figure 5.5. La forme d'onde¹ de cet évènement permet d'identifier les deux signaux S1, séparés de 600 ns, soit un peu moins de 4 fois la demi-vie du niveau intermédiaire du ^{83m}Kr . En revanche, un seul signal S2 peut être observé en figure 5.5.
2. Un seul signal S1 et un seul signal S2 (1 S1 / 1 S2). Cette population, dite d'empilement de signaux, où les deux décroissances du ^{83m}Kr ne sont pas séparées (ni en S1, ni en S2), sera utilisée afin de vérifier les résultats obtenus grâce à la population 2 S1 / 1 S2.
3. Deux signaux S1 et deux signaux S2 (2 S1 / 2 S2). Cette population possède une statistique très faible et n'est visible qu'en haut de la TPC (voir section 5.2.1). Elle ne sera donc pas utilisée pour la calibration du détecteur.

5.2. Sélections des différentes populations du ^{83m}Kr

Dans la suite de cette section, la sélection des populations 2 S1 / 1 S2 et 1 S1 / 1 S2 est présentée. Comme décrit en section 5.1.2, la grande majorité des deux décroissances du ^{83m}Kr ne sont pas séparées dans le cas des signaux S2. Ainsi la sélection des populations décrites ici se basera sur des variables reliées aux signaux S1. Un algorithme dédié a été mis en place afin de reconstruire les évènements avec deux signaux S1².

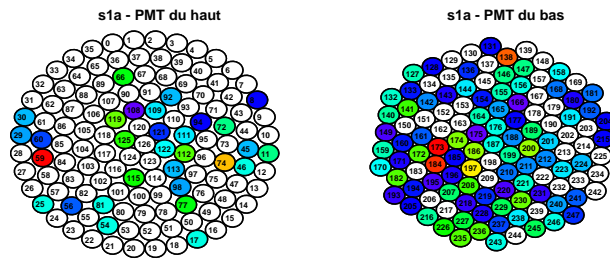
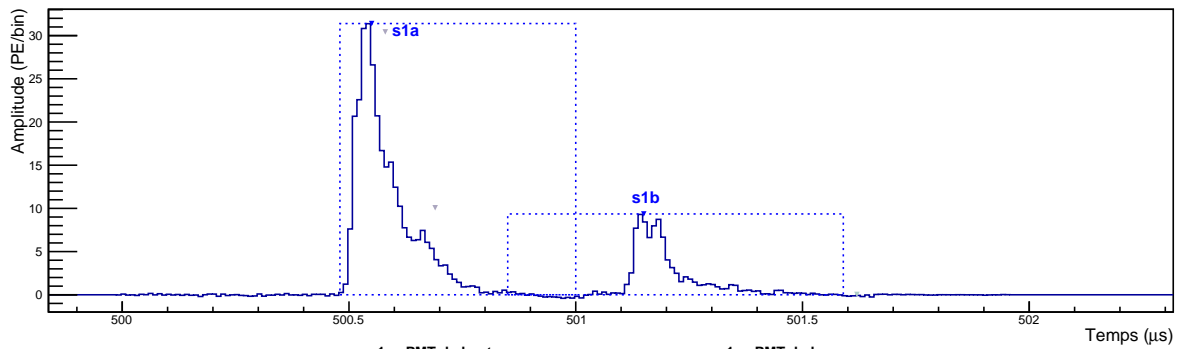
Différentes variables sont définies :

- $cS1_a$ (exprimé en photo-électron (PE), l'unité caractéristique des PMT³) est le premier signal S1 à être détecté en temps, corrigé pour les effets décrits en section 5.3.2. Il devrait donc correspondre à un signal avec une énergie de 32.2 keV d'après le schéma de décroissance du ^{83m}Kr (figure 5.3). $cS2_a$ (PE) est le premier signal S2 à être détecté en temps, corrigé pour les effets décrits en section 5.3.3. Il devrait donc

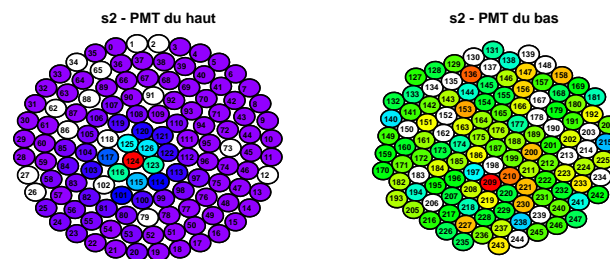
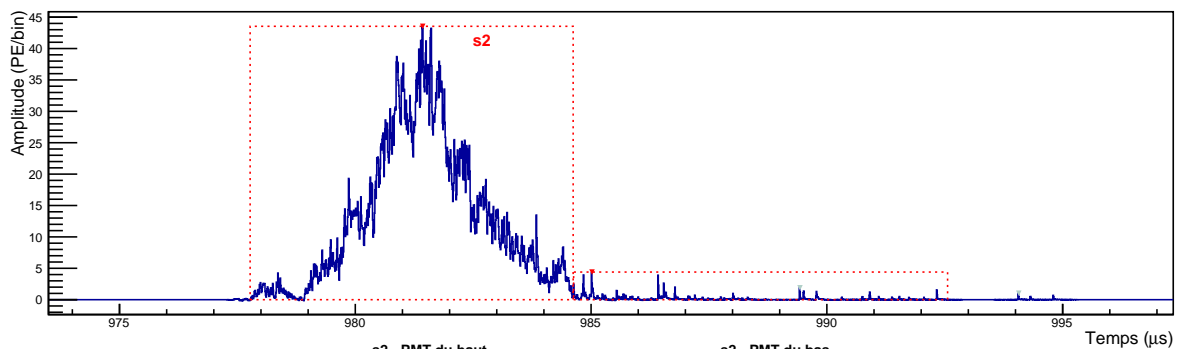
1. Les formes d'ondes sont définies en section 4.2.1.

2. A noter que cet algorithme a été spécialement développé pour l'étude des évènements avec deux signaux S1 distincts. Les évènements avec 1 seul signal S1 sont supprimés du jeu de données. La population avec un signal S1 correspondant à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr possède donc une statistique artificiellement faible. En effet, pour que cet évènement d'empilement de signaux soit conservé, il faut qu'un second signal S1, correspondant à du bruit de fond électronique par exemple, soit détecté (voir section 5.2.3).

3. On parle de photo-électrons car ils sont produits par effet photo-électrique sur la photo-cathode du PMT.



(a)



(b)

Fig. 5.5 – Forme d’onde d’un évènement provenant d’une décroissance de ^{83m}Kr . Les signaux S1 (a) provenant des deux décroissances du ^{83m}Kr sont bien séparés en temps. Le premier signal détecté, noté s1a, correspond à une énergie de 32.2 keV. Le second signal S1, noté s1b, correspond à une énergie de 9.4 keV. Un seul signal S2 (b), combinant les deux décroissances, peut être observé. Le signal S2 a une largeur temporelle typique de plusieurs microsecondes. Les PMT qui détectent les premiers signaux S1 et S2 sont également représentés. Du fait de la réflexion des photons sur la phase gazeuse, le signal S1 est majoritairement détecté par les PMT du bas, de façon homogène. Le signal S2, produit proche des PMT du haut, est très localisé sur ces derniers.

correspondre à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr , soit 41.6 keV, puisque les deux signaux S2 ne sont pas séparés dans la majorité des cas.

- $cS1_b$ (PE) est le second signal S1 à être détecté en temps, corrigé pour les effets décrits en section 5.3.2. Il devrait donc correspondre à un signal avec une énergie

de 9.4 keV. $cS2_b$ (PE) est le second signal S2 à être détecté en temps. Il devrait correspondre à un évènement de bruit de fond.

Pour la sélection des évènements de ^{83m}Kr qui nous intéressent, nous allons nous baser sur la figure 5.6, où l'on peut observer les deux variables qui vont nous permettre cette sélection : le signal $cS1_b$ en fonction de $cS1_a$.

Ainsi, connaissant les caractéristiques du ^{83m}Kr et en faisant la première hypothèse que la réponse de notre détecteur est linéaire avec le dépôt d'énergie, on s'attend à mesurer un signal $cS1_a$ trois fois plus grand que le signal $cS1_b$ (puisque $32.2 \text{ keV} \approx 3 * 9.4 \text{ keV}$). Ainsi, la région entourée en rouge, avec $cS1_a \approx 250 \text{ PE}$ et $cS1_b \approx 90 \text{ PE}$, correspond à une décroissance de ^{83m}Kr où $cS1_a$ est produit par la première décroissance du ^{83m}Kr et $cS1_b$ par la seconde.

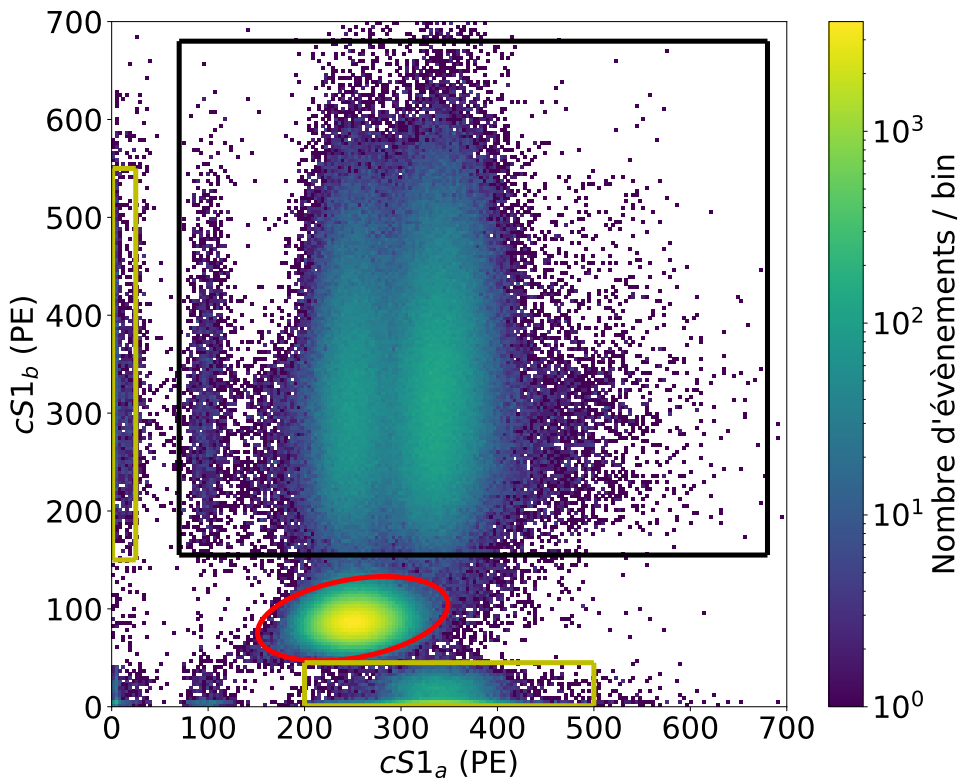


Fig. 5.6 – $cS1_b$ en fonction de $cS1_a$ pour une calibration au ^{83m}Kr . Aucune sélection n'est appliquée. Une calibration dure environ 24 heures. L'ellipse rouge représente la population avec deux signaux S1 distincts. Les carrés jaunes foncés représentent les populations d'empilement de signaux avec un seul signal S1. Le carré noir représente la population de pile-up d'évènements.

D'autres régions sont visibles sur la figure 5.6. En particulier, à très basse énergie ($cS1_a \approx cS1_b \approx 20 \text{ PE}$), une population d'électrons célibataires est visible. En effet, les photons émis par un signal S2⁴ peuvent produire un effet photoélectrique sur les

4. Les électrons célibataires sont majoritairement produits par des signaux S2, car beaucoup plus

impuretés présentes dans le xénon liquide ou sur les composants métalliques de la TPC, produisant quelques électrons libres. Ces électrons libres dérivent jusqu'à la phase gazeuse et produisent des signaux S2 de faibles intensités, pouvant être reconstruits comme des signaux S1 (à cause de leurs faibles largeurs temporelles) [86]. Les régions, entourées en jaune, où l'on observe soit un signal $cS1_a \approx 340$ PE et $cS1_b \approx 20$ PE, soit l'inverse (i.e. $cS1_b \approx 340$ PE et $cS1_a \approx 20$ PE), correspondent au cas où les deux signaux S1 de la décroissance du ^{83m}Kr subissent un empilement. Dans ce cas, l'un des deux signaux S1 est reconstruit comme la somme des décroissances du ^{83m}Kr et l'autre correspond à du bruit de fond (en particulier des électrons célibataires). Finalement, la région entourée en noir, où $cS1_a$ et $cS1_b$ sont compris entre 80 PE et 600 PE, correspond au cas où deux atomes de ^{83m}Kr distincts ont subi leurs décroissances en même temps. On parle alors de pile-up⁵ d'évènements. Dans ce cas de nombreuses combinaisons sont possibles : le premier signal S1 peut correspondre à la somme des décroissances d'un atome (i.e. 41.6 keV) et le second signal S1 peut correspondre à la décroissance de 32.2 keV ou de 9.4 keV d'un autre atome ou encore à la somme des deux décroissances de cet atome, et inversement.

Pour effectuer la sélection des populations qui nous intéresse, plusieurs variables seront utilisées :

- Les positions, corrigées des effets présentés en section 5.3.1, Z et $R = \sqrt{x^2 + y^2}$,
- Dt (ns) est le délai entre les deux signaux S1,
- $n\text{PMT}$ est le nombre de PMT qui contribuent au signal $cS1_b$ mais distincts des PMT qui contribuent au signal $cS1_a$.

La première sélection que l'on effectue est celle sur le volume fiduciel, basée sur les positions Z et R , et permettant, comme décrit en section 5.2.1, de ne considérer que les évènements avec un seul signal S2. Cette sélection est donc commune aux deux populations : 2 S1 / 1 S2 et 1 S1 / 1 S2.

5.2.1. Volume fiduciel

Puisque le ^{83m}Kr est uniformément réparti dans le xénon liquide (voir figure 5.17b) et puisque la radioactivité ambiante est majoritairement répartie sur les bords de la TPC, un volume fiduciel, au centre du détecteur et correspondant à une masse de 1 t de xénon liquide, est choisi pour effectuer cette calibration. Ce volume a été historiquement choisi comme volume pour la recherche de matière noire et revient à exclure environ 10 cm en haut et en bas de la TPC et environ 10 cm sur les cotés de la TPC. Ce choix permet également de réduire les effets induits par la déformation du champ électrique sur les bords du détecteur, décrite en section 5.3.1.

Il est important de comprendre que l'utilisation de ce volume fiduciel exclut

intenses que les signaux S1.

5. On parle de pile-up afin de différencier le cas où les signaux d'une décroissance se recouvrent et le cas où deux décroissances différentes se recouvrent.

la population avec deux signaux S2. En effet, comme présenté en section 5.1.2, seules les décroissances de ^{83m}Kr ayant lieu en haut de la TPC peuvent être observées comme deux signaux S2 distincts. La position des évènements avec deux signaux S2 provenant du ^{83m}Kr est donnée en figure 5.7b, indiquant clairement que la sélection d'un volume fiduciel qui exclut les 10 premiers centimètres (ligne rouge) de la TPC revient à exclure cette population. La distribution du signal $cS2_b$ en fonction du signal $cS2_a$ correspondant à cette population est donnée en figure 5.7a. La relation attendue (i.e. $cS2_a \approx 3 \times cS2_b$) entre ces deux grandeurs est bien visible⁶. Cette population possède une statistique très faible et n'est donc pas utilisée dans la suite.

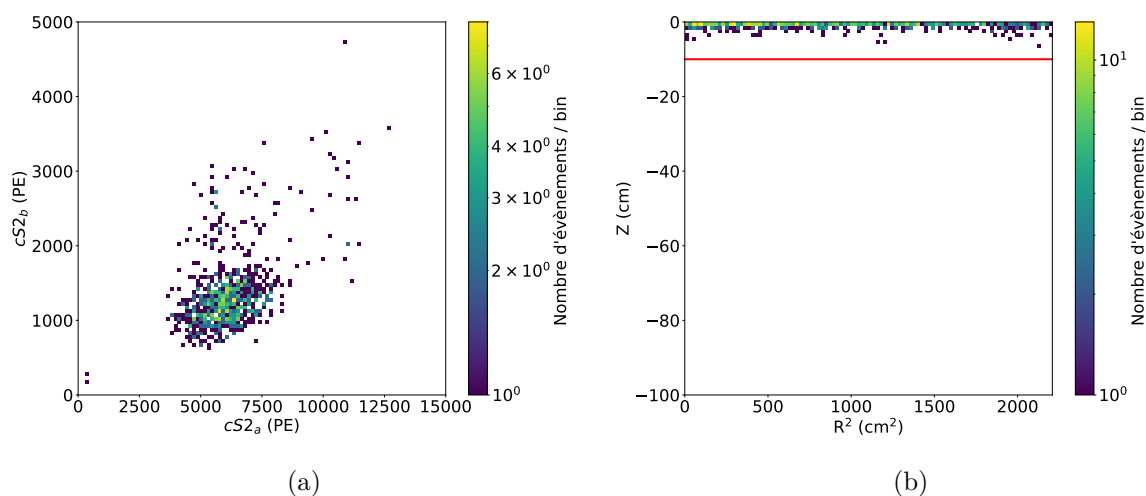


Fig. 5.7 – Distribution d'évènements avec deux signaux S2 (a) dans le plan $cS2_b$ en fonction de $cS2_a$ (b) dans le plan Z en fonction de R^2 , indiquant que cette population est uniquement visible en haut de la TPC. Les positions sont ici corrigées des effets décrits en section 5.3.1. La ligne rouge indique la limite supérieure utilisée pour la sélection du volume fiduciel. La sélection de ce volume rejette donc automatiquement tous les évènements avec deux signaux S2.

5.2.2. Sélection de la population à 2 S1 / 1 S2

Le but ici est de sélectionner des évènements avec deux signaux S1 distincts et un seul signal S2, et donc de *couper* les évènements qui ne nous intéressent pas dans nos données (on parle donc de *coupures*).

Les coupures utilisées pour obtenir la population 2 S1 / 1 S2 sont présentées dans la table 5.1. Le résultat final de ces coupures est présenté en figure 5.8 (à comparer avec la figure de référence, la figure 5.6).

⁶ La sélection de cette population est similaire à celle de la population 2 S1 / 1 S2 sans le volume fiduciel et avec une sélection sur le délai entre les deux signaux S2 identique à celle sur le délai entre les deux signaux S1 (voir section 5.2.2).

Coups	Valeurs	Efficacités cumulées
Volume fiduciel	$R < 36.94 \text{ cm}$ et $-92.6 \text{ cm} < Z < -9 \text{ cm}$	47.0%
Nombre de PMT distincts	$3 < n\text{PMT} < 30$	31.9 %
Délai	$500 < Dt < 2000 \text{ ns}$	12.48 %

TABLE 5.1 – Liste des coupures utilisées pour sélectionner la population 2 S1 / 1 S2. L'efficacité cumulée des coupures est également donnée. L'efficacité de la coupure est définie comme le nombre d'événements après coupure divisé par le nombre d'événements avant coupure. Les coupures sont appliquées les une après les autres.

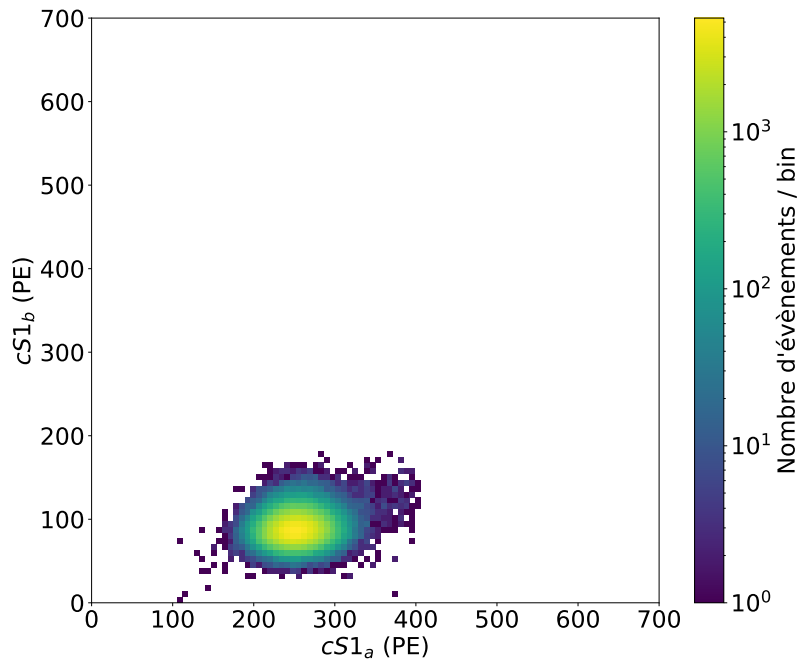


Fig. 5.8 – Signaux $cS1_a$ et $cS1_b$ après la sélection de la population 2 S1 / 1 S2.

5.2.2.1. Coupure sur le nombre de PMT distincts

En étudiant le nombre de PMT qui détectent uniquement le second signal S1 ($cS1_b$) (et qui ne détectent pas le signal $cS1_a$), il est possible de distinguer les signaux $cS1_b$ provenant de la deuxième décroissance du ^{83m}Kr des signaux dit *afterpulses*. Les afterpulses sont produits à l'intérieur des PMT après qu'un premier signal ait été détecté. Ils sont produits à cause de la présence de gaz résiduels à l'intérieur des PMT. Ainsi, lorsqu'un photon arrive sur un PMT, il produit des photo-électrons⁷. Ces photo-électrons sont accélérés par une série de dynodes, et acquièrent assez d'énergie pour ioniser les gaz résiduels présents dans le PMT. Les ions positifs ainsi créés sont alors guidés vers la photo-cathode où ils produisent à leur tour des photo-électrons, induisant donc un signal secondaire qui est alors traité comme un signal S1 [100].

7. On parle de photo-électrons car ils sont produits par effet photo-électrique sur la photo-cathode du PMT.

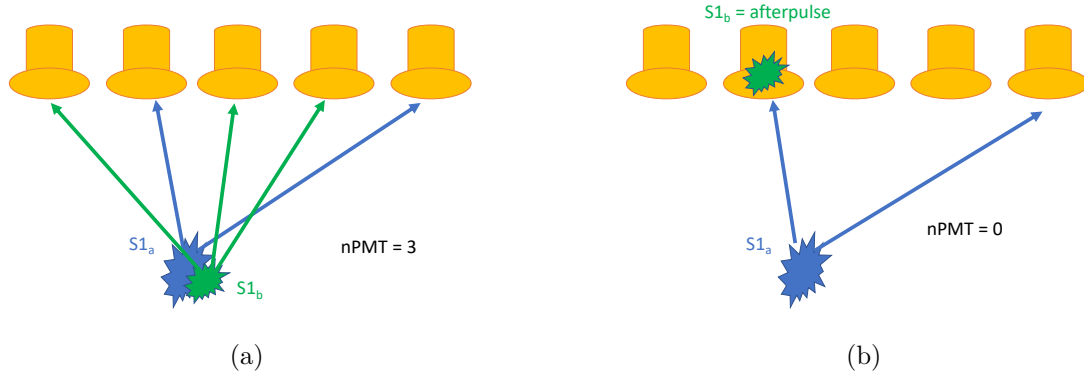


Fig. 5.9 – Illustration de la détection des signaux $S1$ dans le cas d'une décroissance ^{83m}Kr avec (a) une détection normale des deux signaux provenant des décroissances et avec (b) la production d'un signal d'afterpulse reconstruit comme un signal $S1$. $nPMT$ traduit le nombre de PMT qui détectent le signal $cS1_b$ mais pas le signal $cS1_a$.

Puisque les afterpulses sont produits après qu'un premier signal ait été détecté, alors, dans notre cas, ils seront reconstruits comme des signaux $cS1_b$ et ne seront détectés que dans le PMT où ils ont été produits. En revanche, un signal $S1$ produit dans la TPC sera détecté par plusieurs PMT en même temps. De plus, comme illustré en figure 5.9, à cause de la diffusion et des réflexions importantes des photons des signaux $S1$ dans la TPC, et même si les deux décroissances de ^{83m}Kr sont produites à des positions très proches dans la TPC (au vu du faible délai entre les deux décroissances), les deux signaux $S1$ seront détectés par plusieurs PMT différents. Ainsi, les évènements où le signal $cS1_b$ est produit par un afterpulse aura comme caractéristique d'avoir un nombre de PMT détectant le signal $cS1_b$ distincts de ceux détectant le signal $cS1_a$ faible. Il est donc possible de supprimer les évènements où le signal $cS1_b$ est en réalité un afterpulse en ne considérant que les évènements où le nombre de PMT détectant le signal $cS1_b$ distincts de ceux détectant le signal $cS1_a$ est supérieur à 3.

En figure 5.10, la distribution du délai entre les signaux $cS1_a$ et $cS1_b$ (Dt) pour des évènements où le nombre de PMT distincts entre le signal $cS1_b$ et $cS1_a$ ($nPMT$) est inférieur à 3 permet de visualiser les différents afterpulses. La vitesse de déplacement des ions étant différente suivant la nature de ceux-ci, il est possible d'identifier la provenance des afterpulses grâce au délai entre l'afterpulse et le signal qui l'a produit. Ces délais ont été calculés dans les PMT de XENON1T et sont représentés par les lignes verticales en figure 5.10 [100].

La distribution des évènements supprimés par la coupure sur le nombre de PMT distincts est donnée en figure 5.11, indiquant bien que la coupure $nPMT > 3$ supprime les évènements où un seul $S1$ est mesuré ($cS1_b$ étant un afterpulse). La coupure $nPMT < 30$ permet de réduire la population où un pile-up d'évènements est présent. En effet, dans ce cas, les décroissances d'atomes différents pouvant avoir lieu à différentes positions dans la TPC, le nombre de PMT touché est plus important que dans le cas d'une interaction unique, plus localisée.

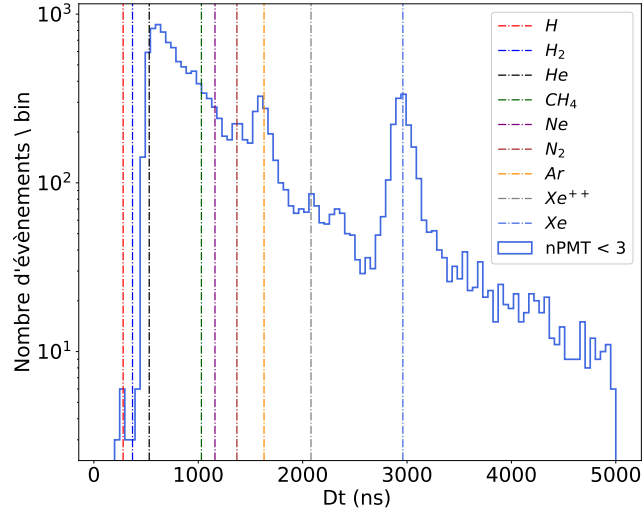


Fig. 5.10 – Distribution du délai entre les signaux $cS1_a$ et $cS1_b$ (Dt) pour des évènements où le nombre de PMT distincts entre le signal $cS1_b$ et le signal $cS1_a$ ($nPMT$) est inférieur à 3, permettant de visualiser les afterpulses. La vitesse de déplacement des ions étant différente suivant la nature de ceux-ci, il est possible d'identifier la provenance de l'afterpulse grâce au délai entre celui-ci et le signal qui l'a produit. Ces délais ont été calculés dans les PMTs de XENON1T et sont représentés par les lignes verticales [100].

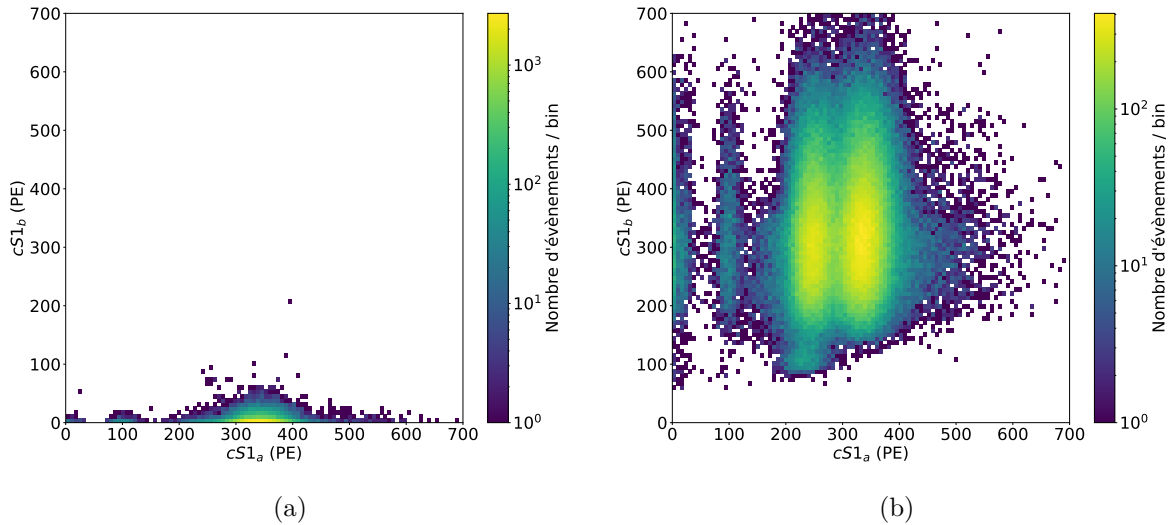


Fig. 5.11 – Population d'évènements supprimés par les coupures sur le nombre de PMT distincts (la coupure sur le volume fiduciel est appliquée) : (a) $nPMT \leq 3$, le signal $cS1_b$ est alors de faible intensité, correspondant à un afterpulse. (b) $nPMT > 30$, le signal $cS1_b$ correspond à des pile-up d'évènements.

5.2.2.2. Coupure sur le délai entre les deux signaux S1

La séparation des deux signaux S1 émis lors d'une décroissance de ^{83m}Kr dépend du temps entre les deux décroissances, c'est-à-dire le délai Dt . Si ce temps est trop petit, les deux signaux S1 seront reconstruits partiellement ou totalement l'un avec l'autre. Or, durant une calibration, on cherche à connaître parfaitement l'énergie déposée dans le détecteur. Si les deux signaux S1 se recouvrent, alors une partie du signal $cS1_a$ sera

reconstruite comme faisant partie du signal $cS1_b$, donnant un signal $cS1_b$ plus intense et un signal $cS1_a$ plus faible. Ce comportement peut être observé en figure 5.12. A faible délai entre les deux signaux ($Dt < 250$ ns), le signal $cS1_a$ diminue, alors que le signal $cS1_b$ augmente, lorsque le délai diminue. Ces événements doivent être rejetés.

Puisque les deux signaux S1 sont supposés être constants en fonction du délai (puisque ils ne dépendent que de la décroissance radioactive), une étude des signaux S1 en fonction du délai, nous permet de déterminer l'intervalle où ils ne se recouvrent plus et donc où ils sont constants. D'après la figure 5.12, les signaux S1 sont constants pour un délai supérieur à 500 ns.

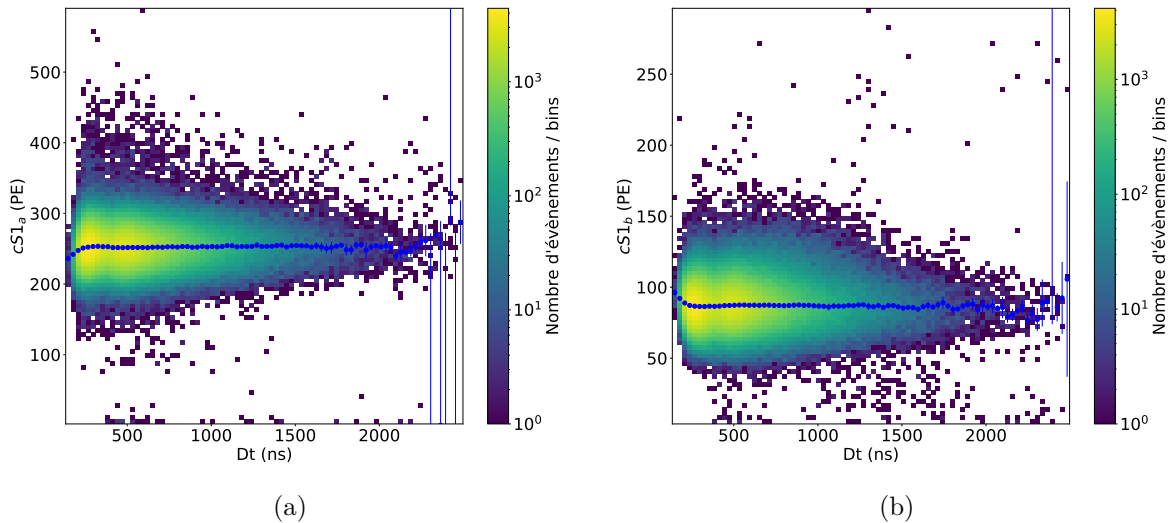


Fig. 5.12 – Signaux S1 corrigés en fonction du délai. Les points bleus représentent les valeurs moyennes des signaux S1. Les coupures sur le nombre de PMT distincts entre $cS1_b$ et $cS1_a$ et sur le volume fiduciel sont appliquées. A faible délai entre les deux signaux ($Dt < 250$ ns), le signal $cS1_a$ diminue, alors que le signal $cS1_b$ augmente lorsque le délai diminue, indiquant le recouvrement partiel de ces deux signaux l'un avec l'autre.

La figure 5.13a présente le signal $cS1_b$ en fonction du signal $cS1_a$ pour des événements avec $Dt > 2\,000$ ns, permettant de vérifier que les populations où les deux décroissances de ^{83m}Kr se recouvrent totalement et celles de pile-up d'évènements sont majoritairement présentes pour de grands délais. En effet, pour des délais supérieurs à 2 000 ns, c'est-à-dire environ 12 fois la demi-vie de la deuxième décroissance du ^{83m}Kr , si le premier signal correspond à la première décroissance de ^{83m}Kr , alors il est très peu probable que le second signal corresponde à la deuxième décroissance de ^{83m}Kr mais plutôt à un bruit de fond ou à la décroissance d'un second atome de ^{83m}Kr .

La figure 5.13b donne la distribution des événements obtenus lors d'une calibration⁸ en fonction du temps entre les deux signaux S1. Deux pics, le premier à 300 ns et le second à 500 ns, sont visibles et étaient déjà présents en figure 5.12. Le premier pic correspond au cas où les signaux $cS1_a$ et $cS1_b$ se recouvrent partiellement. Ainsi, en ne

8. Les coupures sur le nombre de PMT distincts entre $cS1_b$ et $cS1_a$ et sur le volume fiduciel sont appliquées.

considérant que les évènements avec un temps entre les deux signaux S1 supérieur à 500 ns, la décroissance radioactive du niveau intermédiaire du ^{83m}Kr est clairement visible. La demi-vie correspondante est déterminée grâce à un ajustement par une exponentielle décroissante sur l'intervalle de temps [500; 2 000] ns. La demi-vie mesurée est $t_{1/2} = (157.49 \pm 0.34)$ ns, en adéquation avec la valeur de référence de (156.94 ± 0.34) ns, donnée en figure 5.3 : l'ensemble des coupures indiquées en table 5.1 permet donc bien **de sélectionner les évènements avec deux signaux S1 séparés et un seul signal S2** (puisque la coupure sur le volume fiduciel est appliquée) et correspondant à une décroissance de ^{83m}Kr .

A noter que sur la figure 5.13b, il n'y a pas d'évènements avec un délai très petit (c'est-à-dire $Dt < 150$ ns). Cela est dû au fait que l'algorithme utilisé pour cette étude a spécialement été conçu pour sélectionner les évènements avec deux signaux S1 séparés. Ainsi, lorsque le temps entre ces deux signaux est trop petit, ils sont reconstruits comme un seul et unique signal, or si un autre signal S1 n'est pas produit (par du bruit de fond électronique ou par la décroissance d'un autre atome), alors cet évènement est supprimé des données car ne respectant pas la première condition pour notre étude.

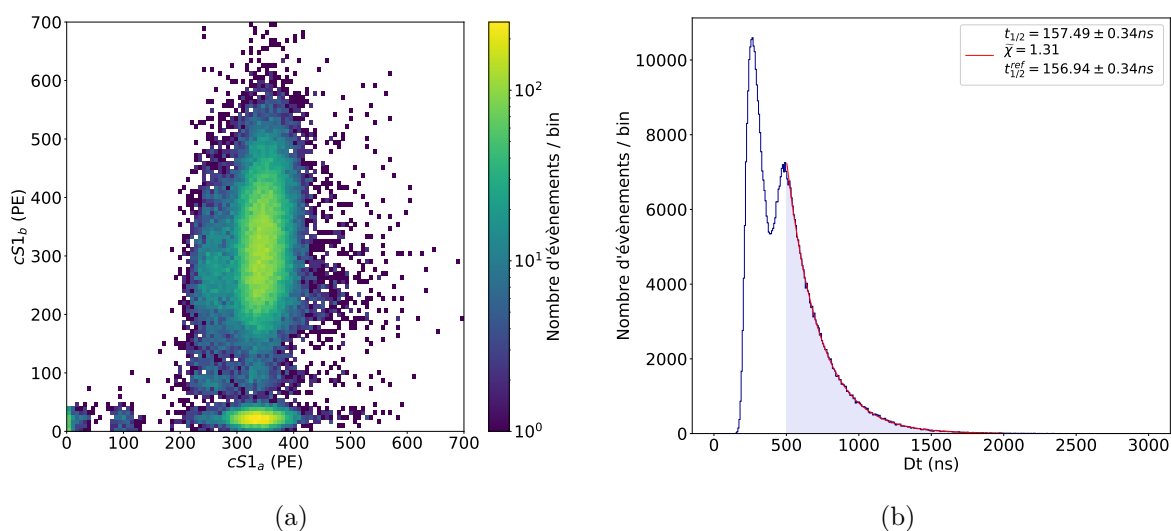


Fig. 5.13 – (a) Évènements rejetés par la coupure $Dt > 2000$ ns (les coupures sur le nombre de PMT distincts entre $cS1_b$ et $cS1_a$ et sur le volume fiduciel sont appliquées). (b) Distribution des évènements lors d'une calibration de ^{83m}Kr en fonction du temps entre les deux signaux S1 (les coupures sur le nombre de PMT distincts entre $cS1_b$ et $cS1_a$ et sur le volume fiduciel sont appliquées). Un ajustement avec une exponentielle décroissante permet de déterminer la demi-vie de la seconde décroissance de ^{83m}Kr .

5.2.3. Sélection de la population à 1 S1 / 1 S2

Les coupures utilisées pour sélectionner la population où les deux signaux S1 et les deux signaux S2 des décroissances du ^{83m}Kr se recouvrent totalement (c'est-à-dire où les signaux $cS1_a$ et $cS2_a$ correspondent à une énergie de 41.6 keV) sont données dans la table 5.2 et le résultat des coupures est indiqué en figure 5.14.

L'algorithme utilisé a été conçu pour étudier les évènements avec deux signaux S1

distincts. Ainsi, dans le cas où il n'y a qu'un seul signal S1 provenant du ^{83m}Kr , le second signal S1 défini par l'algorithme utilisé correspond à un autre type d'interactions (une décroissance d'un autre atome de ^{83m}Kr ou encore un évènement de bruit de fond). Cette population d'empilement de signaux souffre donc d'un manque de statistiques (voir table 5.2) car il est probable de ne pas *réussir* à détecter de second signal S1 lorsque le premier correspond au recouvrement des deux signaux S1 du ^{83m}Kr . Dans ce cas, l'évènement n'est pas conservé.

Coupages	Valeurs	Efficacités cumulées
Volume fiduciel	$R < 36.94 \text{ cm}$ et $-92.6 \text{ cm} < Z < -9 \text{ cm}$	47.04 %
Nombre de PMT distincts	$n\text{PMT} \leq 3$	2.65 %
Délai	$Dt < 2 \text{ 700 ns}$	0.66 %
Premier S1	$150 < cS1_a < 500 \text{ PE}$	0.65 %
Le second S2 détecté doit être du bruit de fond	$cS2_a(\text{PE}) > cS2_b(\text{PE})$	0.30 %

TABLE 5.2 – Liste des coupures utilisées pour sélectionner les évènements de ^{83m}Kr où les deux signaux S1 et les deux signaux S2 sont totalement recouverts. L'efficacité cumulée des coupures est également donnée. L'efficacité de la coupure est définie comme le nombre d'évènements après coupure divisé par le nombre d'évènements avant coupure. Les coupures sont appliquées les une après les autres.

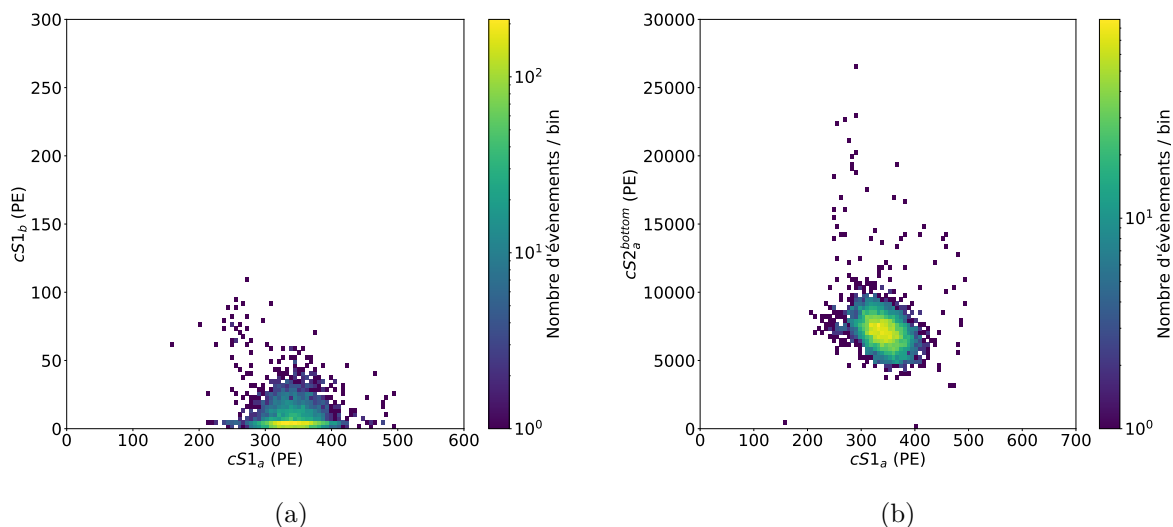


Fig. 5.14 – (a) $cS1_b$ en fonction de $cS1_a$ après la sélection de la population avec 1 S1 / 1 S2, donnée en table 5.2. $cS1_a$ correspond alors à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr . $cS1_b$ correspond à un évènement de bruit de fond. (b) $cS2_a^{bottom}$ en fonction de $cS1_a$ après la sélection de la population avec 1 S1 / 1 S2, donnée en table 5.2. La notation *bottom* fait référence au fait que seule la partie du signal S2 détectée par les PMT du bas de la TPC est utilisée pour l'analyse (voir section 5.3.3).

La coupure la plus importante est celle sur le nombre de PMT distincts entre le signal $cS1_b$ et $cS1_a$. En effet, dans la section précédente, cette variable a été utilisée pour supprimer les évènements où le second signal S1 correspond à un afterpulse, produit à l'intérieur des PMT. Ici, cette sélection est inversée $n\text{PMT} \leq 3$. Cette nouvelle coupure permet de sélectionner les évènements où le second signal S1 correspond à un afterpulse (voir figure 5.11). Dans ce cas, il est très probable que le premier signal corresponde à

un empilement des deux signaux S1 produits par une décroissance de ^{83m}Kr , avec une énergie de 41.6 keV. La coupure sur le délai a été choisie afin de rejeter la population avec un pile-up d'évènements tout en conservant un maximum de statistique possibles. Les coupures sur l'intensité du signal $cS1_a$ et celle du signal $cS2_a$ ont été choisies afin de *nettoyer* un peu plus la population que l'on souhaite étudier.

5.3. Correction des signaux

Comme présenté dans la section 4.2.3, la reconstruction des évènements produits dans la TPC est basée sur la détection des photons (donnant le signal S1) et des électrons (donnant le signal S2) émis lors d'une interaction dans le volume de détection. Pour rappel, l'énergie déposée est reconstruite comme la somme des signaux S1 et S2, la position Z est reconstruite comme le temps entre la détection du signal S1 et celle du signal S2, et la position $x - y$ est déterminée grâce à la distribution du signal S2 sur les PMT de la rangée du haut.

Or, puisque le détecteur que l'on utilise n'est pas parfait, les signaux S1 et S2 détectés sont soumis à différents effets qui nécessitent d'être corrigés. Ces effets sont en particulier reliés à la position des interactions ayant produit les signaux détectés.

Le ^{83m}Kr étant une source homogène, uniformément répartie dans la TPC, c'est la source de référence pour des corrections majeures.

5.3.1. Correction de la position

La reconstruction de la position d'une interaction dans la TPC dépend essentiellement de la collection des charges (des électrons) émis lors de cette interaction. La position $x - y$ est déterminée grâce à la distribution du signal S2 sur les PMT de la rangée du haut. De même, la position Z dépend du temps de dérive des électrons et est directement liée au champ électrique appliqué dans la TPC. Or, ce champ électrique n'est pas homogène près des bords de la TPC, mais est dévié à cause de la présence de charges négatives qui s'accumulent sur les murs de la TPC, composés de panneaux de PTFE. Ces charges négatives sont produites suite à l'interaction des photons produits dans la phase gazeuse (ayant assez d'énergie pour ioniser le PTFE) avec les panneaux, créant des paires électrons-trous sur ces derniers [83]. Ces charges sont responsables de la distorsion du champ électrique sur les bords de la TPC, visible en figure 5.15.

Cette distorsion induit une mauvaise reconstruction de la position des évènements : ils sont reconstruits avec une position décalée vers l'intérieur de la TPC. L'effet est d'autant plus important que l'on se rapproche des murs et que le temps de dérive est important. Cet effet est particulièrement visible sur les figures 5.16a et 5.17a.

En figure 5.16a, la position observée dans le plan $x - y$ (intégrée en Z) est donnée pour des évènements ^{83m}Kr . On peut alors observer des déviations régulières des évènements

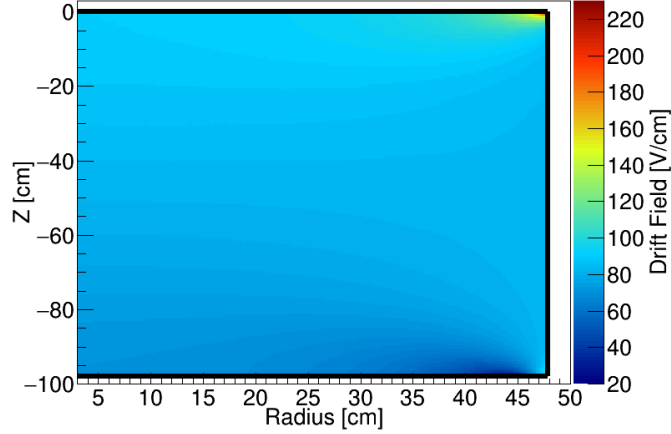


Fig. 5.15 – Simulation du champ électrique de XENON1T, indiquant une distorsion de celui-ci sur les bords de la TPC [101]. A faible rayon, l'intensité du champs électrique varie en fonction de Z . Cet effet, dû à la distorsion du champ électrique, a déjà été observé dans l'expérience LUX (TPC double phase remplie de xénon liquide) [102].

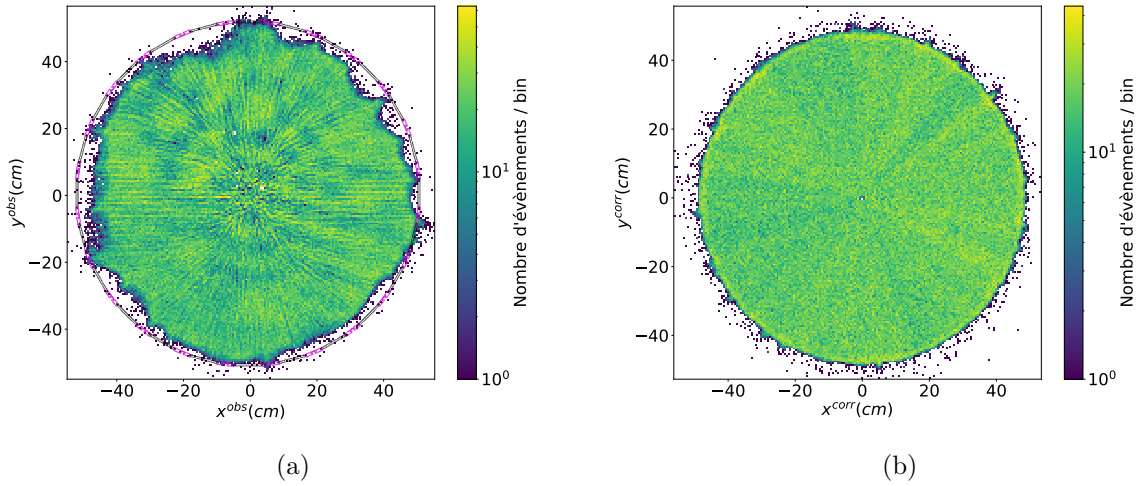


Fig. 5.16 – Distribution de la position des évènements de ^{83m}Kr sans (a) et avec (b) correction de la distorsion du champ électrique. La distribution des évènements devient homogène lorsque la correction est appliquée, en particulier pour les évènements avec un grand rayon. En figure (a), les lignes noires représentent la position des panneaux en PTFE non en contact avec les électrodes. Les lignes roses indiquent la position des panneaux en PTFE en contact avec les électrodes [83]. Les interactions proches des électrodes, mises en place pour s'assurer de l'uniformité du champ électrique, sont moins déviées vers l'intérieur de la TPC. Ceci indique que l'accumulation de charges négatives sur les panneaux en PTFE est bien responsable de la distorsion du champ électrique [83].

vers l'intérieur de la TPC, correspondant à la position des panneaux en PTFE qui ne sont pas en contact avec les électrodes (représentées en noir). Ces électrodes ont été construites pour rendre le champ électrique le plus uniforme possible. Les évènements produits proche des électrodes (représentées en rose) sont donc moins déviés [83]. De même, la figure 5.17a illustre que les évènements ayant lieu au bord de la TPC sont déviés vers l'intérieur, en particulier à grand Z .

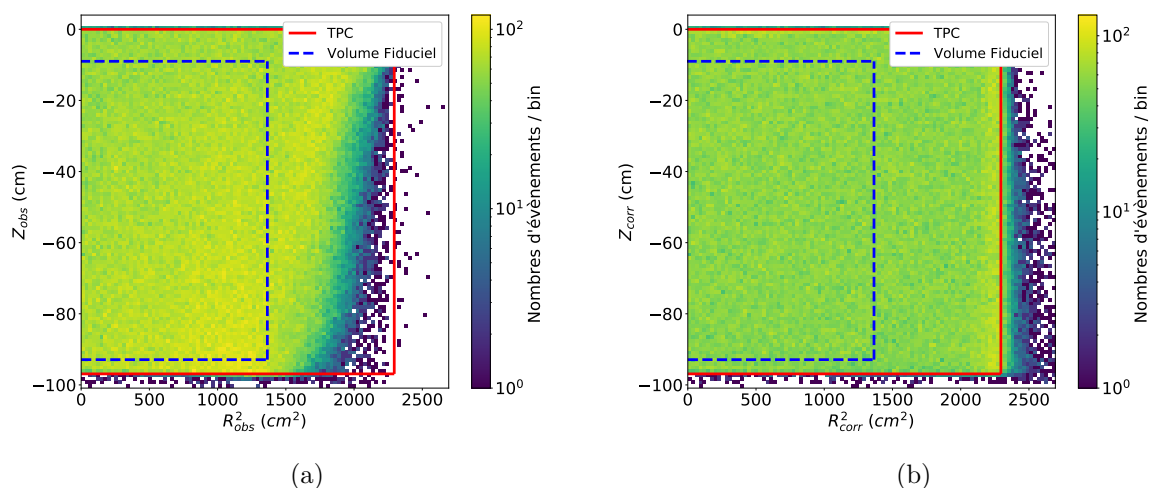


Fig. 5.17 – Distribution de la position des évènements de ^{83m}Kr sans (a) et avec (b) correction de la distorsion du champ électrique, montrant une distribution homogène avec correction, en particulier pour les évènements avec un grand rayon. Les lignes rouge représentent le bord de la TPC. Les lignes bleues représentent le volume fiduciel correspondant à 1 tonne de xénon liquide. Quelques évènements sont mal reconstruits avec une position en dehors de la TPC.

Une carte de correction permettant de rectifier la distorsion du champ électrique a été déterminée en se basant sur les calibrations au ^{83m}Kr . En effet, puisque le ^{83m}Kr est uniformément réparti dans la TPC, il est possible de segmenter la TPC en plusieurs petits volumes (voxels). Le rayon observé R_{obs} des évènements ^{83m}Kr dans chaque voxel est alors corrigé afin qu'ils soient régulièrement espacés en R^2 . La position Z_{obs} est également corrigée telle que $Z_{corr} = -\sqrt{Z_{obs}^2 - (R_{corr} - R_{obs})^2}$ [83]. Le résultat de cette correction est donné en figures 5.16b et 5.17b. Dans la suite, et pour faciliter les notations, les positions corrigées seront notées Z et R .

5.3.2. Correction des signaux S1

Pour un dépôt d'énergie donnée, la quantité de lumière collectée dépend de la position de l'interaction dans la TPC. En effet, plusieurs effets affectent l'efficacité de détection de la lumière, comme des effets d'angle solide, la réflexion de la lumière sur les murs de la TPC ou encore l'efficacité des PMT. La correction des signaux S1, appelée carte LCE (Light Collection Efficiency), donnée en figure 5.18, est exprimée comme la différence relative entre un signal S1 mesuré et celui attendu lors d'une calibration. Grâce à son homogénéité, le ^{83m}Kr est de nouveau utilisé pour établir cette carte en coordonnées $Z - R$. Pour déterminer la carte LCE, le volume de détection est artificiellement découpé en petits volumes en fonction de la position Z et R . Pour chaque volume, le signal S1 mesuré provenant de la décroissance du ^{83m}Kr ⁹ est comparé à la moyenne de ce signal dans toute la TPC. La carte est donc normalisée et le signal S1 corrigé $cS1$ s'écrit :

9. C'est le signal S1 correspondant à 32.2 keV qui est utilisé ici.

$$cS1 = \frac{S1}{LCE(x, y, Z)} \quad (5.4)$$

La collection de lumière est maximale pour des évènements ayant lieu au centre de la TPC et minimale pour des évènements ayant lieu en haut de la TPC, près de l'interface liquide-gaz qui réfléchit une grande partie de la lumière. Ce sont donc les PMT du bas qui détectent majoritairement le signal S1 [70].

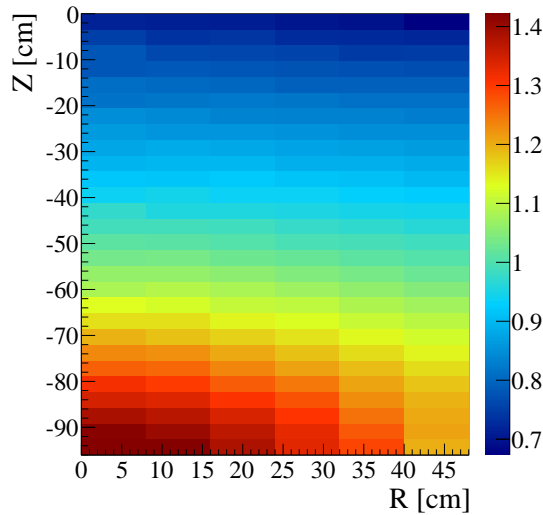


Fig. 5.18 – Carte de correction de la collection de lumière (LCE) dans XENON1T, correspondant à l'efficacité de collection de lumière relative au rendement de lumière moyen détecté dans toute la TPC [70].

5.3.3. Méthode de correction des signaux S2 et suivi temporel de la pureté du xénon liquide

5.3.3.1. Correction en fonction de la position $x - y$

Comme introduit en section 4.2.3, le signal S2 est produit par extraction des électrons dans la phase gazeuse, très proche des PMT en haut de la TPC. En conséquence, l'efficacité de détection du signal S2 dépend très fortement de la position $x - y$ de l'interaction à cause des effets d'angle solide et d'efficacité de collection de lumière des PMT. Ainsi, de la même façon que pour le signal S1, une carte de correction des signaux S2, donnée en figure 5.19, dépendante de la position $x - y$ a été développée en utilisant les calibrations au ^{83m}Kr ¹⁰. Deux cartes ont été développées : une pour les PMT du haut et une pour les PMT du bas. L'efficacité de détection des signaux S2 avec les PMT du haut est très dépendante de la position $x - y$. En particulier, des *trous* peuvent être visibles en figure 5.19a à cause de la présence de PMT défectueux et exclus de l'analyse. Le signal S2 étant moins intense et moins localisé que sur les PMT du haut, l'efficacité de détection des PMT du bas de la

¹⁰. Le signal S2 utilisé pour déterminer ces corrections correspond à une énergie déposée de 41.6 keV puisque la majorité des signaux S2 provenant des décroissances du ^{83m}Kr ne sont pas séparés.

TPC est beaucoup plus homogène. C'est pourquoi, seule la partie des signaux S2 détectée par les PMT du bas est utilisée pour la reconstruction de l'énergie déposée [70].

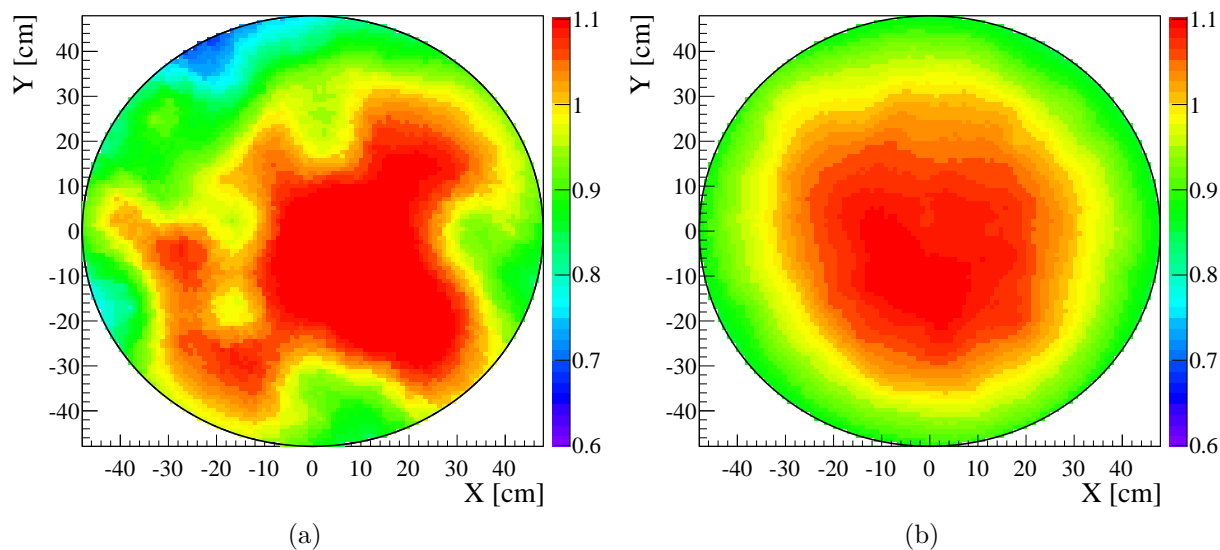


Fig. 5.19 – Carte de correction des signaux S2 pour les PMT du haut (a) et ceux du bas (b) [70]. La collection de lumière des signaux S2 est beaucoup plus homogène pour les PMT du bas. Le signal S2 y est moins intense et moins localisé que sur les PMT du haut.

5.3.3.2. Correction en fonction de la profondeur de l'interaction

A cause d'impuretés électro-négatives présentes dans le xénon liquide (telles que du dioxygène ou de l'eau), les électrons produits lors d'une interaction sont capturés au cours de leur dérive vers la phase gazeuse. Ainsi, la quantité d'électrons extraits dans la phase gazeuse est plus faible que celle réellement produite. Il en résulte une atténuation exponentielle du signal S2 mesuré qu'il faut corriger. Comme indiqué en figure 5.20, plus l'interaction a lieu en bas de la TPC (à grand temps de dérive) plus le signal S2 est atténué. De même, la distribution des signaux S2 est plus large à faible temps de dérive qu'à grand temps de dérive.

L'évolution du signal S2 en fonction du temps de dérive des électrons (Δt) s'écrit :

$$S2 = S2_0 \cdot \exp\left(\frac{-\Delta t}{\tau}\right) \quad (5.5)$$

avec

- $S2$ le signal mesuré après la dérive des électrons,
- $S2_0$ le signal qui aurait dû être mesuré sans présence d'impuretés dans le xénon liquide ($S2_0$ est donc égal au signal S2 mesuré en haut de la TPC),
- τ le temps de vie des électrons, qui peut se traduire comme un libre parcours moyen exprimé en unité de temps.

Ainsi, la mesure du temps de vie des électrons s'effectue en ajustant la fonction donnée en équation 5.5 sur la distribution des signaux S2 en fonction du temps de dérive.

Cette mesure permet de corriger le signal S2, mais également de déterminer la quantité d'impuretés présentes dans le xénon liquide.

En supposant que toutes les impuretés aient un comportement similaire à celui de l'oxygène (l'oxygène représente la majorité des impuretés), il est possible d'estimer le nombre d'impuretés N dans le xénon liquide [103] :

$$N = \frac{M \cdot 10^5}{\tau K_{02} \rho} \quad (5.6)$$

avec $M = 131$ g/mol, la masse molaire du xénon, $\rho = 2.83$ kg/m³, la densité du xénon liquide et $K_{02} \approx 2 \times 10^{11}$ m³/mol/s, le coefficient d'attachement des électrons avec du dioxygène qui dépend du champ électrique appliqué [103]. En prenant l'exemple d'un temps de vie des électrons dans XENON1T de 510 μ s, on obtient : $N \approx 0.5$ ppb. Cette concentration est très faible, équivalente à un microgramme d'impuretés par kilogramme de xénon liquide.

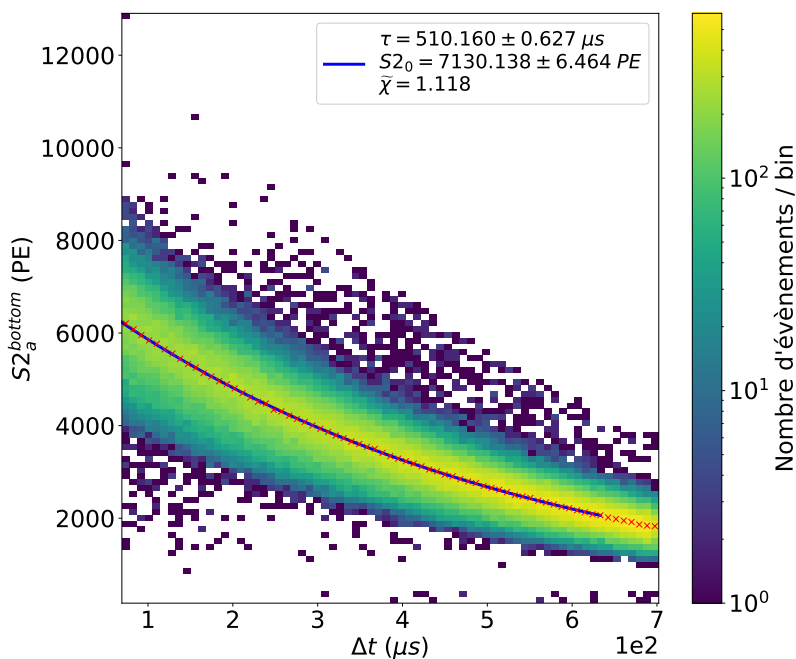


Fig. 5.20 – Évolution du signal S2 en fonction du temps de dérive des électrons (i.e. la profondeur de l'interaction), provenant d'une calibration au ^{83m}Kr (population 2 S1 / 1 S2). La présence d'impuretés électro-négatives dans le xénon liquide atténue le signal S2. Un ajustement de la médiane de la distribution des signaux S2 pour chaque temps de dérive (croix rouge) avec une fonction exponentielle (ligne bleue) permet de déterminer le temps de vie des électrons d'après l'équation 5.5. La notation *bottom* fait référence au fait que seule la partie du signal S2 détectée par les PMT du bas de la TPC, plus homogène que celle détectée par les PMT du haut, est utilisée (voir figure 5.19).

5.3.3.3. Suivi temporel de la pureté du xénon liquide

Le temps de vie des électrons a été régulièrement mesuré en utilisant les calibrations au ^{83m}Kr , permettant le suivi temporel du temps de vie des électrons (voir figure 5.21).

Cette figure a été réalisée en utilisant les signaux S2, détectés par les PMT du bas¹¹, et provenant de la population 2 S1 / 1 S2 du ^{83m}Kr (voir section 5.2.2), soit avec une énergie totale de 41.6 keV. Le temps de vie des électrons augmente avec le temps, indiquant que la concentration d'impuretés présente dans le xénon liquide diminue. Cette diminution est due au système de purification du xénon liquide qui fonctionne en continu. La diminution brutale du temps de vie des électrons en juin correspond à un nettoyage des grilles de la TPC qui a introduit des impuretés dans le xénon liquide¹².

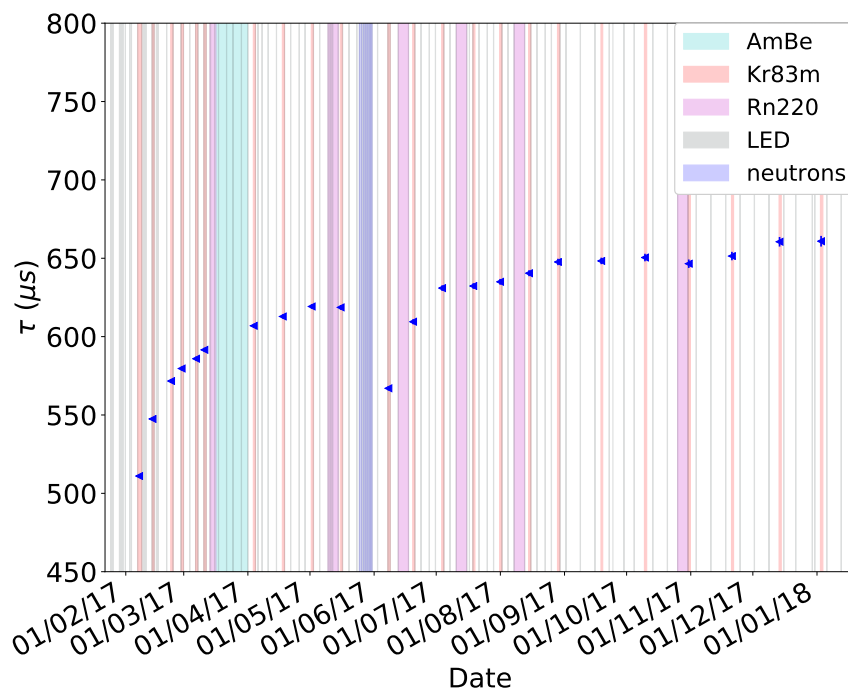


Fig. 5.21 – Suivi temporel du temps de vie des électrons durant le deuxième science run (SR1) utilisant les calibrations régulières au ^{83m}Kr . Le temps de vie des électrons augmente avec le temps, indiquant que la concentration d'impuretés présente dans le xénon liquide diminue. Cette diminution est due au système de purification du xénon liquide qui fonctionne en continu. La diminution brutale du temps de vie des électrons en juin correspond à un nettoyage des grilles de la TPC qui a introduit des impuretés dans le xénon liquide.

11. On utilise uniquement la partie des signaux S2 provenant des PMT de la rangée du bas, car ils présentent une collection de lumière plus homogène, voir figure 5.19b.

12. Le temps de vie des électrons est également mesuré grâce à la présence de décroissances α provenant du ^{222}Rn et du ^{218}Po (élément fils du ^{222}Rn). Ces particules α interagissent avec les noyaux des atomes, avec une énergie de l'ordre de 6 MeV, et ont donc un comportement très différent du ^{83m}Kr . Le temps de vie mesuré avec ces deux isotopes présente une différence avec celui déterminé grâce au ^{83m}Kr d'environ 10%. L'origine de cette différence n'est pas comprise. Des études sont en cours dans la collaboration. La résolution en énergie et la discrimination entre recul nucléaire et recul électronique est meilleure lorsque la correction du signal S2 est effectuée avec le temps de vie des électrons mesuré avec le ^{83m}Kr [83]. C'est donc cette mesure qui sert de référence.

5.4. Détermination et suivi temporel du rendement de lumière et de charge de XENON1T en utilisant une source de ^{83m}Kr

Les rendements de lumière et de charge sont définis comme le nombre de photo-électrons (PE) par unité d'énergie déposée (keV) :

$$Ly(41.6 \text{ keV}) = \frac{cS1 \text{ (PE)}}{41.6 \text{ (keV)}}$$

$$Cy^{bottom}(41.6 \text{ keV}) = \frac{cS2^{bottom} \text{ (PE)}}{41.6 \text{ (keV)}}$$

Pour simplifier les notations, on notera : $Cy^{bottom} = Cy$.

L'intérêt d'une telle mesure est, tout d'abord, de pouvoir déterminer l'énergie d'une interaction dont on ne connaît pas l'origine. De plus, dans le cas où les rendements de charge et de lumière sont déterminés grâce à des calibrations régulières, il est possible de faire un suivi temporel de ces deux grandeurs et de s'assurer de la stabilité du détecteur au cours du temps.

Pour déterminer ces rendements à une énergie donnée, la méthode couramment proposée est d'utiliser l'anti-corrélation entre la charge et la lumière, présentée en sections 4.1 et 6.4. Cette anti-corrélation donne lieu à une ellipse¹³ caractéristique dans le plan cS2-cS1. Cette ellipse est ainsi ajustée avec une distribution gaussienne à deux dimensions, permettant de déterminer la valeur moyenne des signaux cS1 et cS2. En divisant ces valeurs moyennes par l'énergie attendue, il est possible de déterminer les rendements de lumière et de charge.

Cette méthode ne peut être appliquée que dans le cas où les signaux S1 et S2 proviennent du même dépôt d'énergie. Dans le cas du ^{83m}Kr , cela correspond au cas où les signaux S1 et S2 correspondent à la somme des deux décroissances du ^{83m}Kr , c'est-à-dire la population 1 S1 / 1 S2 dont la sélection est décrite en section 5.2.3, avec une énergie totale de 41.6 keV. L'ajustement gaussien à deux dimensions de cette population est représenté en figure 5.22, permettant de déterminer les rendements¹⁴ de charge Cy et de lumière Ly :

13. L'ellipse est due à la fluctuation de la recombinaison entre signaux de charge et de lumière et à la fluctuation provenant de la résolution du détecteur.

14. Les incertitudes indiquées ici comprennent les incertitudes statistiques et systématiques, de respectivement 0.004 PE/keV et 0.003 PE/keV pour le rendement de lumière et de 0.14 PE/keV et 0.08 PE/keV pour le rendement de charge. Les incertitudes systématiques ont été déterminées en variant le nombre d'intervalles et les intervalles de l'ajustement.

$$Ly(41.6 \text{ keV}) = \frac{cS1 \text{ (PE)}}{41.6 \text{ (keV)}} = (8.180 \pm 0.004) \text{ PE/keV}$$

$$Cy(41.6 \text{ keV}) = \frac{cS2^{\text{bottom}} \text{ (PE)}}{(41.6 \text{ keV})} = (172.19 \pm 0.16) \text{ PE/keV}$$

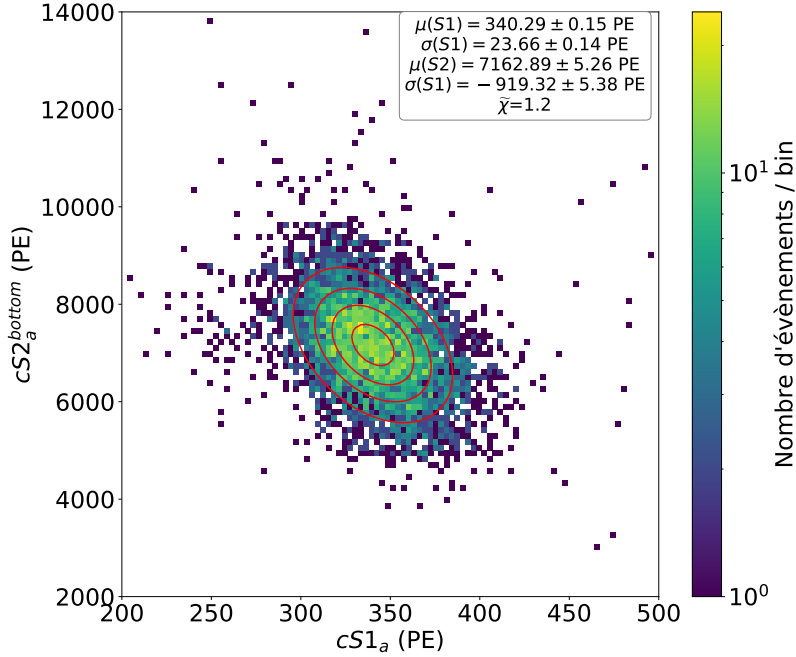


Fig. 5.22 – Détermination du rendement de lumière et de charge à 41.6 keV grâce à un ajustement gaussien à deux dimensions sur la population 1 S1 / 1 S2 obtenue lors d'une calibration utilisant une source de ^{83m}Kr .

En revanche, dans le cas où l'on veut calibrer XENON1T à plus basse énergie, c'est-à-dire en utilisant les événements de ^{83m}Kr où les deux décroissances sont séparées, cette méthode ne peut être utilisée. En effet, comme discuté en section 5.1.2, les signaux S2 provenant des deux décroissances de ^{83m}Kr ne sont pas séparés dans la majorité des cas. Il n'est donc pas possible d'utiliser l'anti-corrélation entre S1 et S2 à 32.2 keV ou 9.4 keV.

Ainsi, pour déterminer les rendements de lumière et de charge, il est possible d'utiliser un ajustement gaussien à une dimension sur les distributions des signaux S1 et S2 séparés. Cependant cette méthode est sujette à des fluctuations importantes suivant le choix du nombre d'intervalles, les intervalles d'ajustement etc. Pour limiter ces fluctuations, il a été proposé d'utiliser plusieurs ajustements gaussiens à une dimension. En effet, comme introduit en section 5.2.2, les signaux S1 et S2 sont constants avec le temps. Ainsi, la valeur moyenne des signaux S1 et S2 est déterminée pour plusieurs intervalles de temps (le délai entre les deux signaux S1 (Dt) est utilisé comme variable de temps) grâce à un ajustement gaussien à une dimension. Puis, un ajustement linéaire est appliqué sur les valeurs moyennes obtenues, permettant d'obtenir une valeur moyenne des signaux S1 et S2

très précise et peu sujette aux fluctuations. Pour tester cette méthode, elle est appliquée à la population 1 S1 / 1 S2 (voir figure 5.23), permettant de déterminer les rendements de charge et de lumière à 41.6 keV et de les comparer aux résultats obtenus avec la méthode d’ajustement à deux dimensions pour le même jeu de données. Cette comparaison est donnée en table 5.3 :

	Ajustement gaussien 2D	Ajustement linéaire
Rendement de lumière (41.6 keV)	8.180 ± 0.004 PE/keV	8.195 ± 0.013 PE/keV
Rendement de charge (41.6 keV)	172.19 ± 0.16 PE/keV	171.92 ± 0.35 PE/keV

TABLE 5.3 – Comparaison des deux méthodes utilisées pour déterminer les rendements de lumière et de charge à 41.6 keV, en utilisant la population 1 S1 / 1 S2.

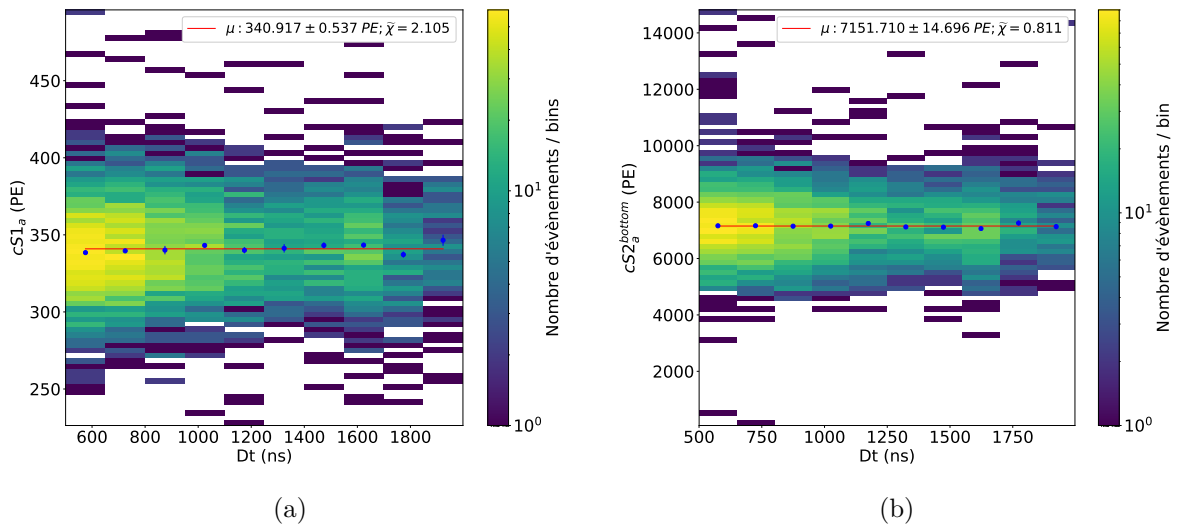


Fig. 5.23 – Détermination du rendement de lumière (a) et de charge (b) à 41.6 keV en utilisant l’ajustement linéaire sur la population 1 S1 / 1 S2. Les points bleus correspondent à la valeur moyenne obtenue grâce aux ajustements gaussiens dans chaque intervalle en temps. La ligne rouge correspond à l’ajustement linéaire sur ces valeurs moyennes permettant d’extraire la valeur du rendement de lumière avec une très bonne précision.

Ces deux méthodes donnent des résultats compatibles. L’ajustement linéaire peut donc être utilisé pour déterminer le rendement de lumière à 32.2 keV et 9.4 keV en utilisant la population 2 S1 / 1 S2 (dont les sélections sont décrites en section 5.2.2). Le rendement de charge à 41.6 keV peut également être déterminé en utilisant la population 2 S1 / 1 S2 qui a l’avantage d’avoir une plus grande statistique. Les résultats sont présentés en figures 5.24 et résumés en table 5.4. Les rendements de charge obtenus grâce à l’ajustement linéaire sur la population 1 S1 / 1 S2 et la population 2 S1 / 1 S2 sont compatibles, indiquant que la sélection de la population 2 S1 / 1 S2 permet bien d’accéder à un signal S2 correspondant à 41.6 keV. Le rendement de charge ne peut pas être calculé à 9.4 keV et 32.2 keV car la séparation des signaux S2 n’est pas possible pour la plupart des événements (voir section 5.1.2).

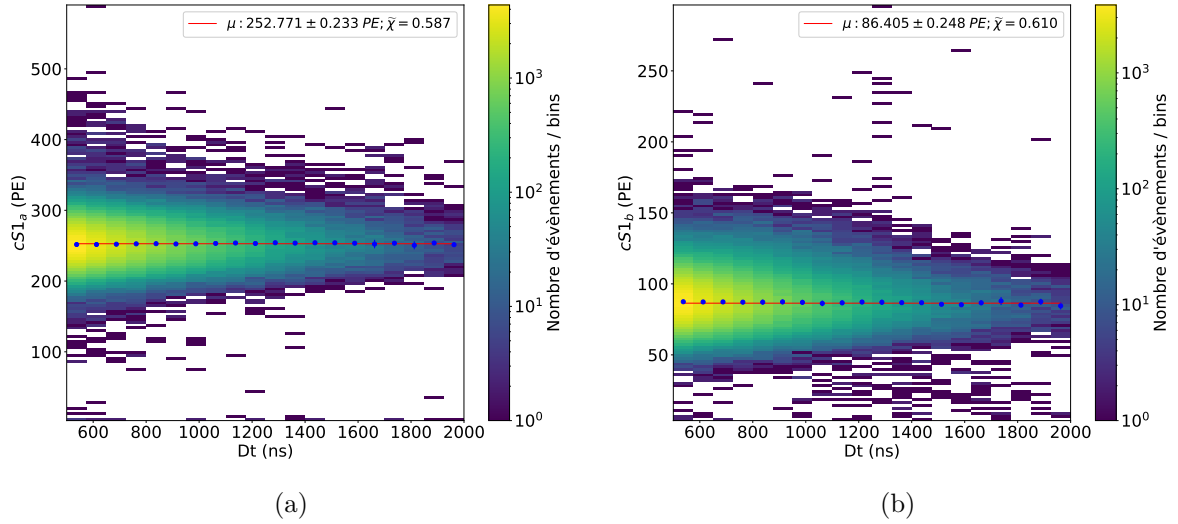


Fig. 5.24 – Détermination du rendement de lumière à 32.2 keV (a) et à 9.4 keV (b). Les points bleus correspondent à la valeur moyenne obtenue grâce aux ajustements gaussiens dans chaque intervalle en temps. La ligne rouge correspond à l’ajustement linéaire sur ces valeurs moyennes permettant d’extraire la valeur du rendement de lumière avec une très bonne précision.

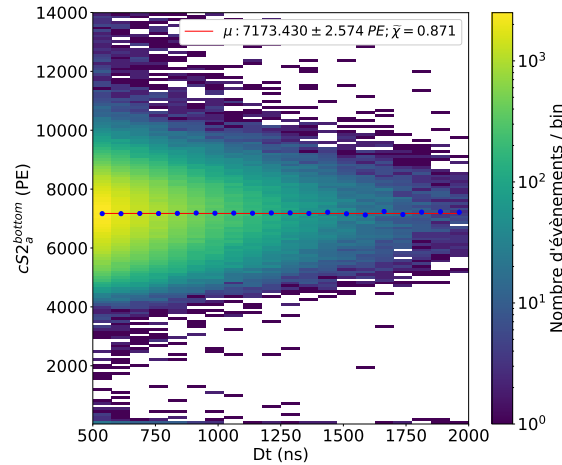


Fig. 5.25 – Détermination du rendement de charge à 41.6 keV. Les points bleus correspondent à la valeur moyenne obtenue grâce aux ajustements gaussiens dans chaque intervalle en temps. La ligne rouge correspond à l’ajustement linéaire sur ces valeurs moyennes permettant d’extraire la valeur du rendement de lumière avec une très bonne précision.

	Ajustement linéaire
Rendement de lumière (32.2 keV)	7.850 ± 0.007 PE/keV
Rendement de lumière (9.4 keV)	9.192 ± 0.026 PE/keV
Rendement de charge (41.6 keV)	172.44 ± 0.16 PE/keV

TABLE 5.4 – Rendements de lumière et de charge obtenus en utilisant l’ajustement linéaire sur la population 2 S1 / 1 S2 .

Il est important de noter que le rendement de lumière obtenu à 41.6 keV n’est pas égal à la somme des rendements de lumière obtenus à 32.2 keV et à 9.4 keV. Il en est de même pour le rendement de charge. En effet, les quantités de lumière et de charge émises

après une interaction dépendent de l'énergie de celle-ci et n'est pas linéaire avec l'énergie. Pour une même énergie déposée, deux interactions distinctes ne produiront pas le même nombre de photons et d'électrons qu'une seule. En revanche, le nombre total de quanta (c'est-à-dire la somme du nombre de photons et d'électrons) est lui bien proportionnel à l'énergie déposée [104] (ce phénomène est détaillé en section 6.4).

Le suivi temporel des rendements de charge et de lumière de XENON1T, utilisant une source de ^{83m}Kr , et l'ajustement linéaire sur la population 2 S1 / 1 S2, sont donnés en figure 5.26, pour une période correspondant au second science run de XENON1T (SR1, du 2 Février 2017 au 3 Janvier 2018). Chaque point correspond à une calibration de 24 h environ.

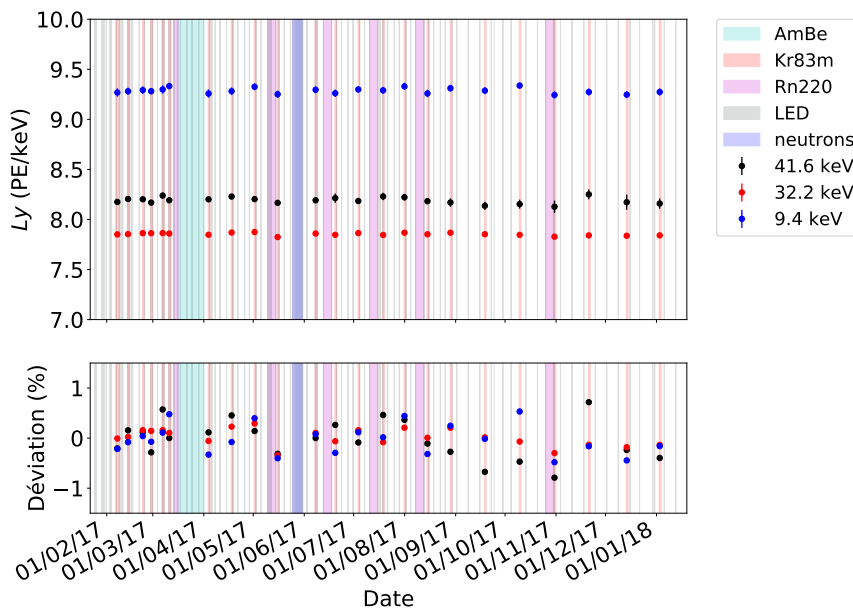


Fig. 5.26 – Suivi temporel du rendement de lumière obtenu grâce à la calibration régulière de XENON1T en utilisant une source de ^{83m}Kr . La figure du bas montre la déviation des rendements de lumière par rapport à leurs valeurs moyennes durant toute la période considérée.

Le rendement de lumière à 41.6 keV, 32.2 keV et 9.4 keV est stable, par rapport à leurs valeurs moyennes sur toute la période considérée, à moins de 1%. De même, le rendement de charge à 41.6 keV est stable, par rapport à la valeur moyenne sur toute la période considérée, à moins de 3%, et ce pendant plus d'une année de prises de données consécutives, montrant la très bonne stabilité de XENON1T. Une légère augmentation de ce rendement de charge est visible en figure 5.27. Des études sont en cours dans la collaboration XENON pour comprendre ce comportement.

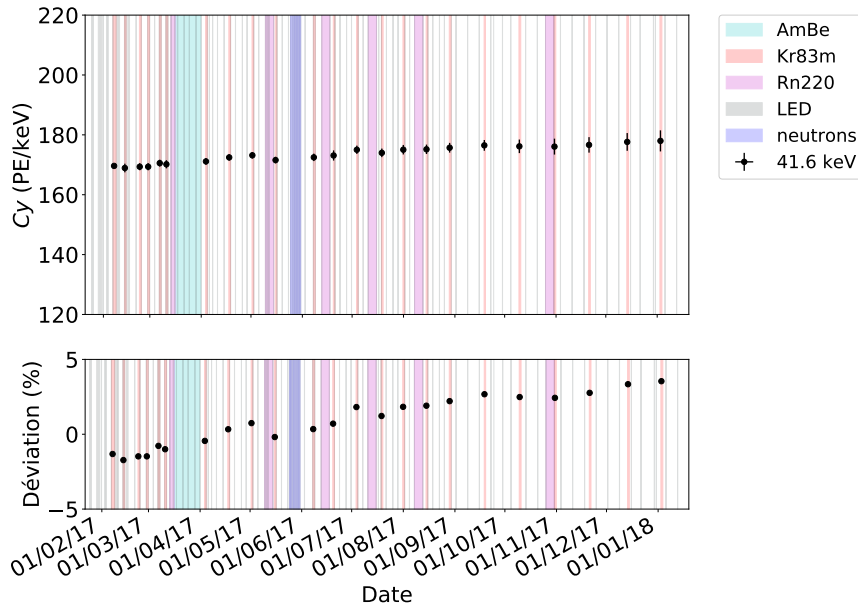


Fig. 5.27 – Suivi temporel du rendement de charge obtenu grâce à la calibration régulière de XENON1T en utilisant une source de ^{83m}Kr . La figure du bas montre la déviation du rendement de charge par rapport à sa valeur moyenne durant toute la période considérée.

5.5. Diffusion des électrons

Les signaux S2 sont au cœur de la détermination de la position des interactions et de l'énergie déposée (voir section 4.2.3), mais ils permettent également de facilement distinguer les interactions dites *simples* (où un seul S1 et un seul S2 sont détectés) des interactions dites *multiples* (où un seul S1 mais plusieurs S2 sont détectés). En effet, comme illustré en figure 5.28, si l'on prend l'exemple d'un photon interagissant plusieurs fois dans le xénon liquide¹⁵, puisque la production des signaux S1 est extrêmement rapide (inférieure à la centaine de nanosecondes), il ne sera pas possible de distinguer ces deux interactions, et seul un signal S1, correspondant à la somme des deux dépôts d'énergie, sera visible. En revanche, la séparation des signaux S2 ne dépend que de la différence de profondeurs entre les sites d'interactions. Si cette différence est suffisante, alors il est possible de distinguer les deux signaux S2. Ce pouvoir de séparation des signaux S2 dépend de la largeur temporelle de ces derniers. La détection de la matière noire ou celle de la double décroissance β sans émission de neutrinos cherchent des interactions simples. Il est donc crucial de caractériser les signaux S2 afin de pouvoir faire ces distinctions.

Comme introduit dans la section 5.1.2, la largeur temporelle des signaux S2 (σ_t) est liée à la diffusion longitudinale (D) du nuage électronique durant la dérive de ce dernier et reliée à la constante de diffusion dans le xénon liquide suivant la relation suivante :

15. Typiquement, un photon produisant des effets Compton.

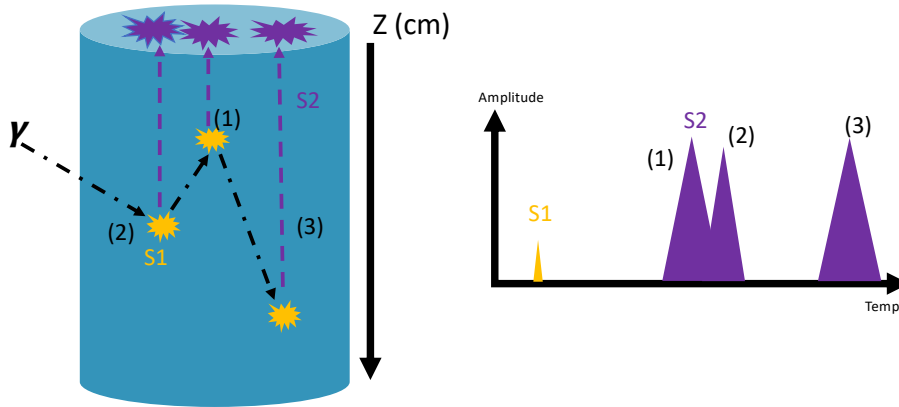


Fig. 5.28 – Représentation schématique d'un photon interagissant dans la TPC par effet Compton et déposant son énergie à différentes positions. Les signaux S1 étant produits très rapidement après une interaction, un seul signal sera détecté. En revanche, la séparation des signaux S2 ne dépend que de la différence de profondeur entre les sites d'interactions. Si cette différence est suffisante, alors il est possible de distinguer les deux signaux S2.

$$\sigma_t = \frac{\sigma_z}{v_d} = \frac{\sqrt{2D\Delta t}}{v_d} \quad (5.7)$$

avec v_d la vitesse de diffusion des électrons dans le xénon liquide, σ_z , la déviation standard suivant la coordonnée z du nuage d'électrons et Δt , le temps de dérive des électrons.

La constante de diffusion dépend du champ électrique appliqué dans la TPC. Ainsi, dans la suite de cette section, une étude de la diffusion des électrons en fonction du champ électrique est proposée.

Des calibrations, d'une heure chacune, utilisant une source de ^{83m}Kr ¹⁶ avec différents champs de dérives ont été effectuées : de 50 V/cm à 120 V/cm¹⁷. A noter que la distorsion du champ électrique (voir section 5.3) dépend de l'intensité de celui-ci. Les corrections qu'il faut appliquer pour corriger cette déformation dépendent donc également de l'intensité du champ électrique. Au vu de la faible statistique, il n'est pas possible de fournir une correction pour chaque champ de dérive étudié. Ainsi, seuls les évènements pour lesquels cette distorsion est négligeable (c'est-à-dire dans une partie interne de la TPC ($R < 10$ cm)), sont considérés.

Pour déterminer la constante de diffusion D en fonction du champ électrique, il faut

16. Bien que cette source produise deux décroissances, les signaux mesurés dans XENON1T ne présentent qu'un signal S2 (voir section 5.1.2). On peut donc utiliser cette calibration pour étudier la largeur des S2 en considérant que les nuages d'électrons produits par les deux décroissances agissent comme un seul et unique nuage. De plus, il a été vérifié (voir figure 5.31) que la mesure de la constante de diffusion en utilisant une source de ^{83m}Kr est compatible avec des mesures effectuées sans source de calibration.

17. Le champ nominal moyen de XENON1T durant le SR1 est d'environ 81 V/cm.

donc connaître la largeur temporelle des signaux S2, σ_t , ainsi que la vitesse des électrons dans le xénon liquide v_d .

5.5.1. Largeur temporelle des signaux S2

La largeur temporelle des signaux S2 est déterminée en ne prenant en compte que 50% de l'aire du signal S2 autour du centre de celui-ci, afin de limiter les fluctuations dues à la présence de bruit électronique. Pour une distribution gaussienne, la déviation standard à 50% de l'aire est : $\sigma^{50\%} = 1.349\sigma$ ¹⁸. La largeur des signaux S2 pour un temps de dérive nul n'est pas égale à zéro comme on pourrait s'y attendre d'après l'équation 5.7, mais est égale à la largeur induite par le temps d'accélération des électrons dans la phase gazeuse et de l'ordre de $0.3 \mu\text{s}$ (voir section 5.1.2). Ainsi, un terme supplémentaire, $\sigma_0^{50\%}$, doit être inclus dans l'équation 5.7 qui devient :

$$\sigma_t^{50\%} = 1.349 \sqrt{\frac{2D\Delta t}{v_d^2} + (\sigma_0^{50\%})^2} \quad (5.8)$$

En ajustant la distribution de $\sigma_t^{50\%}$ en fonction du temps de dérive Δt avec la fonction donnée en équation 5.8, et en connaissant la vitesse de dérive des électrons v_d , il est possible de déterminer D .

5.5.2. Vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide

La vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide peut être estimée en déterminant le temps de dérive maximal des électrons Δt^{max} , correspondant à la distance maximale que les électrons peuvent parcourir, c'est à dire la taille de la TPC : $Z^{max} = (96.9 \pm 0.2) \text{ cm}$. Comme illustré en figure 5.29a, pour un champ de 81 V/cm , le temps de dérive maximal des électrons est déterminé grâce à un ajustement utilisant une fonction de Fermi-Dirac sur la fin de la distribution du temps de dérive. Cette fonction dont l'équation est :

$$f(\Delta t) = \frac{a}{e^{\frac{\Delta t - t_{max}}{c}} + 1} \quad (5.9)$$

a été choisie afin de décrire au mieux la chute brutale visible en fin de spectre. Cette chute est décrite par les paramètres¹⁹ t_{max} et c . t_{max} correspond donc à la limite physique de la TPC. a correspond à l'amplitude de la distribution avant la chute brutale.

La même procédure est appliquée pour tous les champs de dérive considérés. La vitesse des électrons en fonction du champ de dérive est donnée en figure 5.29b. Ces valeurs seront utilisées pour la détermination de la constante de diffusion. La vitesse des électrons, inversement proportionnelle à la section efficace d'interaction électrons-atomes, augmente

18. σ est la déviation standard d'une fonction gaussienne. 68% de l'aire de la gaussienne sont compris entre 2σ , centrés autour de la moyenne.

19. Le paramètre c peut être décrit comme la *vitesse* de la chute ayant lieu pour une valeur de t_{max} .

avec le champ de dérive et commence à saturer pour des champs électriques supérieurs à 100 V/cm.

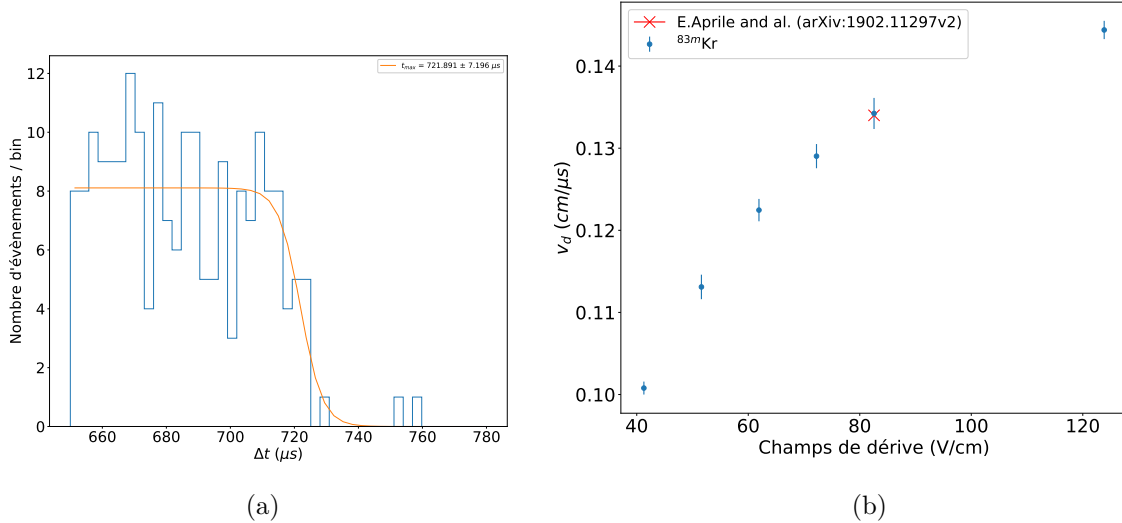


Fig. 5.29 – (a) Détermination du temps de dérive des électrons maximal pour un champ de dérive de 81 V/cm grâce à un ajustement de Fermi-Dirac sur la fin de la distribution du temps de dérive. (b) Vitesse de dérive des électrons dans XENON1T en fonction du champ de dérive appliqué mesurée avec une source de $^{83\text{m}}\text{Kr}$.

5.5.3. Constante de diffusion

L'ajustement de la largeur des signaux S2 à 50% de l'aire $\sigma_t^{50\%}$ en fonction du temps de dérive, comme décrit équation 5.8, est présenté en figure 5.30 pour un champ électrique de 81 V/cm. Cet ajustement est effectué en utilisant la valeur médiane de $\sigma_t^{50\%}$ obtenue dans chaque intervalle de temps. Comme attendu, à faible temps de dérive où la diffusion des électrons est faible, la largeur des signaux S2 est plus faible et moins dispersée qu'à grand temps de dérive. La même procédure est appliquée pour les autres champs de dérive considérés.

L'évolution de la constante de diffusion des électrons en fonction du champ électrique est présentée en figure 5.31. Une comparaison avec des champs électriques plus grands, sans source de calibration, est également donnée sur cette figure. D'après la figure 5.31, plus le champ électrique est faible, plus la diffusion longitudinale des électrons est grande. En effet, plus le champ électrique est faible, plus les électrons voyagent lentement. La probabilité d'interactions électrons-atomes est alors plus grande, induisant une probabilité de diffuser plus importante. Ainsi, un champ électrique plus grand permet d'obtenir une largeur temporelle des signaux S2 plus petite et donc un meilleur pouvoir de séparation des signaux S2, c'est-à-dire une meilleure discrimination du nombre d'interactions dans la TPC.

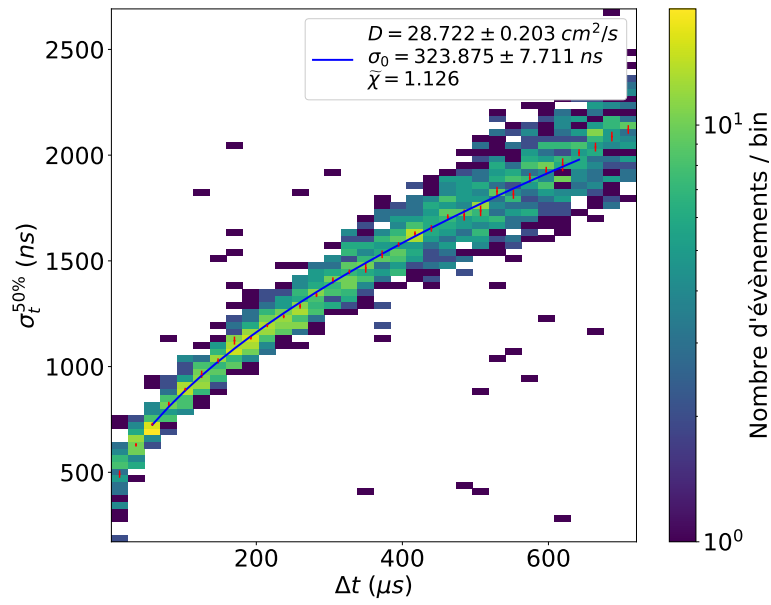


Fig. 5.30 – Ajustement de la largeur des signaux S2 en fonction du temps de dérive, permettant la détermination de la constante de dérive D , en utilisant une source de ^{83m}Kr , pour un champ de dérive de 81 V/cm.

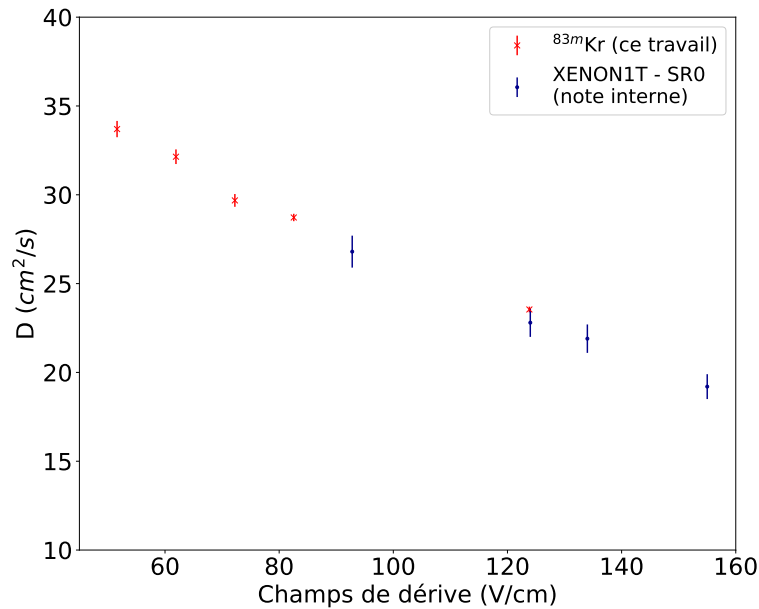


Fig. 5.31 – Évolution de la constante de diffusion des électrons en fonction du champ électrique. Les croix rouges représentent les valeurs de constantes de diffusion obtenues grâce aux calibrations au ^{83m}Kr et déterminées dans ce chapitre. Les points bleus représentent les valeurs obtenues sans source de calibration durant le premier science run de XENON1T (SR0).

5.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons motivé l'intérêt et la nécessité d'utiliser une source de calibration afin de comprendre les signaux obtenus et de les corriger si besoin. L'utilisation d'une source interne telle que le ^{83m}Kr permet une calibration homogène et uniforme du détecteur et permet d'obtenir des corrections d'effets géométriques (telles que la collection de lumière par exemple). De plus, les calibrations régulières au ^{83m}Kr , possibles grâce à sa faible durée de vie, permettent le suivi temporel du détecteur afin de s'assurer de la stabilité de ce dernier pendant toute la prise de données. Une stabilité, avec une déviation de moins de 1% pour le rendement de lumière et de moins de 3% pour le rendement de charge, a été mesurée, et ce pendant plus d'un an de prises de données consécutives avec XENON1T. Cette stabilité est cruciale pour la recherche d'évènements rares dont la prise de données est longue, afin de maximiser la probabilité d'observer le signal recherché.

Reconstruction des événements de haute énergie avec XENON1T

L'expérience XENON1T, dédiée à la recherche de matière noire, a été construite et optimisée pour la détection de signaux de faible énergie inférieure à la centaine de keV. Dans ce chapitre, la reconstruction des événements de haute énergie jusqu'à 3 MeV, développée en particulier pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe , est présentée. Dans la suite de ce chapitre et de cette thèse, les neutrinos seront considérés comme des particules de Majorana et neutrino et antineutrino seront confondus.

6.1. Introduction

La double décroissance double β^- sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) du ^{136}Xe , présentée chapitre 3, est un processus rare durant lequel deux électrons avec une énergie totale de 2 458 keV sont émis. Le signal recherché est un pic (voir figure 6.1), avec une énergie totale de 2 458 keV, correspondant à la somme de l'énergie des deux électrons émis.

Comme décrit dans le chapitre 3, les chambres à projection temporelle (TPC) dédiées à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ utilisent une technologie simple phase, contrairement aux TPC dédiées à la recherche de matière noire qui utilisent une technologie double phase (liquide-gaz) avec une amplification des signaux de charge (S2) dans la phase gazeuse. Cette amplification, qui permet de réduire le seuil de détection des signaux de faible énergie, est responsable de la saturation des signaux S2 à plus hautes énergies. Ainsi, et jusqu'à présent, les TPC à double phase (PandaX-II [105] par exemple) ont montré une dépendance de l'énergie reconstruite avec l'énergie déposée non linéaire, ainsi qu'une résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la décroissance $0\nu\beta\beta$ plus grande que celle des TPC à simple phase.

Si la non-linéarité de l'énergie reconstruite peut-être corrigée (comme proposé par PandaX-II¹ [105]), la résolution en énergie est un facteur limitant la sensibilité des

1. L'énergie reconstruite est comparée avec celle simulée avec une méthode Monte Carlo, pour des énergies comprises entre 0.915 MeV et 2.615 MeV. Une fonction polynomiale d'ordre 3 est utilisée pour

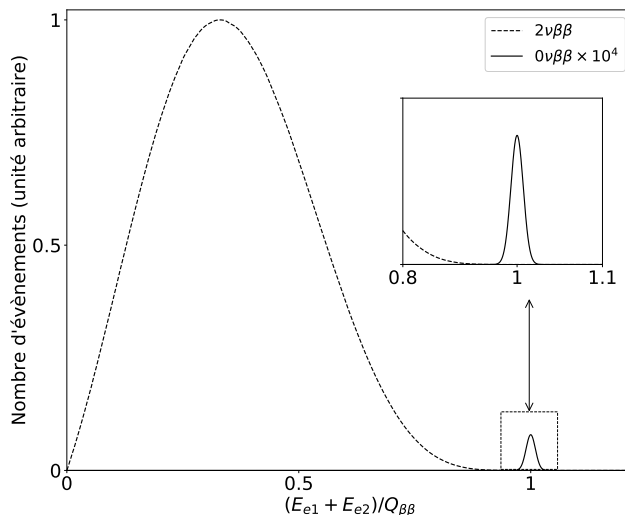


Fig. 6.1 – Illustration du spectre en énergie de la somme des deux électrons émis lors d’une décroissance double β^- avec émission de neutrinos (en trait pointillé) et sans émission de neutrinos (en trait plein). Dans ce dernier cas, toute l’énergie émise $Q_{\beta\beta}$ durant la réaction est emportée par les deux électrons, contrairement au cas avec émission de neutrinos où l’énergie est distribuée entre électrons et neutrinos résultant en un spectre continu.

expériences de recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. En effet, comme introduit en section 3.3, la sensibilité d’une expérience de détection de décroissance $0\nu\beta\beta$ s’écrit comme :

$$S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = N_A \epsilon \ln(2) \frac{a}{M} \sqrt{\frac{m_{nat} \times t}{b \Delta E}} \quad (6.1)$$

Pour une exposition donnée (i.e. $m_{nat} \times t$ fixé), la sensibilité d’une expérience de détection de décroissance $0\nu\beta\beta$ augmente lorsque la résolution en énergie du détecteur ΔE diminue. De même, lorsque la résolution en énergie diminue, le nombre d’évènements de bruit de fond dans la région d’intérêt b diminue également. En effet, comme discuté en section 3.3.2, l’un des bruits de fond irréductibles pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ sont les électrons de la décroissance double β^- avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$). Le spectre en énergie de cette décroissance est continu (voir figure 6.1) avec un maximum égal à l’énergie totale libérée durant cette décroissance (la valeur $Q_{\beta\beta}$, dans le cas du ^{136}Xe , $Q_{\beta\beta} = 2\,458\text{ keV}$). A cause de la résolution en énergie du détecteur, une petite partie des évènements de la décroissance $2\nu\beta\beta$, en fin de spectre (i.e. avec une énergie proche de $Q_{\beta\beta}$) peuvent être reconstruits comme partie du pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$. Plus la résolution en énergie est faible, moins d’évènements de décroissance $2\nu\beta\beta$ sont confondus avec le pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$ (b est alors plus faible). Il est donc crucial d’avoir la résolution en énergie la plus faible possible. Une correction de la saturation est donc présentée dans la suite de ce chapitre.

ajuster la dépendance de l’énergie reconstruite en fonction de l’énergie attendue. Les paramètres de cet ajustement sont utilisés pour corriger la non-linéarité de l’énergie [105].

De plus, la présence de signaux secondaires (comme des afterpulses de PMT ou des signaux d'électrons célibataires, voir section 6.2.2), rend plus difficile la reconstruction d'une décroissance $0\nu\beta\beta$. Une solution à ce problème est également présentée dans ce chapitre.

Ce chapitre est basé sur un papier publié le 10 Mars 2020 [106] et dont j'ai participé à l'écriture en collaboration avec 3 autres personnes (Chiara Capelli (PhD)², Tianyu Zhu (PhD)² et Fei Gao (Post-Doc)). Mes contributions principales pour cette analyse et ce papier ont été :

- La vérification de la linéarité de la détection des signaux S1 et S2 à haute énergie,
- La vérification et la quantification des améliorations apportées par la correction de la saturation des signaux S2,
- La calibration de XENON1T utilisant des évènements présentant plusieurs signaux S2,
- La détermination de la résolution en énergie de ces évènements.

Une section supplémentaire présentant la comparaison de la résolution obtenue à haute énergie à des simulations (utilisant une méthode de Monte Carlo, grâce au logiciel spécialisé GEANT4 [107]), complète ce chapitre. A noter que quelques différences peuvent être trouvées entre le papier cité en annexe et cette thèse, dues en particulier à des mises à jour au niveau de la sélection des évènements (faites après la publication).

La recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est en cours d'analyse dans la collaboration XENON, basée sur les résultats présentés dans ce chapitre et dans le papier donné en annexe. Cette analyse est faite à *l'aveugle*, c'est-à-dire que, tant que le modèle de bruit de fond (décrit en section 7.2.2) dans la région d'intérêt pour la décroissance $0\nu\beta\beta$ n'est pas fixé, alors $3\sigma_E$ autour de la valeur $Q_{\beta\beta} = 2\,458\text{ keV}$ ne sont pas accessibles, et ce pour éviter tout biais de l'analyse³.

6.2. Reconstruction des signaux de haute énergie

Les signaux de haute énergie, en particulier les signaux S2, souffrent de deux limitations : la saturation des signaux et une mauvaise séparation des signaux produits dits principaux (c'est-à-dire produits par l'interaction de particules, *signal physique*) et des signaux dits secondaires (c'est-à-dire produits par les signaux principaux, *signal instrumental*). Ces deux effets sont responsables de la non-linéarité de l'énergie reconstruite et de la mauvaise résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Une solution à ces problèmes a donc été développée dans XENON1T.

2. Corresponding authors.

3. σ_E est la résolution de XENON1T pour des évènements simples à $2\,458\text{ keV}$ et vaut $(0.79 \pm 0.01)\%$. La région aveugle correspond donc à $[2\,400, 2\,526]\text{ keV}$.

6.2.1. Saturation des signaux S2 et leurs corrections

Les signaux S2 étant produits par l'accélération des électrons dans la phase gazeuse, à quelques centimètres des PMT du haut de la TPC, ces derniers se trouvent fortement saturés pour des signaux dont l'énergie est supérieure à 0.2 MeV (voir figure 6.2). Cette saturation induit une mauvaise reconstruction de la position $x - y$ (discuté en section 6.2.1.2). De plus, l'énergie déposée lors d'une interaction est reconstruite en utilisant le signal S2 détecté par les PMT du bas de la TPC (voir section 5.3.3). Or, pour des interactions avec une énergie supérieure à 1.5 MeV et même s'ils sont placés loin de la source d'émission des signaux S2, les PMT du bas de la TPC subissent également une saturation (voir figure 6.2). Il en résulte une sous-estimation de l'énergie reconstruite. Une correction de la saturation des PMT est donc nécessaire et a été proposée dans XENON1T.

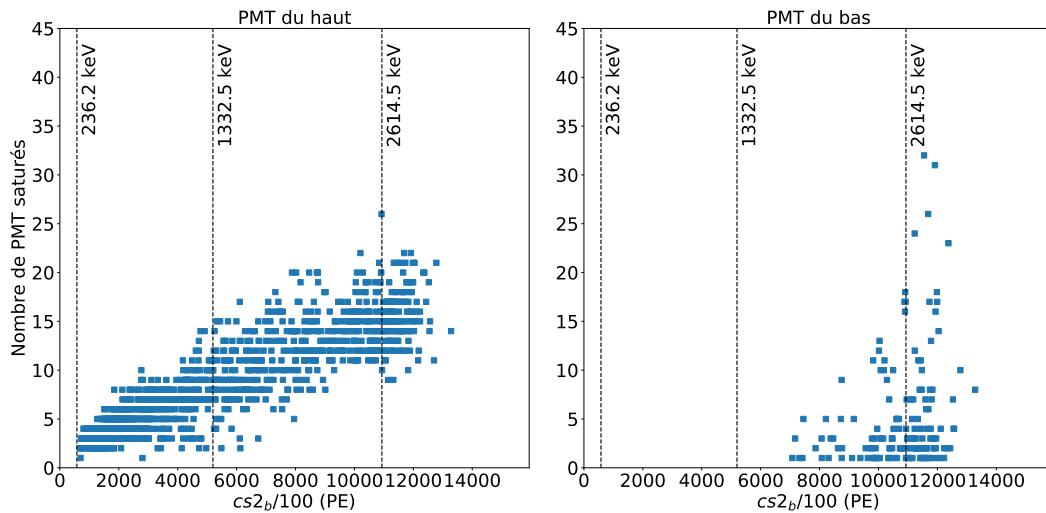


Fig. 6.2 – Nombre de PMT montrant un signal saturé en fonction du signal S2 émis. Les lignes verticales représentent la valeur des signaux S2 mesurés pour certains isotopes radioactifs présents dans le bruit de fond de l'expérience et avec une énergie connue. Pour les PMT en haut de la TPC, la saturation commence à apparaître pour une énergie de 200 keV. Pour les PMT du bas, la saturation commence à apparaître pour une énergie de 1.5 MeV.

6.2.1.1. Saturation des signaux et corrections

Comme décrit en section 4.2.1, lorsqu'un photon incident entre dans un PMT et frappe la photo-cathode d'un PMT, il produit un photo-électron par effet photoélectrique. Ce dernier est ensuite conduit par un champ électrique jusqu'à une première dynode où des électrons secondaires sont produits. Ces électrons secondaires subissent le même sort jusqu'à une autre dynode produisant à leurs tours des électrons. Ce signal amplifié est ensuite lu par une anode (voir figure 4.5). Le signal obtenu est proportionnel au nombre de photo-électrons initial, dans le cas où il n'y a pas de saturation. L'amplification totale des PMT de XENON1T est de $(1.0 - 5.0) \times 10^6$ (suivant les PMT considérés) [80].

Les signaux amplifiés sont ensuite connectés à des amplificateurs (dont le gain est responsable d'une amplification de $\times 10$ [80]) puis les signaux amplifiés sont guidés jusqu'aux digitaliseurs permettant d'enregistrer le signal de chaque PMT. Pour des interactions de faible énergie, le signal de chaque PMT après digitalisation est proportionnel au nombre de photons incidents. A partir de 10^5 PE (soit un signal S2 moyen de 200 keV), le nombre de charges lues par l'anode des PMT va commencer à saturer les digitaliseurs. En effet, ceux-ci ont une plage dynamique d'entrée de 0 – 2.25 V. Tout signal d'entrée supérieur à 2.25 V est tronqué et l'information sur le nombre de photons incidents est perdue. Ce phénomène est visible en figure 6.3a (ligne noire).

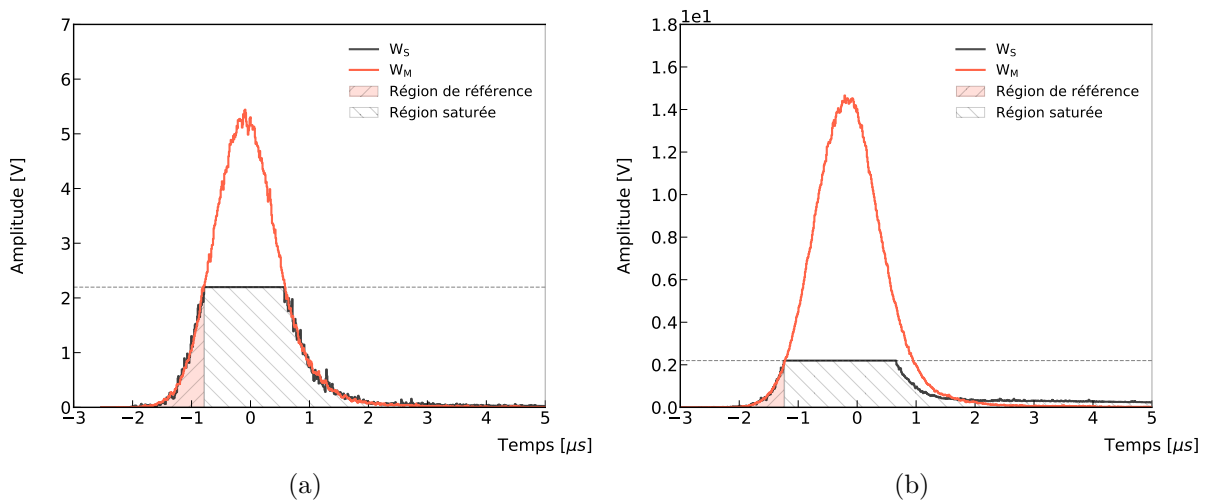


Fig. 6.3 – Exemple de WF saturées (lignes noires) détectées par un PMT, pour deux signaux S2 d'environ 2×10^5 PE (a) et d'environ 10^6 PE (b). Les deux WF sont tronquées car elles dépassent la plage dynamique des digitaliseurs. La correction de la saturation est représentée par le modèle de WF (en rouge), obtenue en sommant les WF non-saturées. La région en rouge représente la région de référence avant la saturation. La région hachurée en noir représente toute la région de la WF qui sature et qui est corrigée.

Une correction de la saturation a été développée dans XENON1T : elle se base sur les caractéristiques temporelles et spatiales des signaux S2.

Comme introduit dans la section 4.1, les signaux S2 sont produits dans la phase gazeuse par accélération des électrons. La largeur temporelle qui en résulte montre alors une distribution quasi-identique pour tous les PMT. De plus, ces signaux sont produits proches des PMT du haut de la TPC (à environ 7 cm). Ainsi, certains PMT, loin de la position $x - y$ de l'interaction, détectent le signal S2 sans être saturés. La forme d'onde⁴ (*waveform* (WF) en anglais) des pics correspondant aux signaux S2 détectés par ces PMT non-saturés est donc utilisée comme correction, sous forme d'un modèle. Ce modèle est ensuite appliqué aux signaux S2 détecté par les PMT saturés.

La correction est appliquée sur chaque pic S2 et fonctionne comme décrit ci-dessous :

1. Toutes les WF des signaux S2 sont classées en deux catégories : celles qui sont

4. La définition d'une forme d'onde est donnée en section 4.2.1.3.

saturées et celle qui ne le sont pas, suivant si elles ont atteint la valeur de la plage dynamique des digitaliseurs.

2. Toutes les WF non-saturées sont sommées ensemble afin d'obtenir un modèle, noté W_M .
3. Pour chaque WF saturée, notée W_S , la région juste avant le début de la saturation est utilisée comme région de référence. L'intégrale de cette région de référence est notée A_S^{ref} . On note également l'intégrale du modèle sur cette région de référence A_M^{ref} .
4. Chaque WF saturée est corrigée après la région de référence comme étant :

$$A_S^{\text{ref}}/A_M^{\text{ref}} \times W_M$$

Deux exemples de signaux S2 saturés sont donnés en figures 6.3a et 6.3b. Le modèle W_M (en rouge) est superposé aux WF détectées (en noir). Pour le cas d'un signal S2 d'environ 2×10^5 PE (figure 6.3a), le signal et le modèle avant et après la région saturée sont en très bon accord. Dans le cas où le signal S2 est plus intense ($S2 = 10^6$ PE, soit environ 1 MeV), donné en figure 6.3b, le signal détecté et le modèle ne sont pas en accord après la région saturée. En effet, dans ce cas, le nombre d'électrons secondaires créés dans le PMT entre les différentes dynodes devient très grand. La dernière dynode, possédant un nombre de charges fixe, se retrouve saturée et n'est plus capable d'amplifier les électrons incidents. Le signal de sortie n'est alors plus proportionnel au signal d'entrée et une distorsion de la fin du signal peut être observée. En figure 6.3a, la sous-estimation du modèle par rapport au signal détecté (avant $2 \mu\text{s}$) est due à cette saturation des PMT. La sur-estimation du modèle par rapport au signal détecté (après $2 \mu\text{s}$) est due à la présence de signaux secondaires inclus dans le signal S2 (présentés dans la section 6.2.2). Dans le but de corriger tous les effets de saturations (saturation des PMT et saturation des digitaliseurs), la correction est appliquée à la WF saturée dans son ensemble. Contrairement aux signaux S2, les signaux S1 sont de plus faible intensité et sont distribués de façon uniforme sur tous les PMT, ainsi ils subissent moins de saturation, même pour des interactions de l'ordre du MeV. De plus, le processus de scintillation est rapide (de l'ordre de la dizaine de nanosecondes). Utiliser les PMT non-saturés pour déterminer un modèle de WF demande une coïncidence en temps de la détection des S1, sur tous les PMT, inférieure à $0.01 \mu\text{s}$. Ceci n'est pas atteint avec XENON1T à cause du temps d'arrivée de chaque photon, le temps de réponse des PMT et la différence de longueur des câbles de connections. La correction de la saturation n'est donc pas appliquée aux signaux S1.

6.2.1.2. Impacts de la correction de la saturation

Plusieurs tests ont été effectués pour s'assurer de la bonne correction de la saturation des signaux S2 et de son effet.

Une calibration utilisant une source de ^{228}Th , placée à l'extérieur de la TPC, et dont l'un des noyaux fils, le ^{208}Tl , émet une radiation à 2.615 MeV, permet de calibrer le détecteur à haute énergie. Ces données de calibrations sont traitées deux fois : avec et sans correction de la saturation. La source de ^{228}Th est placée à trois positions différentes le long de la TPC (en haut, au milieu et en bas de la TPC), afin d'obtenir la calibration la plus homogène possible. En revanche, comme discuté dans le chapitre 5, les calibrations externes ne permettent pas de calibrer la partie centrale du détecteur. Seuls les événements au bord de la TPC sont donc considérés.

La distribution du rayon des interactions durant ces calibrations, pour les trois positions de la source et avec et sans correction de la saturation, est donnée en figure 6.4. Sans correction de la saturation, le rayon maximal des événements reconstruit est sous-estimé.

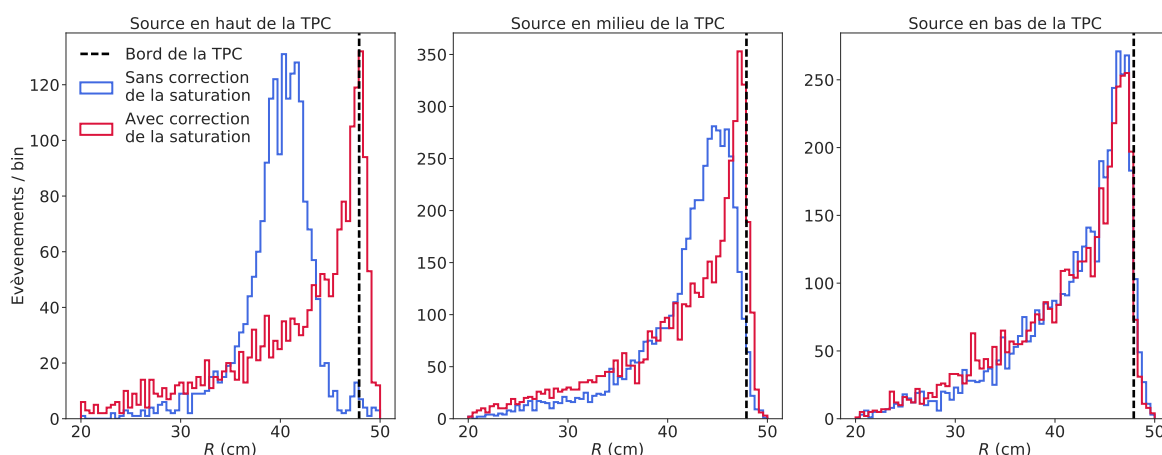


Fig. 6.4 – Distribution du rayon des événements obtenus lors d'une calibration externe avec une source de ^{228}Th , pour trois positions de la source le long de la TPC, avec (rouge) et sans (bleu) correction de la saturation appliquée. La ligne verticale noire représente les bords physiques de la TPC, indiquant que sans correction de la saturation, la reconstruction de la position n'est pas correcte, surtout en haut de la TPC, où la saturation est plus importante.

En effet, comme discuté en section 4.2.3, les signaux S2, et en particulier les maxima de leurs distributions sur la rangée des PMT du haut, sont utilisés pour reconstruire la position $x - y$. Ainsi, lorsque que la saturation n'est pas corrigée, cette information sur le maximum de la distribution est moins précise et présente une plus grande fluctuation, puisque plusieurs PMT présenteront la même valeur de maximum (correspondant à la valeur de la saturation de la plage dynamique des digitaliseurs). Pour des événements au bord de la TPC, cela se traduit par une sous-estimation du rayon reconstruit puisque les PMT sur le bord du détecteur seront saturés, contrairement aux PMT présents plus au centre. En haut de la TPC, la correction de la saturation permet de parfaitement bien reconstruire le rayon maximal des événements reconstruits (correspondant aux bords de la TPC). Au milieu de la TPC, la correction améliore également la reconstruction de la position. En bas de la TPC, la correction de la saturation a très peu d'effets. Cette différence s'explique par le fait que la saturation est plus importante pour des signaux produits en

haut de la TPC. En effet, pour une interaction ayant lieu en haut de la TPC, les signaux S2 produits sont moins atténués que ceux produits en bas de la TPC, dont l'intensité est réduite à cause de la présence d'impuretés électronégatives qui capturent les électrons émis. Les signaux S2 provenant d'interactions ayant eu lieu en haut de la TPC sont donc les plus intenses et les plus saturés. En bas de la TPC, le rayon maximal des événements reconstruits est quelque peu sous-estimé à cause de la distorsion du champ électrique au bord de la TPC (voir section 5.3.1). Bien que corrigé, son effet est particulièrement important pour les événements présents aux bords de la TPC, la correction n'est donc pas parfaite.

Puisque la reconstruction de l'énergie (voir section 6.4) se fait grâce à la combinaison des signaux S1 et S2 après corrections et que ces corrections sont basées sur la position des interactions, la mauvaise reconstruction de cette dernière va induire une plus grande fluctuation sur la reconstruction de l'énergie et donc une plus grande résolution en énergie. Cet effet est visible en figure 6.5 où les résolutions en énergie obtenues à 2.615 MeV sont données pour les trois positions de la source, avec et sans correction de la saturation. En haut de la TPC, une très nette amélioration de la résolution en énergie peut être observée. Cet effet est moins visible pour les autres parties de la TPC, car la saturation y est moins importante.

Finalement, deux calibrations utilisant le générateur de neutrons (voir section 4.2.2), avec une saturation grandement réduite grâce à une réduction de l'amplification des signaux, ont été mises en place : la première avec une réduction de l'amplification des PMT et la seconde avec une réduction du champ permettant l'accélération des électrons dans la phase gazeuse (responsable de l'amplification des signaux S2). L'avantage des calibrations utilisant le générateur de neutrons est que la capture neutronique de l'eau présente dans le réservoir d'eau produit un signal de 2.2 MeV. Les résolutions en énergie obtenues à 2.2 MeV sont comparées à celles obtenues dans des conditions normales durant la même période, comme indiqué en figure 6.6 (l'origine des différentes énergies utilisées comme références est résumée en table 6.1). Ces résultats sont compatibles indiquant que la correction de la saturation n'induit pas de fluctuations supplémentaires.

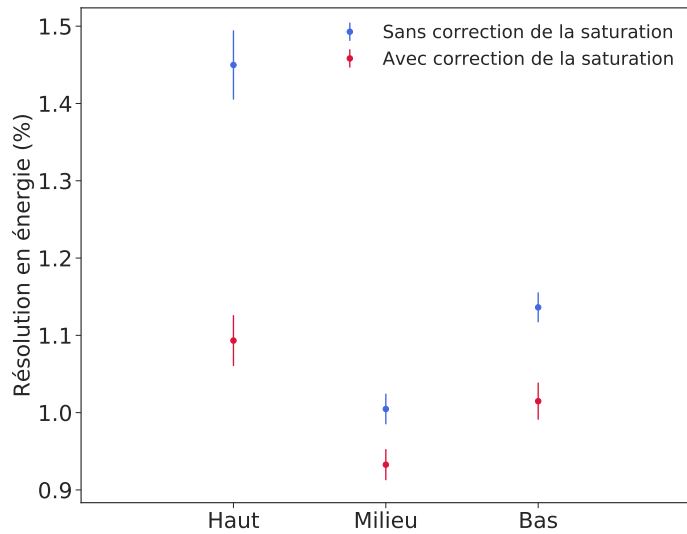


Fig. 6.5 – Résolutions en énergie obtenues lors d’une calibration externe avec une source de ^{228}Th , pour trois positions de la source le long de la TPC, avec (rouge) et sans (bleu) correction de la saturation appliquée, indiquant clairement que la correction de la saturation permet de réduire la résolution en énergie. Les résolutions obtenues sont plus grandes que celles présentées dans le papier correspondant à cette analyse et donné en annexe car cette dernière a été obtenue pour des évènements présents au centre du détecteur alors que celles obtenues ici sont présents au bord du détecteur, où les fluctuations des corrections (en particulier la correction de la position) sont plus importantes.

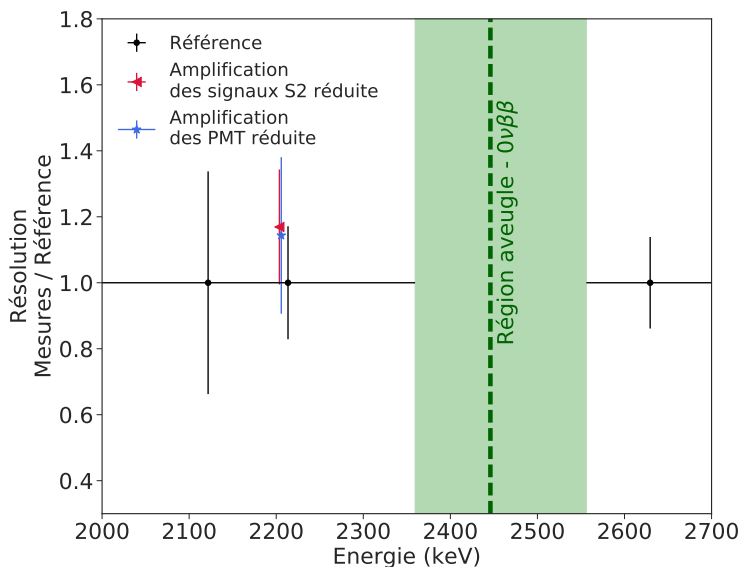


Fig. 6.6 – Rapport de la résolution en énergie obtenue lors de prises de données avec une amplification des signaux réduite (amplification des signaux S2 dans la phase gazeuse en rouge et amplification des PMT en bleu) et de celles obtenues dans des conditions normales à la même période, en noir, utilisées comme références. Les résolutions sont compatibles entre elles indiquant le bon fonctionnement de la correction de la saturation. La bande verte représente la région d’énergie autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$ de la désintégration double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe , dont les données sont cachées afin de ne pas biaiser l’analyse.

6.2.2. Identification et séparation des signaux secondaires

Dans XENON1T, en particulier à haute énergie, les signaux S1 et S2 sont assez intenses pour produire des signaux secondaires.

Plusieurs types de signaux secondaires sont présents dans XENON1T, comme les afterpulses, déjà discutés en section 5.2 ou encore les électrons célibataires. Les afterpulses sont produits par ionisation des gaz résiduels à l'intérieur des PMT. Les électrons célibataires sont produits par effet photoélectrique des photons des signaux S1 et S2 sur les impuretés présentes dans le xénon liquide ou sur les matériaux de la TPC, produisant quelques électrons qui vont dériver jusqu'à la phase gazeuse et vont produire un signal S2. Le nombre d'électrons célibataires augmente avec l'intensité des signaux qui les produisent et sont donc majoritairement produits par des signaux S2, plus intenses que les signaux S1 [86].

Ces deux types de signaux secondaires, produits quelques μs après le signal principal, risquent d'être reconstruits comme faisant partie du pic (S1 ou S2) principal, menant à une sur-estimation de l'énergie reconstruite. La figure 6.7 présente un exemple de signaux S1 et S2 produits par un photon induisant une chaîne Compton⁵. Chaque signal S1 et S2 est suivi par des signaux secondaires (afterpulses ou électrons célibataires). Le signal S1 est produit très rapidement après une interaction et a une largeur temporelle assez faible. Il est donc facilement séparable des signaux secondaires qui le suivent. En revanche, les signaux S2 sont beaucoup plus larges, du même ordre de grandeur que le temps d'émission des signaux secondaires. Il est donc plus difficile d'estimer les limites des pics S2 et de les séparer des signaux secondaires.

Un algorithme a donc été développé pour rejeter ces signaux secondaires. Pour ce faire, la somme de toutes les formes d'ondes (WF) sur tous les PMT est utilisée :

1. Pour minimiser l'impact du bruit, les WF sommées⁶ sont lissées (ligne rouge en figure 6.7). Les minimums locaux sont ensuite déterminés et jouent le rôle de limites du signal considéré (point rouge en figure 6.7). Pour les signaux S1, la recherche de minimum permet de séparer ces derniers des signaux secondaires. En revanche, pour les signaux S2, cela n'est pas le cas. Ceci est visible par exemple, pour le premier pic S2 de la figure 6.7, où la délimitation obtenue avec les points rouges inclut les signaux secondaires présents après le pic S2.
2. Une coupure sur l'amplitude des signaux est utilisée afin de définir la fin des pics (en particulier pour les signaux S2). Lorsque le front descendant du pic tombe en dessous d'un certain seuil, celui-ci est tronqué afin de séparer le pic principal des

5. Lors d'une interaction Compton, un seul S1 peut être détecté car ces derniers sont produits très rapidement après une interaction (quelques dizaines de nanosecondes). En revanche, plusieurs signaux S2 sont visibles car leurs séparations ne dépendent que de leurs différences de profondeurs dans la TPC. Ceci est détaillé en section 6.3.1.

6. Les WF sommées correspondent à une fenêtre en temps de l'ordre de la milliseconde (section 4.2.1.3).

signaux secondaires. Le seuil de coupure a été choisi en supposant que les signaux sont gaussiens (ce qui est le cas pour les signaux S2, grâce à la diffusion longitudinale du nuage électronique, voir section 5.1.2). Le signal est ajusté avec une fonction gaussienne dont la hauteur correspond à l'amplitude du pic. Le seuil de la coupure est alors défini comme étant la valeur du signal à 3σ de son centre et est représenté par les points bleus en figure 6.7. Ce seuil réduit en moyenne de 0.13% l'aire du pic principal. Pour les signaux S1, cette coupure coïncide avec un minimum local. Pour les signaux S2, cette coupure sépare les signaux secondaires du pic principal.

La séparation des signaux secondaires couplée à la correction de la saturation a permis d'obtenir une dépendance linéaire des signaux S1 et S2 avec l'énergie déposée et ce jusqu'à 2.6 MeV.

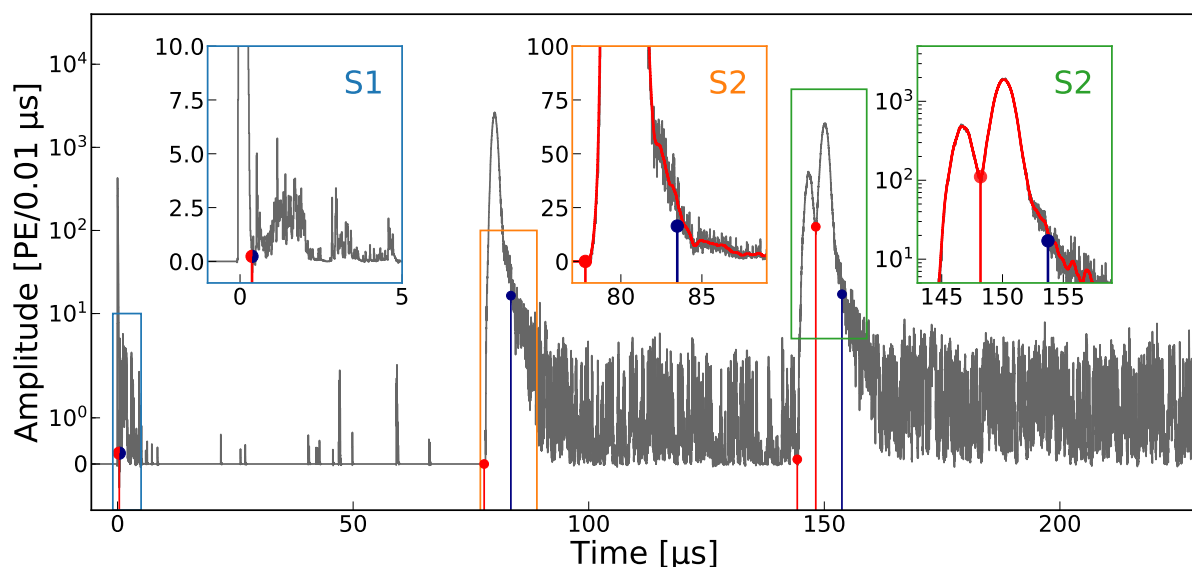


Fig. 6.7 – Un exemple de signaux S1 et S2 (après correction de la saturation) produits par une chaîne Compton. La forme d'onde (waveform (WF) en anglais) sommée sur tous les PMT est donnée en gris. La version lissée est donnée en rouge. La WF d'un tel évènement présente typiquement un signal S1 très fin et plusieurs signaux S2, chacun suivi par des signaux secondaires. Les signaux secondaires sont clairement séparés du signal S1 mais sont inclus dans les signaux S2. Les effets des algorithmes permettant de séparer les signaux secondaires des signaux principaux sont donnés dans les cadres intérieurs de la figure. La fin des pics (correspondant aux signaux S1 ou S2) est donnée par les lignes verticales. Les points rouges indiquent le minimum local qui permet de définir la fin du signal S1 et le début de chaque signal S2. Le point bleu représente le seuil à 3σ du centre du pic.

6.3. Identification des évènements simples et multiples

Grâce au grand pouvoir d'arrêt du xénon liquide, les deux électrons émis lors d'une décroissance double β sans émission de neutrinos vont très vite déposer toute leur énergie, et les évènements correspondants seront majoritairement détectés comme des évènements

aits simples ⁷ (avec un seul signal S1 et un seul signal S2). Une simulation de désintégration double β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) est fournie en section 6.5 et a permis d'estimer qu'environ 87% des événements de désintégration $0\nu\beta\beta$ sont reconstruits comme des événements simples.

A haute énergie, les événements produits par le bruit de fond de l'expérience (typiquement un photon provenant de la radioactivité des matériaux (voir section 4.3)) va interagir majoritairement par effet Compton, avec plusieurs sites d'interaction. Ces interactions multiples vont alors produire un signal caractéristique avec un seul signal S1 et plusieurs signaux S2. En effet, les signaux S1 étant produits de façon très rapide (quelques dizaines de nanosecondes après une interaction), il n'est pas possible de distinguer plusieurs interactions produites par un même photon, voyageant à la vitesse de la lumière. En revanche, la séparation des signaux S2 ne dépend que de la différence de profondeurs entre les sites d'interactions. Il est donc possible de séparer deux signaux S2 produits en même temps mais à des positions différentes dans la TPC.

Dans cette section, la sélection des événements simples et multiples dans XENON1T et la méthode de reconstruction de ces derniers sont présentées.

6.3.1. Sélections des événements simples

Les événements simples se caractérisent par la présence d'un seul signal S1 et un seul signal S2 dans la forme d'onde (WF). Cette WF est enregistrée sur un temps caractéristique de l'ordre de la milliseconde.

Pour sélectionner de tels événements plusieurs coupures ont été développées :

- Seuls les événements présents dans le volume fiduciel correspondant à une masse de 1 tonne de xénon liquide sont considérés (c'est-à-dire avec une position Z entre -9 et -92.9 cm et un rayon inférieur à 36.94 cm).
- Seuls les événements avec un seul S1 et un seul S2 sont considérés. Cela revient à ne conserver que les événements où les seconds pics identifiés comme des signaux S1 et S2 correspondent à des signaux secondaires :
 - Seuls les événements avec un second signal S1 de faible amplitude sont considérés.
 - Seuls les événements avec un second signal S2 dont la distribution sur la rangée des PMT du haut est compatible avec des interactions secondaires (des électrons célibataires en particulier) sont considérés.
- Pour s'assurer que le signal S2 principal n'est pas la somme de deux interactions (dont les nuages d'électrons auraient fusionné par diffusion), une sélection sur la largeur des signaux S2 est mise en place. Celle-ci doit être compatible avec la diffusion longitudinale des électrons pour une profondeur donnée.

7. Les électrons vont parcourir une distance typique de l'ordre du millimètre [8]. La séparation entre deux points d'interaction dans XENON1T (en particulier suivant la position Z) n'est pas suffisante pour discriminer ces deux électrons (voir section 6.5 et figure 6.23).

- Finalement, les signaux S1 et S2 identifiés comme principaux dans la WF doivent respecter des caractéristiques dites de *qualités*. En général, les limites de qualités sont choisies de façon à ce que 98%-99% (suivant les sélections considérées) des évènements soient conservés :
 - Un test statistique utilisant une fonction de vraisemblance est mis en place pour traduire la qualité de la distribution des signaux par rapport aux signaux attendus. La valeur de ce test statistique, qui dépend de l'énergie et de la position de l'interaction, doit être suffisamment faible. Cette méthode, pour les signaux S2, est présentée comme exemple dans la suite de cette section.
 - La répartition entre l'amplitude détectée par les PMT du haut de la TPC et celle détectée par les PMT du bas doit être compatible avec le signal considéré. Par exemple, les signaux S1, dont la lumière est réfléchi au niveau de l'interface liquide-gaz, doivent être majoritairement détectés par les PMT du bas.
 - Finalement la qualité de la reconstruction de la position est vérifiée grâce à la différence entre les valeurs de positions obtenues par deux méthodes de reconstruction (les méthodes TPF et NN, voir section 4.2.3). Cette différence doit rester faible pour que l'évènement soit retenu dans l'analyse.

Le résultat de cette sélection est donné en figure 6.8, où les signaux S2 corrigés⁸ et détectés par les PMT du bas sont donnés en fonction des signaux S1 corrigés, avant (a) et après (b) sélections. Environ 17% des évènements (présents dans le volume fiduciel correspondant à 1 tonne de xénon liquide) sont conservés après les sélections citées ci-dessus. Après sélections, plusieurs ellipses sont visibles. Ces ellipses, caractéristiques de l'anti-corrélation entre les signaux S1 et S2, proviennent de différentes sources émettant des radiations avec une énergie connue (soit des sources de calibrations, soit du bruit de fond produit par les matériaux du détecteur, voir table 6.1), et sont utilisées pour reconstruire le spectre en énergie de XENON1T (comme décrit en section 6.4). Une partie du plan $cS2_b$ en fonction de $cS1$ est vide (aux alentours de 14 000 PE en $cS1$ et de 110 000 PE en $cS2_b$). Cette région correspond à la région en énergie dite *aveugle*, autour de l'énergie $Q_{\beta\beta}$.

Exemple de coupure de qualité : S2PatternLikelihood Les coupures de qualités sont utilisées afin de supprimer les évènements dont la reconstruction n'est pas parfaite. Le but d'une telle coupure est donc de supprimer un pourcentage défini d'évènements (typiquement 2%) suivant la valeur d'un paramètre donné. Le but est donc d'avoir une coupure dont l'efficacité déterminée comme le nombre d'évènements après coupure divisé par le nombre d'évènements initial⁹, est homogène au sein du volume de détection et constante avec de l'énergie.

Dans cette section, l'exemple de la coupure dite *S2PatternLikelihood* est présentée.

8. Les corrections sont présentées en section 5.3.

9. Une efficacité égale à 1 signifie qu'aucun évènement n'a été supprimé. Au contraire, une efficacité égale à 0 signifie qu'aucun évènement n'a survécu à la coupure.

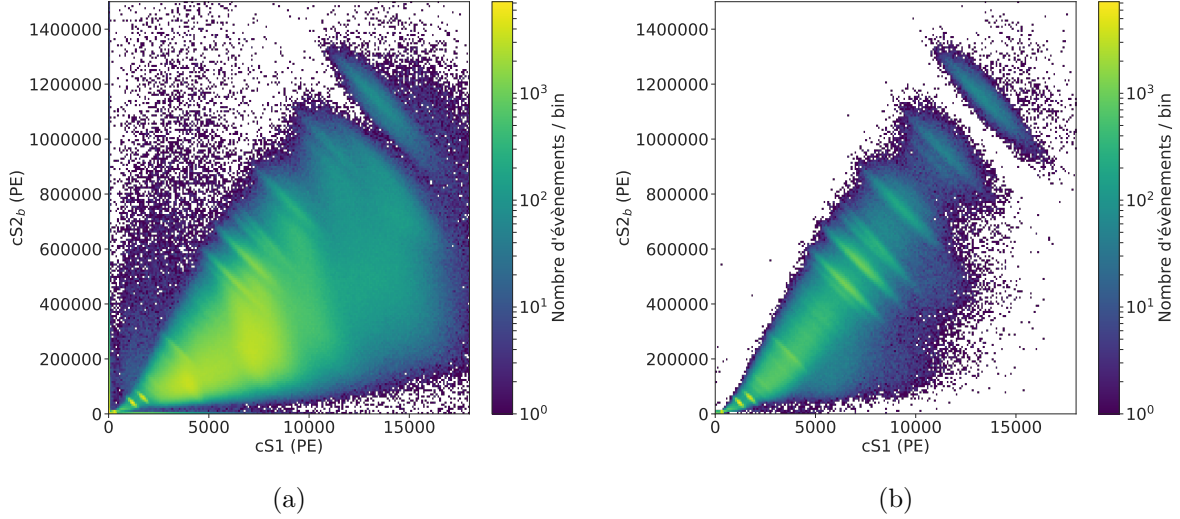


Fig. 6.8 – Distribution des signaux S2 corrigés et détectés par les PMT du bas en fonction des signaux S1 corrigés sans (a) et avec sélection (b) des évènements simples.

Comme discuté en section 4.2.3, la reconstruction de la position $x - y$ est basée, entre autre, sur une méthode dite *Top Pattern Fit* (TPF). La méthode TPF utilise une fonction de vraisemblance qui, pour un signal S2 donné, compare la distribution de lumière mesurée par chaque PMT à celle attendue par les simulations de collection de lumière et retourne la position $x - y$ la plus probable correspondante.

La distribution de lumière produite par les signaux S2 est simulée en générant 10 000 photons avec une position qui correspond à la zone où les signaux S2 sont produits. Le nombre de photons détectés par chacun des 248 PMT est ensuite déterminé. Il s'agit d'une simulation purement optique qui inclut les effets de réflexion et de déviation de la lumière sur les murs de la TPC, à l'interface liquide-gaz, etc. La distribution simulée est une distribution idéale, sans prise en compte d'effets tels que les afterpulses ou la saturation des PMT.

La vraisemblance (Goodness Of Fit) entre les distributions simulée et détectée est alors définie comme [108] :

$$g.o.f = -2 \times (a_o \times \log \left(\frac{a_e}{a_o} \right) + a_o - a_e) \quad (6.2)$$

avec :

- a_o : l'aire des signaux S2 observée pour chaque PMT,
- a_e : l'aire des signaux S2 attendue pour chaque PMT, obtenue grâce aux simulations optiques.

Une valeur faible de g.o.f indique un bon accord entre simulations et données mesurées. Cette variable est donc utilisée pour supprimer les évènements dont la distribution des signaux S2 ne correspond pas à celle attendue. Les 10 000 photons correspondent à un signal S2 de basse énergie. Ainsi, comme visible en figure 6.9a, la variable g.o.f dépend de

l'énergie déposée et augmente drastiquement pour des événements de hautes énergies. Cette distribution a été obtenue pour des événements produits lors d'une calibration utilisant une source de calibration interne de ^{220}Rn (voir section 4.2.2). L'avantage de cette source est qu'il s'agit d'une source interne, répartie de façon homogène dans la TPC, et qu'elle émet plusieurs radiations avec des énergies différentes.

Afin de déterminer les valeurs pour lesquelles un événement sera ou non conservé, le percentile à 98% (qui signifie que 98% de la distribution est inférieure à cette valeur) est déterminé pour chaque intervalle en S2. Ces valeurs sont ensuite ajustées avec une fonction de la forme :

$$f(S2) = a \log_{10}(S2)^b + c \log_{10}(S2)^d + e \quad (6.3)$$

Tous les événements au dessus de la valeur de cet ajustement sont rejetés. Un exemple de cette méthode est donné en figure 6.9a. L'efficacité de cette coupure dans le plan $x - y$ est présentée en figure 6.9b. Une dépendance en fonction de la position $x - y$ est clairement visible : des *trous* sont visibles, indiquant que pour certaines positions d'interactions, aucun événement ne survit à la coupure. De même, une dépendance temporelle des limites de cette coupure (visible en figure 6.10a) a également été observée. Cette dépendance a été observée en déterminant les limites de la coupure S2PatternLikelihood pour les 6 calibrations utilisant une source de ^{220}Rn effectuées durant le second science run (SR1).

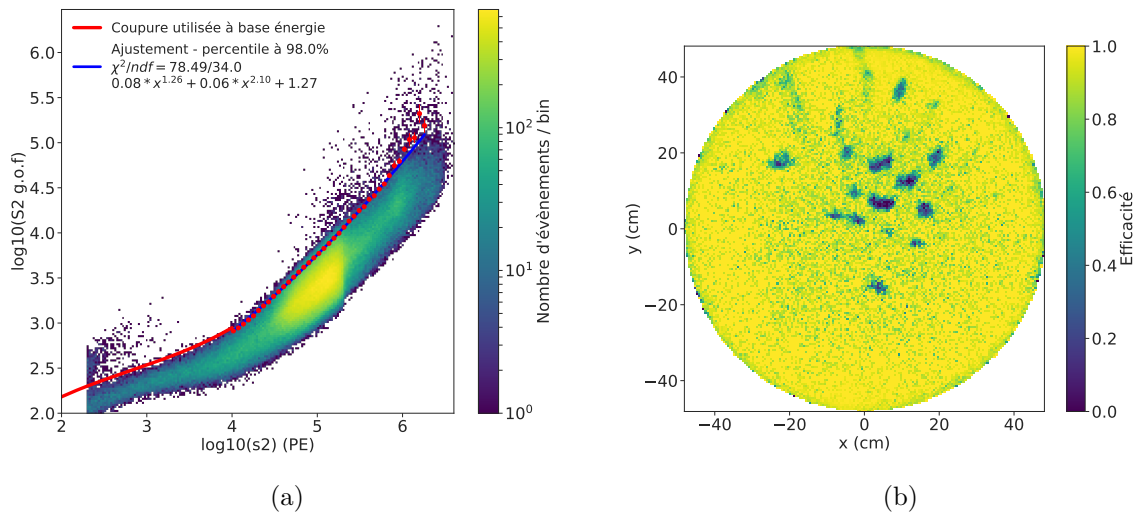


Fig. 6.9 – (a) g.o.f du signal S2, définie en équation 6.2 en fonction du signal S2 (en notation logarithmique). Le percentile à 98% est déterminé pour chaque intervalle en S2 (points rouges) et ajusté avec une loi de puissance (ligne bleue) qui permet de définir les limites de la coupure appliquée sur cette variable. Cette distribution a été obtenue lors de la calibration utilisant une source interne de ^{220}Rn effectuée en Mars 2017. (b) Efficacité de la coupure S2PatternLikelihood en fonction de la position $x - y$ (intégrée en Z) obtenue lors de la calibration utilisant une source interne de ^{220}Rn effectuée en Mars 2017.

Ces deux problèmes sont liés à la qualité de fonctionnement des PMT. En particulier, la présence d'afterpulses¹⁰ peut fortement détériorer la forme des signaux S2 et donc la

10. Même si les afterpulses sont séparés des pics S2 grâce à l'algorithme de séparation des signaux

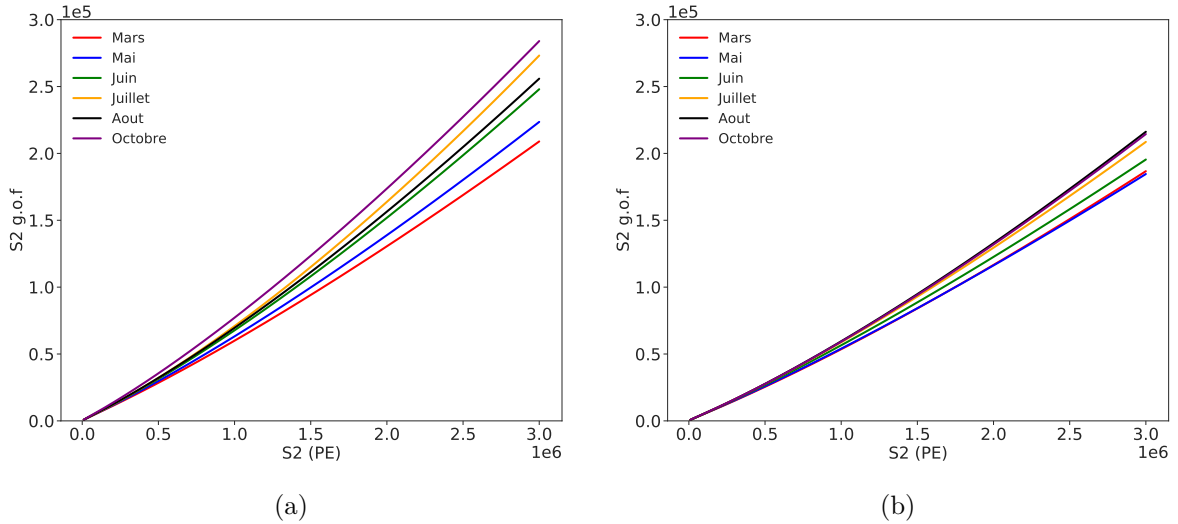


Fig. 6.10 – Évolution des limites de la coupure S2PatternLikelihood en fonction du temps, pour les 6 calibrations utilisant une source interne de ^{220}Rn effectuées durant le SR1, avec (a) et sans (b) inclusion des PMT montrant un nombre important d’afterpulses durant SR1.

valeur g.o.f (puisque ces afterpulses ne sont pas inclus dans les simulations optiques). Or, certains PMT ont montré une quantité d’afterpulses importante au cours du SR1. Ces PMT ont montré des fuites importantes et du xénon est entré dans leurs tubes, créant de nombreux afterpulses. La détection des signaux S2 par ces PMT est donc fortement détériorée, induisant le comportement visible en figure 6.9b. De même, au cours du temps, la quantité de xénon à l’intérieur de ces PMT a augmenté, induisant une dépendance temporelle de la valeur g.o.f. observée en figure 6.10a.

Il a donc été proposé de ne pas inclure les PMT montrant une quantité d’afterpulses importante et qui ont été identifiés au cours du SR1¹¹. La valeur g.o.f est donc de nouveau calculée en excluant ces PMT. Les limites de la coupure S2PatternLikelihood sont de nouveau déterminées pour les 6 calibrations utilisant une source de ^{220}Rn effectuées durant le SR1. La dépendance temporelle de ces limites est représentée en figure 6.10b. Une nette amélioration de cette dépendance est visible.

Finalement, la dépendance en $x - y$ ¹² est corrigée en déterminant les limites des coupures suivant la position de l’interaction. En utilisant les 6 calibrations de ^{220}Rn , la TPC est artificiellement découpée en petits volumes (voxels) suivant le plan $R - \phi$ ¹³ (intégré en Z), illustré en figure 6.11a. On parle alors de coupure *avec binning en $R - \phi$* . Dans chaque voxel, les limites de la coupure S2PatternLikelihood sont déterminées comme présenté en figure 6.9a. La coupure est ensuite appliquée événement par événement suivant

secondaires (présenté en section 6.2.2), lorsqu’ils sont nombreux et trop importants, il est difficile de tous les identifier.

11. 19 PMT sur 248 ont été identifiés.

12. Aucune dépendance en Z n’a été observée.

13.
$$\phi = \begin{cases} \arccos\left(\frac{x}{R}\right) & \text{si } y \geq 0 \\ -\arccos\left(\frac{x}{R}\right) & \text{si } y < 0 \end{cases}$$

leurs positions d'interactions. L'efficacité de la coupure ainsi obtenue en fonction de la position $x - y$ est donnée figure 6.11b (pour la calibration utilisant une source interne de ^{220}Rn effectuée en Mars 2017). Une très nette amélioration de l'homogénéité de cette coupure est visible.

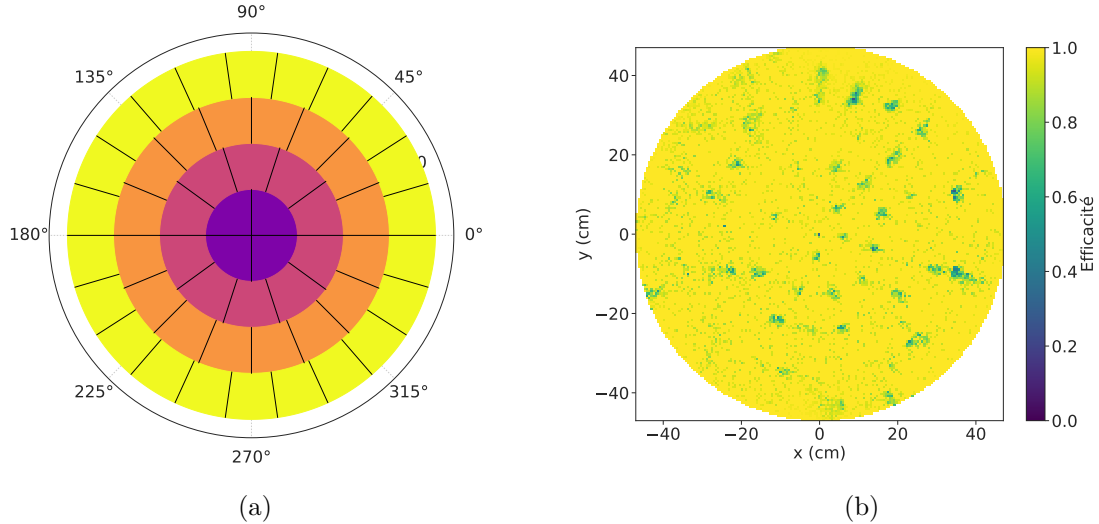


Fig. 6.11 – (a) Représentation du découpage de la TPC en petits volumes (voxels) suivant le plan $R - \phi$. (b) Efficacité de la coupure S2PatternLikelihood avec binning en $R - \phi$ en fonction de la position $x - y$ (intégrée en Z) obtenue lors de la calibration utilisant une source interne de ^{220}Rn effectuée en Mars 2017. Les *trous* visibles correspondent aux limites des différents voxels : les évènements dont la position est proche de la définition des limites de chaque voxel sont affectés par un changement de coupure soudain. Il n'est pas possible d'augmenter le nombre de voxels au vu de la statistique limitée.

L'efficacité de cette coupure est alors de 98%, homogène en fonction de la position et constante en fonction de l'énergie des évènements considérés.

6.3.2. Sélections et reconstructions des évènements multiples

6.3.2.1. Sélection des évènements avec plusieurs signaux S2

Les évènements multiples se caractérisent par la présence d'un signal S1 et de plusieurs signaux S2 dans la WF. Une première sélection, permettant de s'assurer que les signaux S2 présents dans la WF proviennent bien d'une interaction (et non de signaux secondaires par exemple), est effectuée. Ainsi, tous les pics, identifiés comme des signaux S2 dans la WF, doivent respecter plusieurs conditions :

- Le pic identifié comme un signal S2 doit avoir été détecté dans un volume fiduciel correspondant à une tonne de xénon liquide (c'est-à-dire avec une position Z entre -9 et -92.9 cm et un rayon inférieur à 36.94 cm).
- Le pic identifié comme un signal S2 doit avoir une distribution sur la rangée des PMT du haut compatible avec un tel signal unique, ne présentant qu'un maximum dans la distribution (sélection reposant sur le même principe que celui présenté en section 6.3.1).

- De la même façon, la largeur du pic doit être compatible avec un signal S2 produit à la profondeur correspondante.

Une fois la sélection des signaux S2 effectuée, seuls les évènements présentant au moins deux pics sont considérés. Pour ces évènements, une sélection au niveau des signaux S1, identique à la sélection effectuée pour les évènements simples, est mise en place afin de s'assurer qu'un seul signal S1 est détecté. Après l'identification des pics S2, les coupures appliquées sur les signaux S1 permettent la conservation d'environ 37% des évènements. Il est important de noter que, bien qu'aucun évènement en commun n'a été trouvé entre les évènements identifiés comme simples et multiples, la somme des deux populations ne correspond pas à la population totale initialement identifiée par le traitement des données brutes (PAX, voir section 4.2.3). Ceci est dû au fait qu'une partie des évènements qui sont reconstruits par PAX ne sont pas des évènements physiques, mais des évènements de bruits de fond électroniques par exemple, ou encore que certains évènements ne passent ni les coupures de qualités nécessaires pour être considérés comme des évènements simples ni celles pour être considérés comme des évènements multiples.

6.3.2.2. Reconstruction des évènements multiples

Le signal S1 obtenu avec ces sélections est la combinaison de toutes les interactions ayant eu lieu dans la TPC pour l'évènement considéré. Ces interactions ont été séparées en S2, il faut donc sommer tous les signaux S2 détectés afin de les faire correspondre au signal S1 :

$$cS2_b^{multi} = \sum_i cS2_b^i \quad (6.4)$$

avec $cS2_b^i$, tous les pics S2 identifiés dans la WF et corrigés (voir section 5.3) suivant leurs positions $\vec{x}_i = (x_i, y_i, Z_i)$ ¹⁴.

Le signal S1 a également besoin d'être corrigé en utilisant la carte de collection de lumière (LCE), puisque la quantité de lumière mesurée dépend de la position des interactions (voir section 5.3). Or, puisque le signal S1 correspond à la somme de plusieurs interactions, ayant eu lieu à différentes positions dans la TPC, la correction du signal S1 est moyennée sur toutes les positions \vec{x}_i reconstruites :

$$cS1^{multi} = S1 \cdot \frac{\sum_i (LCE(\vec{x}_i) \cdot cS2_b^i)}{\sum_i cS2_b^i} \quad (6.5)$$

De même, la position moyenne des interactions est définie comme :

$$\vec{x}_{multi} = \frac{\sum_i (\vec{x}_i \cdot cS2_b^i)}{\sum_i cS2_b^i} \quad (6.6)$$

14. Les positions sont également corrigées pour les effets de distorsions du champ électrique décrits en section 5.3.

Le résultat de ces sélections et reconstructions est donné en figure 6.12, où les sommes des signaux S2 corrigés et détectés par les PMT du bas sont données en fonction des signaux S1 corrigés, en se basant sur l'équation 6.5, avant (a) et après (b) sélections. De nouveau, les ellipses caractéristiques des différents éléments radioactifs produisant des interactions dans le xénon liquide sont visibles, et seront utilisées pour reconstruire le spectre en énergie des événements multiples (comme décrit en section 6.4). Dans le cas des événements multiples, aucune région *aveugle* n'est définie contrairement aux événements simples (voir figure 6.8b) car les décroissances $0\nu\beta\beta$ sont supposées produire majoritairement des événements simples (voir section 6.5).

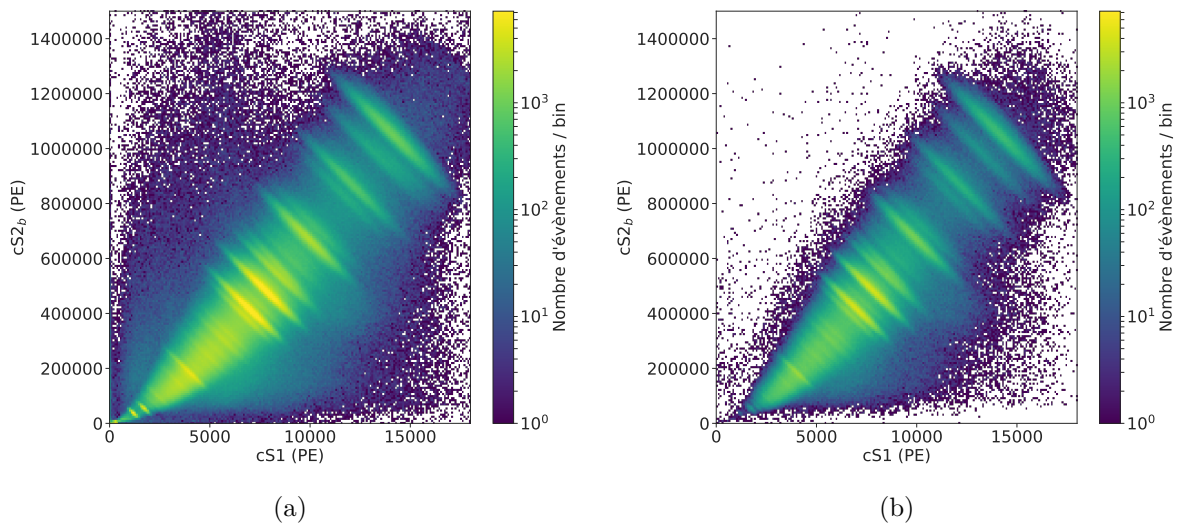


Fig. 6.12 – Distribution des signaux S2 corrigés et détectés par les PMT du bas en fonction des signaux S1 corrigés sans (a) et avec sélection (b) des événements multiples, après reconstructions de ces derniers.

6.4. Reconstruction de l'énergie déposée

La méthode de reconstruction de l'énergie déposée sous forme de reculs électroniques est présentée de manière générale en section 4.2.3.

Cette reconstruction est basée sur la calibration des rendements de charge et de lumière déterminés en utilisant les différentes sources de radiations présentes dans la TPC, que ce soit provenant de calibrations ou provenant du bruit de fond de l'expérience. La liste des différents éléments radioactifs présents dans l'expérience XENON1T est donnée en table 6.1. Cette méthode est utilisée pour reconstruire le spectre en énergie des reculs électroniques produisant des événements simples et multiples pour des énergies allant de quelques keV à 2.6 MeV et est présentée dans la suite de cette section.

Isotopes	Énergies (keV)	Origines
^{83m}Kr	41.6 keV	Calibration
^{131m}Xe	136.9 keV	Activation après calibration utilisant une source de neutrons
^{129m}Xe	236.2 keV	Activation après calibration utilisant une source de neutrons
^{214}Bi	609.3 keV	^{222}Rn
^{214}Bi	1 120.3 keV	^{222}Rn
^{60}Co	1 173.2 keV	Matériaux (activation cosmogénique du cuivre)
^{60}Co	1 332.5 keV	Matériaux (activation cosmogénique du cuivre)
^{40}K	1 460.8 keV	Matériaux
^{214}Bi	1 764.5 keV	^{222}Rn
^{214}Bi	1 846.5 keV	^{222}Rn
^{214}Bi	2 118.5 keV	^{222}Rn
^{214}Bi	2 204.1 keV	^{222}Rn
^{214}Bi	2 447.9 keV	^{222}Rn
^{60}Co	2 505.7 keV	Matériaux (activation cosmogénique du cuivre) Somme des pics à 1 173.2 keV et 1 332.5 keV
^{208}Tl	2 614.5 keV	Matériaux (éléments fils du ^{232}Th)

TABLE 6.1 – Liste de tous les radio-isotopes présents dans XENON1T durant le second science run (SR1) et produisant une ellipse caractéristique dans le plan $cS2_b$ en fonction de $cS1$.

6.4.1. Méthode

L'énergie déposée lors d'une interaction (produisant un recul électronique) est reconstruite d'après l'équation suivante :

$$E = \left(\frac{cS1}{g_1} + \frac{cS2_b}{g_2} \right) \cdot W \quad (6.7)$$

avec $W = (13.7 \pm 0.2)$ eV [75], l'énergie moyenne nécessaire pour créer un photon ou une paire électron-ion.

g_1 et g_2 , respectivement le gain de scintillation et le gain d'ionisation, dépendent du détecteur utilisé et sont mesurés grâce à la détermination des rendements de charge et de lumière (c'est-à-dire $\frac{cS2_b}{E}$ et $\frac{cS1}{E}$, respectivement) dans toute la gamme d'énergie voulue. En effet, une relation linéaire entre ces deux quantités est observée :

$$\text{Cy} = -\frac{g_2}{g_1}\text{Ly} + \frac{g_2}{W} \quad (6.8)$$

Les rendements de charge et de lumière sont déterminés grâce à des ajustements elliptiques à deux dimensions (donnés en équation 6.9) des ellipses visibles¹⁵ dans le plan $y = cS2_b/100$ en fonction de $x = cS1$, qui correspondent à des énergies bien définies¹⁶, données en table 6.1.

15. Ces ellipses sont dues aux fluctuations de la recombinaison entre signaux de charges et de lumières et aux fluctuations provenant de la résolution du détecteur.

16. Le signal S2 est divisé par 100 pour obtenir une ellipse la moins déformée possible et faciliter l'ajustement.

$$f(x, y) = A \times \exp\left(-\frac{[(x - \mu_x) \cos \theta - (y - \mu_y) \sin \theta]^2}{2a^2} - \frac{[(x - \mu_x) \sin \theta - (y - \mu_y) \cos \theta]^2}{2b^2}\right) \quad (6.9)$$

avec μ_x, μ_y les valeurs moyennes des signaux $cS1$ et $cS2_b$. A, θ, a et b sont les paramètres de l'ellipse, comme présenté en figure 6.13.

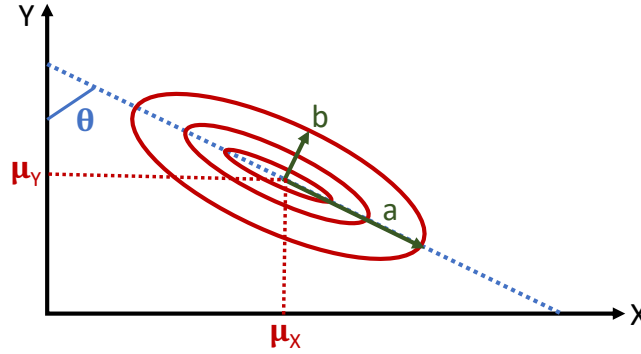


Fig. 6.13 – Illustration du principe d'ajustement elliptique à deux dimensions, d'après l'équation 6.9.

L'ajustement elliptique est effectué pour les événements simples et les événements multiples, sélectionnés dans la section précédente. La TPC est virtuellement découpée en 5 parties en coordonnée Z . Un exemple d'ajustement elliptique à deux dimensions, pour des événements multiples entre 2 MeV et 2.6 MeV dont la position Z reconstruite (moyennée d'après l'équation 6.6) est comprise entre -92.9 cm et -76.12 cm, est donné en figure 6.14. Cet ajustement permet de déterminer les rendements de charge et de lumière pour une énergie totale déposée de 2.204 MeV (^{214}Bi) et de 2.615 MeV (^{208}Tl).

L'ajustement linéaire des rendements de charge en fonction des rendements de lumière et permettant la détermination de g_1 et g_2 (d'après l'équation 6.8) pour les événements simples et multiples (et avec une position Z comprise entre -92.9 cm et -76.12 cm) est donnée en figure 6.15.

Deux effets sont visibles sur cette figure et détaillés ci-après :

1. Pour une interaction à une énergie donnée, les rendements de charge et de lumière sont différents pour les événements simples et multiples.
2. Pour un rendement de lumière donné, le rendement de charge pour les événements multiples est plus grand que pour les événements simples.

Le premier effet provient de la dépendance non-linéaire de la recombinaison des électrons libres produits par ionisation en fonction de l'énergie déposée. Comme décrit dans la section 4.1.2, une partie ces électrons libres peuvent se recombiner avec des atomes de xénon environnants, produisant un état excité qui se désexcite en émettant de la lumière de scintillation (c'est-à-dire le signal $S1$). La probabilité de recombinaison des électrons dépend du champ électrique mais également de la densité d'ionisation des particules. La densité d'ionisation est le nombre d'ions et d'électrons par unité de longueur produit par

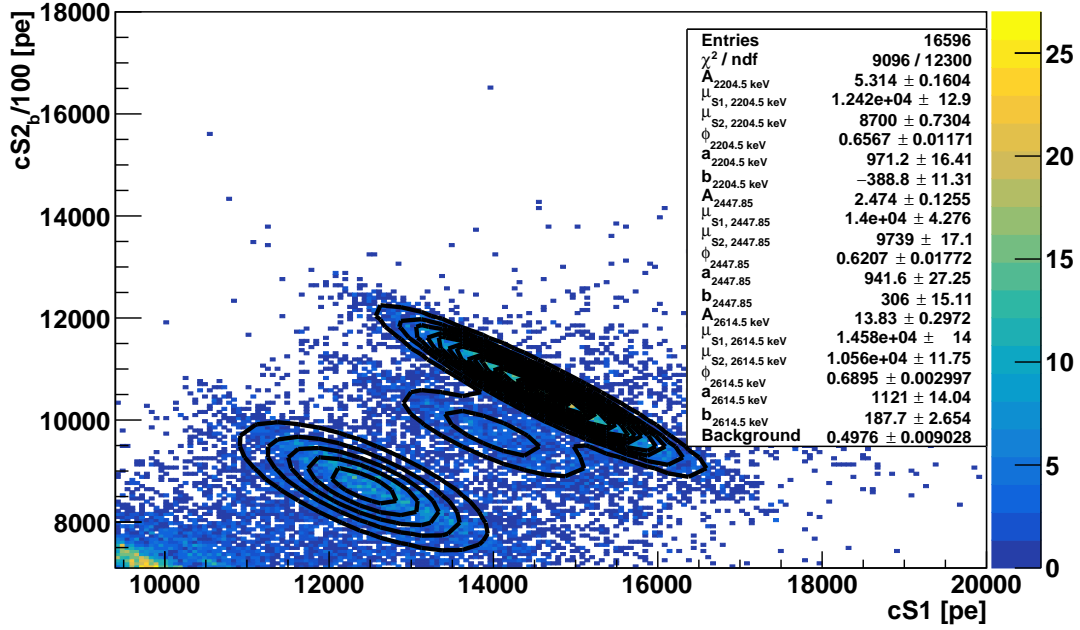


Fig. 6.14 – Exemple d’ajustement elliptique à deux dimensions pour des évènements multiples dont la position Z reconstruite (moyennée d’après l’équation 6.6) est comprise entre -92.9 cm et -76.12 cm , donné en figure 6.14, permettant de déterminer les rendements de charge et de lumière pour une énergie totale déposée entre 2.204 MeV et 2.615 MeV .

une particule le long de sa trace. Une plus grande densité d’ionisation donne un plus grand nombre d’ions et d’électrons libres dans un plus petit espace, et donc une plus grande probabilité de recombinaison : le signal S1 sera plus grand alors que le signal S2 sera plus petit (puisque moins d’électrons peuvent échapper à la recombinaison). Cette densité d’ionisation est liée au pouvoir d’arrêt du xénon liquide $\frac{dE}{dx}$, qui dépend de l’énergie déposée (voir figure 6.16). La probabilité de recombinaison des électrons r est donc naturellement liée au pouvoir d’arrêt du xénon liquide et est donnée par la loi de Birks (sans champ électrique) [109] :

$$r = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 - B \frac{dE}{dx}} + C \quad (6.10)$$

avec A , B et $C = 1 - \frac{A}{B}$, des paramètres libres déterminés en ajustant les données de rendements de lumière obtenues par différentes expériences. Le premier terme de l’équation représente la recombinaison des électrons libres avec un autre atome que celui dont il est originaire. Le second terme de l’équation, C , représente la recombinaison des électrons libres avec leurs atomes d’origine [109]. La probabilité de recombinaison des électrons en fonction de l’énergie est donnée en figure 6.16. Ainsi, deux interactions successives de 100 keV (soit une énergie totale de 200 keV) ont une probabilité de recombinaison plus grande qu’une interaction simple de 200 keV (représentée par les traits noirs pointillés sur la figure 6.16), et donc un rendement de lumière (de charge) plus grand (plus petit). Ceci explique la différence entre les rendements de charge et de lumière suivant s’il s’agit d’un

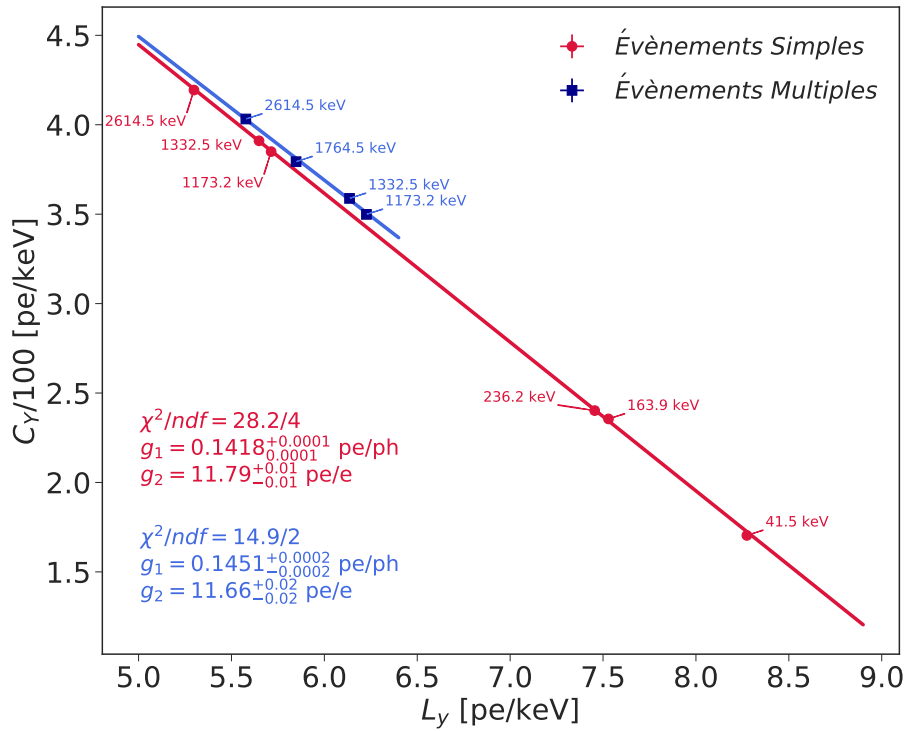


Fig. 6.15 – Exemple d’ajustement linéaire du rendement de charge en fonction du rendement de lumière, pour des évènements avec une position Z corrigée comprise entre -92.9 cm et -76.12 cm, et permettant la détermination de g_1 et g_2 .

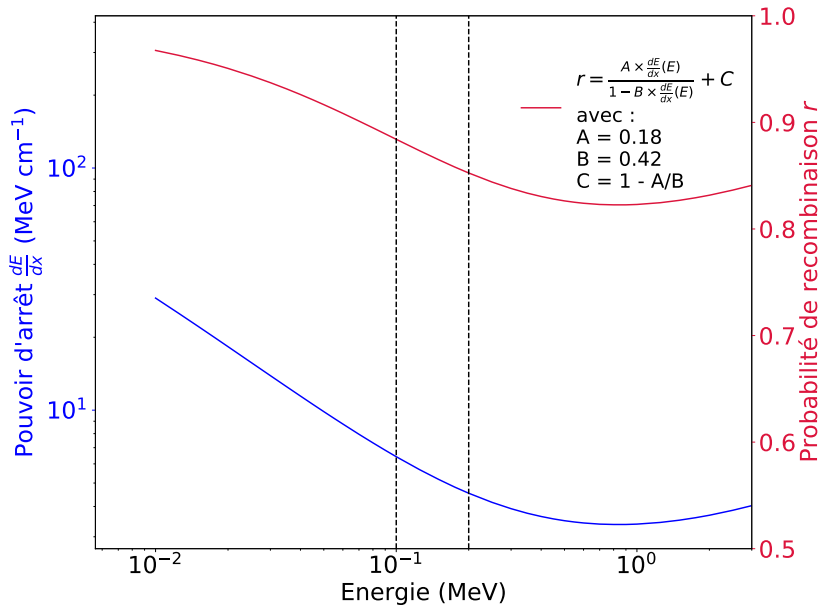


Fig. 6.16 – Pouvoir d’arrêt des électrons dans le xénon liquide (gauche) et probabilité de recombinaison des électrons libres produits lors d’une interaction (sans champ électrique appliqué) (droite). Extrait des données disponibles sur ESTAR[98].

évènement simple ou multiple. En revanche, il est important de noter que l'énergie totale (voir équation 6.7) reste la même qu'il s'agisse d'un évènement simple ou multiple, justement grâce au fait que si le signal S1 augmente, le signal S2, lui, diminue et inversement, laissant la combinaison des deux (soit E) constante¹⁷.

Le second effet visible en figure 6.15 provient de la contribution plus importante des signaux secondaires (voir section 6.2.2) pour les évènements multiples par rapport aux évènements simples. En effet, les signaux secondaires sont séparés des signaux principaux en cherchant des minimums locaux dans la WF. Or, les signaux S2 présents dans des évènements multiples peuvent être très proches les uns des autres (voir figure 6.7). Il est alors difficile de distinguer les pics S2 des interactions secondaires. Ces derniers sont alors inclus comme faisant partie des pics S2 principaux, d'où un rendement de charge plus grand pour un même rendement de lumière. Pour cette raison, les facteurs g_1 et g_2 sont déterminés séparément pour les évènements simples et pour les évènements multiples.

La détermination de g_1 et g_2 est répétée pour les 5 parties de la TPC et une dépendance linéaire de g_1 et g_2 en fonction de la position Z a été observée. Cette dépendance est probablement due à la non-uniformité du champ électrique dans la TPC (voir section 5.3.1) qui pourrait induire une mauvaise correction des signaux S2¹⁸. Ainsi, pour corriger cette dépendance, les facteurs g_1 et g_2 sont appliqués en fonction de la position Z . Le spectre en énergie ainsi obtenu est donné en figure 6.17.

6.4.2. Résultats

Le spectre en énergie des évènements simples (rouge) et multiples (bleu) obtenu est donné en figure 6.17. Le nombre d'évènements pour chaque population est normalisé en nombre d'évènements par keV, par tonne de xénon liquide exposé (le volume fiduciel utilisé correspond à 1 042 kg) et par année d'exposition (les données utilisées correspondent à 264.8 jours). La région en bleu clair sur la figure 6.17, correspond à la région aveugle de 3σ autour de la valeur de la décroissance $0\nu\beta\beta$ (avec σ la résolution en énergie obtenue dans cette région en énergie). Cette région aveugle ne concerne que les évènements simples (puisque environ 87% des décroissances $0\nu\beta\beta$ sont supposées produire des évènements simples (voir section 6.5)). La recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ se fera donc en ne prenant en compte que les évènements simples. Les évènements multiples seront utilisés pour contraindre les modèles de bruits de fond correspondants.

La résolution en énergie ainsi que le biais de l'énergie reconstruite sont déterminés en ajustant les pics visibles dans le spectre en énergie avec une fonction définie comme

17. Pour s'en assurer, des simulations utilisant NEST (un modèle empirique permettant de comprendre la physique du xénon liquide, décrit en section 6.5.2) ont été produites, avec différentes énergies. De plus, la reconstruction de l'énergie, présentée en figure 6.17, montre une déviation de moins de 0.5% par rapport à l'énergie attendue, que ce soit pour les évènements simples ou multiples.

18. En particulier, la correction du temps de vie des électrons. Des analyses sont en cours dans la collaboration XENON.

la somme des fonctions gaussiennes (suivant le nombre de pics attendus dans la région considérée) et incluant un bruit de fond constant ou exponentiel suivant la région considérée. Un exemple d'ajustement est donné en figure 6.18 (pour des évènements multiples compris entre 2.350 MeV et 2.8 MeV).

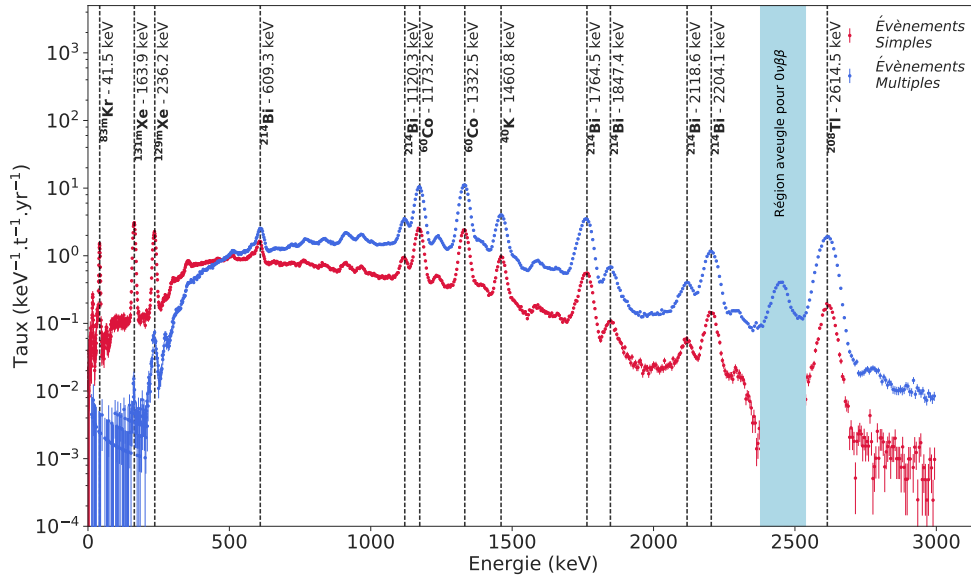


Fig. 6.17 – Spectre en énergie de XENON1T, obtenu pour des évènements simples (rouge) et multiples (bleue). Le nombre d'évènements est normalisé en nombre d'évènements reconstruits par keV, par tonne de xénon liquide exposée et temps d'exposition. La bande bleue clair correspond à la région aveugle de 3σ autour de la valeur de la décroissance double β sans émission de neutrinos, pour les évènements simples. Très peu d'évènements multiples sont détectés pour des énergies inférieures à 500 keV, simplement car la probabilité qu'un photon de cette énergie produise une interaction Compton dans un volume fiduciel correspondant à 1 tonne de xénon liquide est très faible.

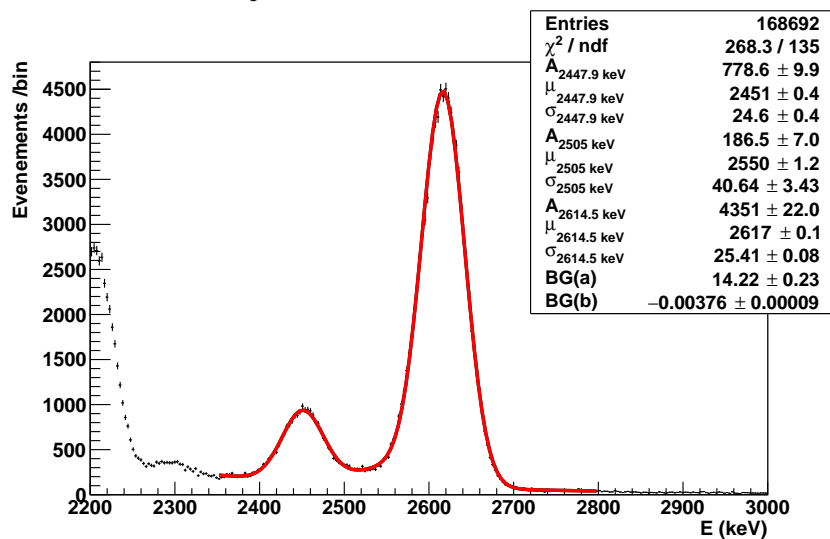


Fig. 6.18 – Exemple d'ajustement gaussien sur le pic émis par du ^{214}Bi et du ^{208}Tl , entre 2.2 MeV et 2.8 MeV, permettant d'extraire la résolution en énergie, définie comme σ/μ . Le pic du ^{60}Co à 2.505 MeV n'est pas visible à l'œil nu à cause de sa faible statistique et n'est donc pas utilisé pour la détermination de la résolution en énergie en fonction de l'énergie (donnée en figure 6.19).

Comme indiqué en figure 6.19, **le biais de l'énergie reconstruite par rapport à l'énergie attendue est inférieur à 0.5% pour toute la gamme en énergie et pour les évènements simples et multiples, montrant la très bonne reconstruction de l'énergie dans XENON1T.** La résolution est définie comme la déviation standard σ de la gaussienne divisée par la valeur moyenne obtenue μ . La résolution en énergie obtenue pour les évènements simples et multiples, allant de quelques keV à 3 MeV est donnée en figure 6.19. A la valeur $Q_{\beta\beta}$, correspondant à l'énergie déposée par les deux électrons émis lors d'une décroissance $0\nu\beta\beta$, **la résolution en énergie pour les évènements simples est de $(0.79 \pm 0.01)\%$ et de $(0.94 \pm 0.02)\%$ pour les évènements multiples.** Ces résolutions sont actuellement les meilleures obtenues dans des expériences utilisant du xénon liquide (que ce soit avec une TPC double phase, telle que PandaX-II [105], ou simple phase, telle que EXO-200 [110]). Pour rappel, jusqu'à présent les TPC double phase, avec une amplification des signaux dans la phase gazeuse, possédaient une résolution en énergie dans la région autour de $Q_{\beta\beta}$ environ 5 fois plus grande que la résolution en énergie obtenue par les TPC simple phase, limitant ainsi la sensibilité des TPC double phase à la décroissance $0\nu\beta\beta$ (voir chapitre 7). Cette très bonne résolution en énergie est prometteuse pour les expériences futures utilisant une TPC double phase, dédiées à la recherche de matière noire (telles que DARWIN), dont la masse de xénon liquide sera beaucoup plus grande, permettant de devenir compétitives avec les expériences dédiées à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ [8] (voir chapitre 7).

6.5. Comparaison de la résolution obtenue avec XENON1T et celle attendue grâce à des simulations

La résolution en énergie de 0.79% dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ obtenue par XENON1T est la meilleure jamais atteinte dans des expériences utilisant du xénon liquide comme cible. Elle est très prometteuse pour les expériences futures. Dans cette section, des simulations d'évènements, représentant la décroissance $0\nu\beta\beta$, sont utilisés pour comprendre cette résolution et pour estimer le nombre d'évènements $0\nu\beta\beta$ reconstruits comme des évènements simples. La simulation comporte quatre étapes, décrites en détail dans la suite de cette section :

1. Simulation de l'énergie déposée par des électrons dans du xénon liquide, avec GEANT4,
2. Détermination du nombre d'évènements qui seront reconstruits comme des évènements simples ou multiples, utilisant un *clustering*,
3. Simulation de la réponse du xénon liquide à un dépôt d'énergie, avec NEST,
4. Simulation de la réponse de XENON1T, en générant les signaux S1 et S2 suivant la position de l'interaction, afin de reconstruire l'énergie déposée.

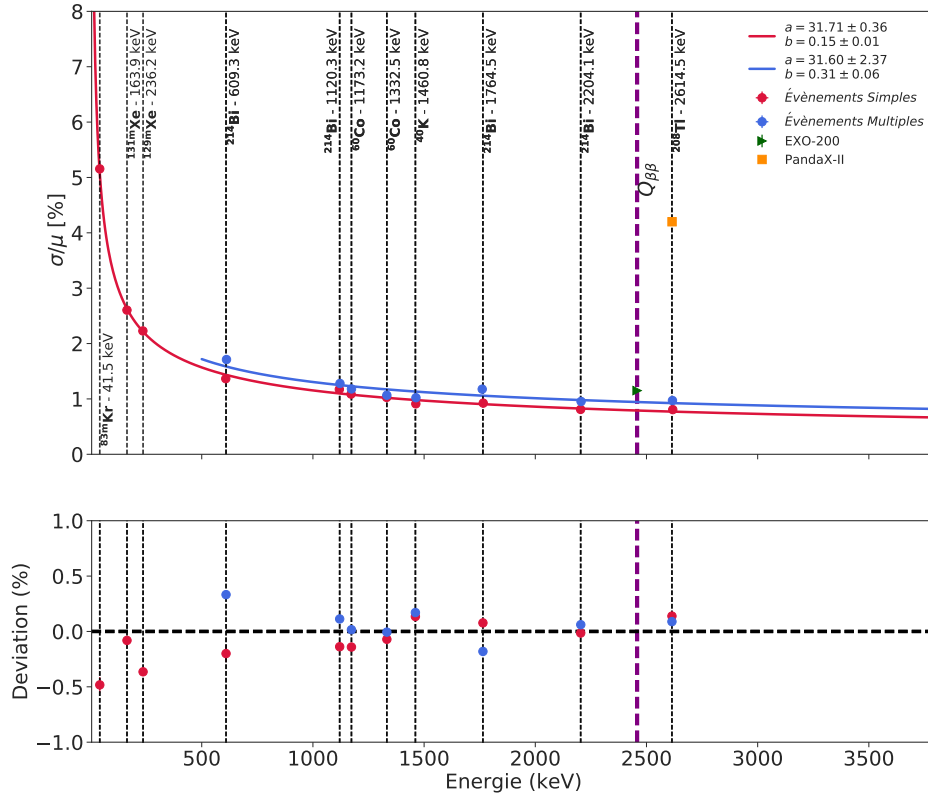


Fig. 6.19 – Résolution (haut) et biais (bas) par rapport à l'énergie attendue de XENON1T. Les traits pleins correspondent à l'ajustement de la résolution en fonction de l'énergie tel que $\sigma/\mu = a/\sqrt{E} + b$. Les résolutions en énergie obtenues, pour des évènements simples, par deux autres expériences utilisant des chambres à projection temporelle à simple (EXO-200 [110]) ou double phase (PandaX-II [105]) remplies de xénon liquide sont données pour comparaison. Le biais de l'énergie reconstruite est inférieur à 0.5% sur toute la gamme en énergie.

6.5.1. Simulations des évènements avec GEANT4

Une décroissance $0\nu\beta\beta$ se caractérise par l'émission de deux électrons avec une énergie totale de 2.458 MeV. La répartition de l'énergie ainsi que la direction entre les deux électrons dépendent des modèles de décroissance considérés. Dans le modèle d'échange de neutrinos de Majorana légers, que l'on peut représenter comme l'échange d'un neutrino gauche avec un antineutrino droit (ce mécanisme est connu sous le nom de *mass mechanism*), le cas le plus probable est que les deux électrons sont émis à 180° l'un de l'autre avec une énergie de $Q_{\beta\beta}/2 = 1.229$ MeV chacun [111]. C'est ce cas qui sera considéré pour nos simulations, utilisant le logiciel GEANT4 [107], permettant de simuler des processus physiques connus grâce à des méthodes Monte-Carlo [112]. Ainsi, le signal attendu lors d'une décroissance $0\nu\beta\beta$ est simulé comme deux électrons de 1.229 MeV chacun, émis à 180° l'un de l'autre, et ce, de façon homogène et aléatoire dans un volume de 1 tonne de xénon liquide. Les autres mécanismes de décroissances $0\nu\beta\beta$ et les décroissances $2\nu\beta\beta$ sont pas simulés.

Ces électrons vont parcourir une certaine distance dans le xénon liquide en déposant de l'énergie. GEANT4 est utilisé de manière à enregistrer le dépôt d'énergie des électrons dans le xénon liquide tous les $5 \mu\text{m}$, qui correspond à l'ordre de grandeur de la distance de thermalisation des paires électrons-ions produits par ionisation (exactement égale à $4.6 \mu\text{m}$ [109]). Cela permet de reconstruire le parcours de l'électron dans le xénon liquide, que l'on va appelé *trace*. En plus de ce dépôt d'énergie, les électrons qui se déplacent dans le xénon liquide émettent un rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung). Le rayonnement de freinage est produit lorsqu'un électron, voyageant dans un milieu donné, est ralenti et dévié par le champ électrique des noyaux du milieu. Le spectre en énergie des photons émis par rayonnement de freinage par les deux électrons simulés, de 1.229 MeV chacun, est donné en figure 6.20. Environ 95% des photons ont une énergie inférieure à 500 keV . D'après la figure 5.1, un photon de 500 keV a un parcours moyen dans le xénon liquide d'environ 1 cm . Ces photons de rayonnement de freinage vont donc délocaliser une partie de l'énergie des électrons émis par la décroissance $0\nu\beta\beta$. Suivant la position d'interaction des photons de rayonnement de freinage par rapport à la trace des électrons émis par la décroissance $0\nu\beta\beta$, les évènements de cette décroissance seront reconstruits comme :

- un évènement simple : tous les photons émis par rayonnement de freinage sont assez proches de la trace principale pour ne produire qu'un seul signal,
- un évènement multiple : un ou plusieurs photons émis par rayonnement de freinage ont parcouru une distance suffisamment grande pour que le signal qu'ils produisent ne soit pas inclus dans la trace principale.

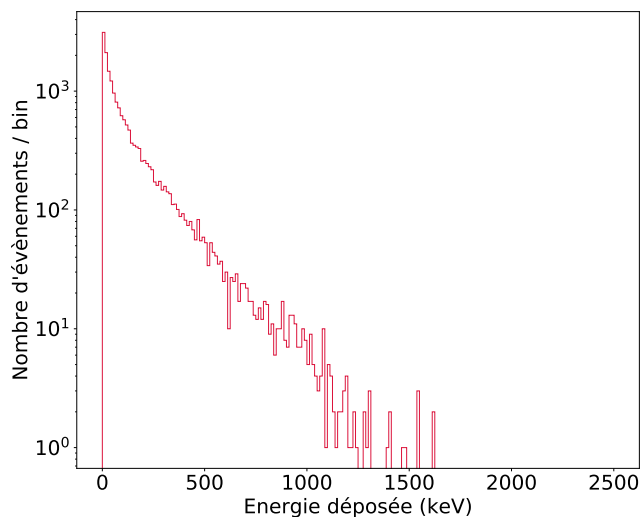


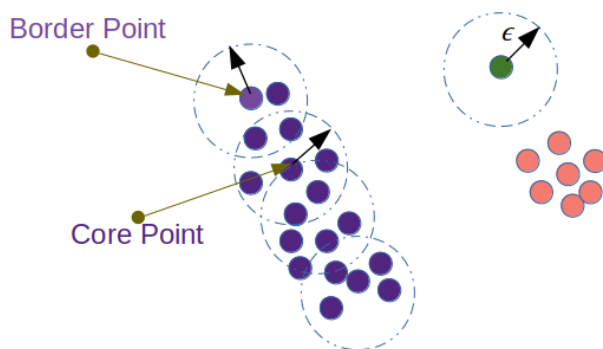
Fig. 6.20 – Spectre en énergie des photons de rayonnement de freinage émis par les deux électrons simulés, de 1.229 MeV chacun.

Or, au vu du bruit de fond plus important dans le cas des évènements multiples et de la meilleure résolution en énergie pour les évènements simples, la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ se fera en analysant les données obtenues pour les évènements simples. Ainsi, il est

important de connaître la proportion d'évènements émis par une décroissance $0\nu\beta\beta$ et qui seront reconstruits comme des évènements simples. Dans cette simulation, évènements simples et multiples sont considérés et comparés aux résultats obtenus durant le second science run de XENON1T (SR1).

6.5.2. Clustering et simulation de la réponse du xénon liquide

Pré-clustering - Pour déterminer le nombre d'évènements reconstruits comme évènements simples ou multiples, une méthode dite de *clustering* (qui signifie *mettre en grappe* en anglais) est utilisée. La méthode de clustering choisie utilise un algorithme¹⁹ basé sur la densité de points dans un espace donné. Prenons un espace à deux dimensions (x,y) et une distribution de points dans cet espace. Le but de l'algorithme est de grouper les points avec leurs voisins proches, en *cluster*. Un paramètre, appelé ϵ , est utilisé pour définir si un point et son proche voisin font partie ou non du même cluster. L'algorithme commence avec un point p donné, puis cherche ses plus proches voisins (appelons l'un d'eux le point v) et détermine la distance $D = \sqrt{(x_p - x_v)^2 + (y_p - y_v)^2}$ entre les points. Si cette distance est inférieure à ϵ alors un cluster commence. Puis, pour chaque point v du cluster, l'algorithme cherche leurs voisins, si la distance entre v et ses voisins w est inférieure à ϵ , alors les points w sont ajoutés au cluster, et ainsi de suite. Lorsqu'un cluster est terminé (c'est-à-dire qu'il n'y a plus de proches voisins à ajouter), un point qui n'a pas été visité une première fois est utilisé comme point de départ pour un nouveau cluster et ainsi de suite [114]. Une représentation schématique de cet algorithme est donnée en figure 6.21.



$$N_{Eps}(p) = \{q \in D \text{ such that } dist(p, q) \leq \epsilon\}$$

$$\epsilon = 1 \text{ unit, MinPts} = 7$$

Fig. 6.21 – Représentation schématique de l'algorithme permettant le clustering de points, se basant sur le principe de densité des points dans un espace donné [115]

19. DBScan [113]

Dans notre cas, pour chaque dépôt d'énergie des électrons émis lors d'une décroissance $0\nu\beta\beta$ (enregistré tous les $5\ \mu\text{m}$) et des photons émis par rayonnement de freinage de ces électrons, les positions $x - y - Z$ sont connues. Un premier clustering est utilisé dans l'espace (x, y, Z) , avec comme paramètre $\epsilon = 10\ \mu\text{m}$. Cette valeur a été choisie pour s'assurer que la trace des électrons émis soit bien considérée comme faisant partie d'un même cluster, que l'on appellera *pré-cluster*. Un exemple de clustering, représenté dans le plan $(R - Z)$, est donné en figure 6.22 :

- à gauche, un seul pré-cluster est trouvé. Les deux traces des électrons émis (en rouge et bleu) et les photons de rayonnement de freinage (en jaune), qui ont une énergie suffisamment faible pour la déposer proche de la trace principale, font partie du même pré-cluster.
- à droite, deux pré-clusters sont trouvés. Les deux traces des électrons émis (en rouge et bleu) font partie du même pré-cluster. Un photon de rayonnement de freinage est trouvé dans un autre pré-cluster. Dans ce cas, l'énergie de ce photon est assez grande pour parcourir une distance plus grande que le paramètre ϵ .

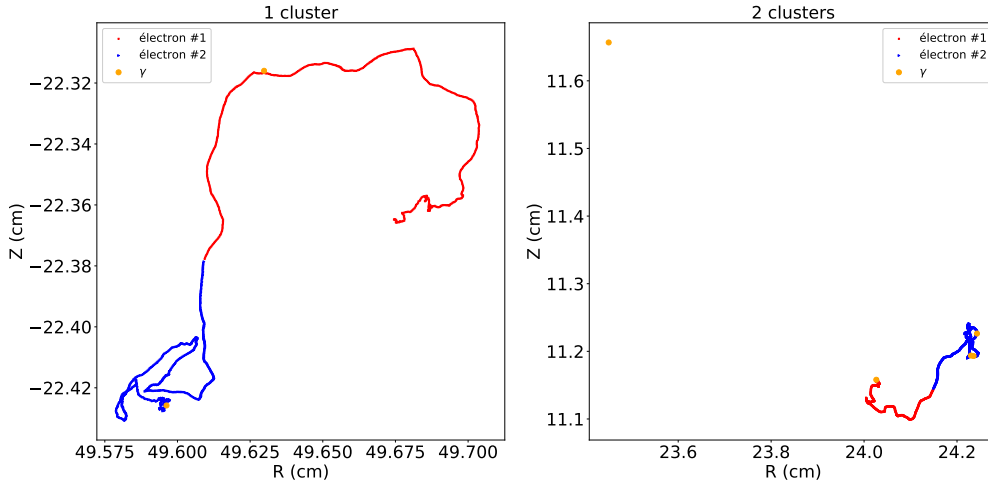


Fig. 6.22 – Exemple de clustering appliqué aux simulations de décroissance $0\nu\beta\beta$, représenté dans le plan $R - Z$. Les points rouges et bleus représentent la trace des deux électrons émis à 180° l'un de l'autre. Les points jaunes représentent l'énergie déposée par les photons de rayonnement de freinage. A gauche, un seul pré-cluster est trouvé car tous les points sont proches les un des autres, avec une distance $D = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (Z_i - Z_j)^2} < \epsilon$. A droite, deux pré-clusters sont trouvés, car l'un des points est distant des autres d'une valeur $D > \epsilon$.

En prenant en compte ce premier clustering, 30.3% des évènements simulés sont reconstruits comme un seul pré-cluster.

Détermination du nombre de photons et d'électrons émis - Le nombre d'électrons et de photons émis pour chaque pré-cluster est déterminé grâce aux simulations décrivant la physique du xénon liquide, appelée NEST (Noble Element Simulation Technique). Ces simulations sont basées sur plusieurs modèles théoriques (tels que le modèle

de Birk (voir équation 6.10) et le modèle de Thomas-Imel²⁰) ajustés aux résultats obtenus par les expériences utilisant du xénon liquide [109].

NEST permet, pour un champ électrique donné, de convertir l'énergie déposée dans le xénon liquide en un nombre de photons et d'électrons en prenant en compte la recombinaison des électrons avec les atomes de xénon (comme décrit en section 6.4). Cette recombinaison subit une certaine fluctuation, également prise en compte par NEST.

Pour chaque pré-cluster, l'énergie totale est utilisée pour déterminer le nombre de photons et d'électrons émis. Cette estimation n'est pas parfaite. En effet, les pré-clusters sont composés des deux électrons et de quelques photons de basse énergie (correspondant à du rayonnement de freinage), et sont donc composés de plusieurs interactions différentes. Or, dans nos simulations, nous considérons qu'ils ne représentent qu'une interaction. Comme déjà discuté en section 6.4, pour une même énergie donnée, le nombre de photons et d'électrons est différent suivant s'il s'agit d'évènements avec une seule ou plusieurs interactions. En revanche, l'énergie totale déposée, elle, reste constante, peu importe le nombre d'interactions qui composent un évènement. Seule la résolution en énergie peut être impactée par le nombre d'interactions qui composent un évènement. En effet, comme nous le verrons dans la section 6.5.3, la détection des photons et des électrons (c'est-à-dire la mesure de signaux S1 et S2) subit une fluctuation²¹ qui dépend du nombre de photons et d'électrons émis. La différence relative entre le nombre de photons et d'électrons émis pour une seule interaction de 2.458 MeV et pour deux interactions de 1.229 MeV a été estimée en utilisant NEST. Cette différence est d'environ 2%. Nous allons faire l'approximation que cette différence n'induit pas une fluctuation supplémentaire trop importante lors de la génération des signaux S1 et S2. La fluctuation due au nombre d'interactions composant un pré-cluster est donc considérée comme négligeable pour la détermination de la résolution en énergie.

Macro-clustering - Avec le pré-clustering, seulement 30.3% des évènements $0\nu\beta\beta$ simulés sont reconstruits comme étant des évènements simples, et ce, sans prendre en compte aucun effet lié à la physique du détecteur que l'on utilise. Comme discuté en section 6.3.1, les signaux S1, provenant d'interactions proches en temps ne seront pas séparés avec XENON1T. En revanche, la séparation des signaux S2 est possible si la profondeur Z entre les différents points d'interactions est suffisamment grande. Ainsi, la distinction entre évènements simples et multiples est basée majoritairement sur le nombre de signaux S2 détectés dans une certaine fenêtre temporelle, et est donc liée à la détection des électrons émis lors d'une interaction. Ces électrons subissent une diffusion (voir section 5.1.2) qui a

20. Ces deux modèles permettent de déterminer la recombinaison des électrons. Le modèle de Thomas-Imel est applicable aux particules de basse énergie, inférieure à 10 keV, alors que celui de Birk est applicable aux particules de plus hautes énergies.

21. Cette fluctuation sur la détection des électrons et des photons s'ajoute à la fluctuation dues à la recombinaison des électrons. Ces fluctuations sont responsables de la résolution en énergie du détecteur.

pour effet d'ajouter ensemble tous les signaux provenant d'interactions qui ont lieu à une même profondeur, et ce suivant la profondeur des interactions. Le pouvoir de séparation des signaux S2 en fonction de la profondeur pour XENON1T est défini comme la différence temporelle minimale δt^{min} entre les pics S2 reconstruits dans un évènement donné. Les données de XENON1T sont utilisées pour estimer ce pouvoir de séparation.

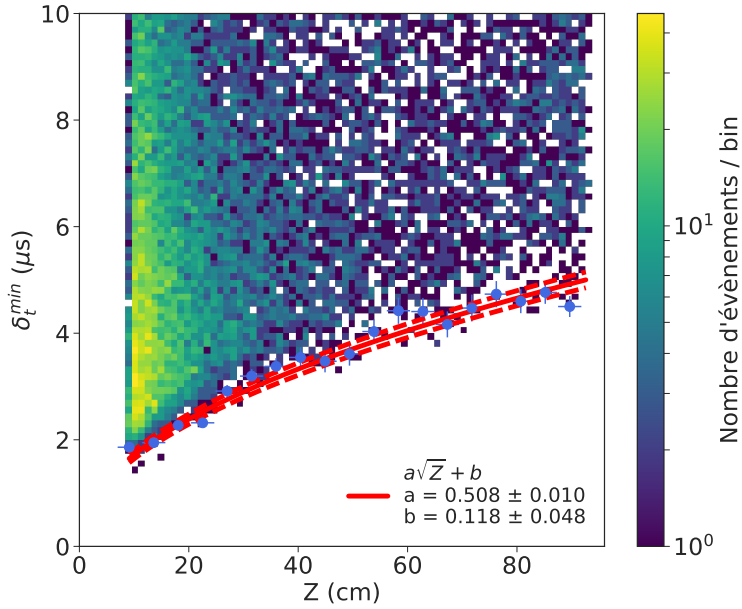


Fig. 6.23 – Distribution du temps minimal entre deux pics S2 en fonction de la profondeur moyenne de l'interaction reconstruite (d'après l'équation 6.6). Les points bleus sont ceux utilisés pour l'ajustement de la forme $a \times \sqrt{Z} + b$ (en rouge). Un délai entre deux pics S2 de $4 \mu s$ correspond à une distance de séparation entre les points d'interaction d'environ 5 mm.

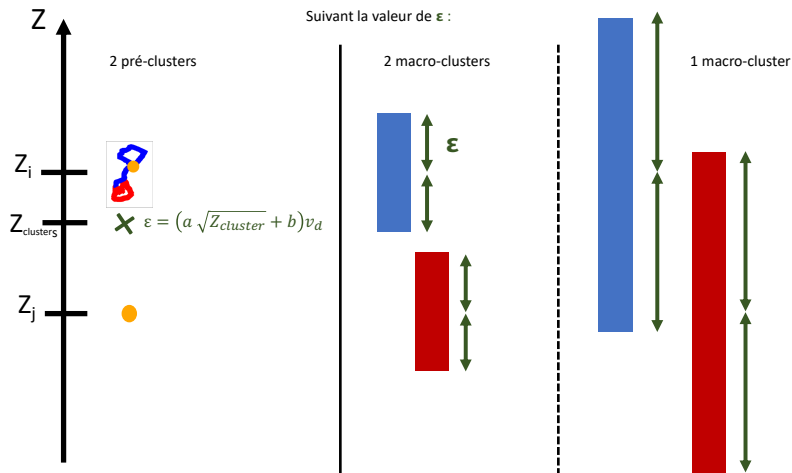


Fig. 6.24 – Représentation schématique du second clustering utilisé. Les pré-clusters obtenus en figure 6.22 subissent un second clustering, avec le paramètre ϵ dépendant de la profondeur moyenne des pré-clusters. Suivant cette valeur, les pré-clusters peuvent être considérés comme faisant partie d'un même macro-cluster ou non.

Les évènements possédant deux signaux S2, avec une énergie totale reconstruite entre 2.2 MeV et 2.7 MeV sont utilisés. La distribution du temps minimal entre les pics S2,

δt^{min} , en fonction de la profondeur de l'interaction (corrigée) Z est donnée en figure 6.23. Un ajustement de la forme $a \times \sqrt{Z} + b$ (traduisant la diffusion des électrons dans le xénon liquide) permet de déterminer la dépendance du pouvoir de séparation des signaux S2 avec la profondeur de l'interaction dans XENON1T. Cette dépendance est utilisée pour effectuer le second clustering, dont la valeur du paramètre ϵ sera fonction de la profondeur d'interaction Z . Comme illustré en figure 6.24, pour chaque pré-cluster i obtenu lors de la première étape, la position Z_i moyenne des pré-clusters est déterminée. Puis, pour chaque évènement simulé, la profondeur moyenne de l'évènement, pondérée par l'énergie totale contenue dans un pré-cluster, $Z_{clusters}$, est également déterminée. Cette position moyenne est utilisée pour déterminer le paramètre $\epsilon = (a \times \sqrt{Z_{clusters}} + b)v_d$, avec v_d , la vitesse des électrons dans le xénon liquide. Ainsi, si les pré-clusters obtenus sont séparés les uns des autres d'une distance $D = abs(Z_{clusters}^i - Z_{clusters}) < \epsilon$, alors ils sont inclus dans un même cluster que l'on va appelé macro-cluster. Un évènement sera considéré comme simple (multiple) s'il possède un unique (plusieurs) macro-cluster(s). Les photons émis par chaque pré-cluster composant les macro-clusters seront supposés indépendants dans la suite de cette section, alors que les électrons émis par chaque pré-cluster composant les macro-clusters seront sommés pour simuler le processus de diffusion des électrons.

D'après les simulations décrites dans cette section, et avec les deux clusterings appliqués, on obtient un total de 87.23% d'évènements de décroissance $0\nu\beta\beta$, initialement simulés, reconstruits comme des évènements simples. Une simulation de l'expérience future DARWIN (utilisant le principe de TPC à double phase, avec un total de 40 tonnes de xénon liquide) [8], a montré que 88.7% des évènements produits lors de désintégration $0\nu\beta\beta$ peuvent être reconstruits comme des évènements simples. Cette quantité d'évènements de décroissance $0\nu\beta\beta$ reconstruits comme des évènements simples dépend des modèles théoriques de décroissance $0\nu\beta\beta$ utilisés et en particulier de la répartition de l'énergie totale entre les deux électrons émis. En effet, la probabilité et l'énergie des rayonnements de freinage dépendent de l'énergie initiale des électrons qui les a émis.

La distribution du nombre d'électrons en fonction du nombre de photons émis lors de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donnée en figure 6.25a, pour les évènements simples (c'est-à-dire avec un macro-cluster). La fluctuation de la recombinaison est responsable de la forme caractéristique elliptique de cette distribution. La distribution du nombre d'électrons en fonction du nombre de photons pour les évènements multiples (c'est-à-dire avec au moins deux macro-clusters) est donnée en figure 6.25b. Dans ce cas, une distribution continue est visible, correspondant à toutes les énergies qu'il est possible d'émettre par rayonnement de freinage.

Ce nombre de photons et d'électrons ainsi déterminé correspond donc au nombre de photons et d'électrons émis lors des décroissances $0\nu\beta\beta$. Or, comme nous l'avons vu dans la section 5.3, les nombres de photons et d'électrons détectés par l'instrument utilisé ne

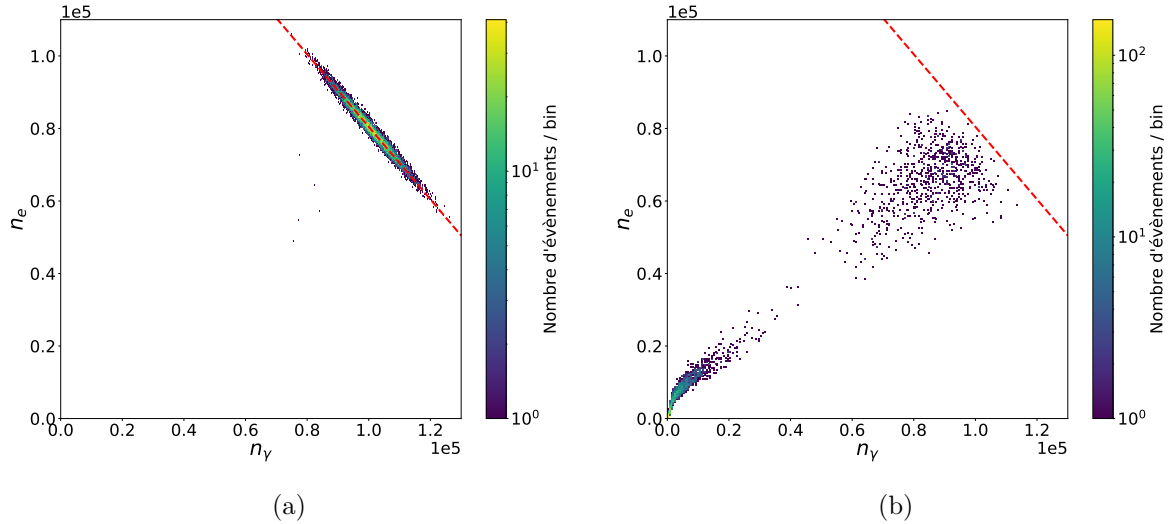


Fig. 6.25 – Nombres d’électrons émis en fonction du nombre de photons, pour les décroissances $0\nu\beta\beta$ simulées, avec (a) un seul macro-cluster (événements simples) et (b) au moins deux macro-clusters (événements multiples). Ce résultat est obtenu en utilisant NEST, avec un champ électrique correspondant à celui de XENON1T (i.e. 81 V/cm). (a) Pour les événements simples, l’anti-corrélation, due à la recombinaison entre le nombre d’électrons et de photons, est représentée par la ligne rouge. La fluctuation de la recombinaison induit la forme elliptique de cette distribution. Pour les événements multiples, une non-linéarité est visible pour des faibles valeurs de photons et d’électrons émis. Cette dépendance est due à la non-linéarité des rendements de charge et de lumière.

sont pas identiques à ceux émis et dépendent en particulier de la position de l’interaction dans le détecteur. Dans la section suivante, la réponse du détecteur et la détermination des signaux S1 et S2 produits lors d’une décroissance $0\nu\beta\beta$ dans XENON1T sont présentées.

6.5.3. Simulation de la réponse de XENON1T

En partant du nombre de photons n_γ et du nombre d’électrons n_e simulés grâce à NEST, il est possible de simuler les signaux S1 et S2 dans XENON1T, en prenant en compte différents effets de détection, comme la collection de la lumière des signaux S1 (voir section 5.3.2), la collection de la lumière des signaux S2 (voir section 5.3.3) ou encore l’atténuation des électrons due à la présence d’impuretés dans le xénon liquide (voir section 5.3.3). Ces effets, corrigés dans XENON1T, dépendent de la position de l’interaction, dont la reconstruction est également soumise à des effets de détections. La détermination des effets de la reconstruction de la position et des signaux $cS1$ et $cS2_b$ sont décrites ci-dessous et reprend la méthode décrite dans l’analyse de données de XENON1T [116].

Pour simuler au mieux la réponse du détecteur, des fonctions aléatoires seront utilisées. La fonction binomiale $Binom(N, p)$ permet de simuler des processus discrets (soit le processus a lieu, soit il n’a pas lieu). La fonction normale $Gauss(\mu, \sigma)$ permet de simuler les fluctuations autour de la moyenne μ .

Reconstruction de la position - La reconstruction de la position est soumise à une fluctuation due à la résolution de la mesure de la position. Dans XENON1T, pour des évènements de haute énergie (> 1 MeV), cette résolution est d'environ $R_{res} = 0.8$ cm en R et $Z_{res} = 0.05$ cm en Z [83].

Dans le même temps, dans les étapes de clustering et afin de faciliter les calculs, la position moyenne des pré-clusters a été déterminée. Or, aux énergies considérées, la trace des électrons émis est importante, en moyenne de quelques mm dans chaque direction, et doit donc être prise en compte comme fluctuation lors de la reconstruction de la position. On notera la demi-longueur des traces δ_x^t , δ_y^t , et δ_z^t .

De même, dans le cas d'évènements multiples, l'analyse des données est effectuée en prenant la position moyenne des différentes interactions composant cet évènement (voir équation 6.6). Dans ces simulations, la même procédure est appliquée et est également prise en compte comme fluctuation de la reconstruction de la position. Les distances dans chaque direction entre les différents macro-clusters (que l'on notera δ_x^c , δ_y^c , et δ_z^c) sont utilisées comme fluctuations lors de la reconstruction de la position.

Ainsi, la position reconstruite $(x_{rec}, y_{rec}, Z_{rec})$ des évènements est déterminée comme étant :

$$R_{rec} = \sqrt{(x_{true} + Gauss(0, \delta_x^{t/c}))^2 + (y_{true} + Gauss(0, \delta_y^{t/c}))^2} \pm Gauss(0, R_{res}) \quad (6.11)$$

$$x_{rec} = r^{rec} \cos(\theta) \quad (6.12)$$

$$y_{rec} = r^{rec} \sin(\theta) \quad (6.13)$$

$$Z_{rec} = Z^{true} \pm Gauss(0, Z_{res}) \pm Gauss(0, \delta_z^{t/c}) \quad (6.14)$$

avec x_{true} , y_{true} et Z_{true} , les positions moyennes simulées de chaque macro-cluster et θ l'angle entre x et y en coordonnées polaires²².

Génération des signaux $cS1$ - Les photons n_γ émis à une certaine position $x - y - Z$ voyagent dans la TPC et subissent des réflexions et diffusions (sur les murs de la TPC, à l'interface liquide-gaz etc.). La probabilité qu'un photon émis atteigne un PMT dépend de sa position d'émission. La carte de collection de lumière des signaux $S1$, LCE^{S1} , est déterminée grâce aux calibrations utilisant une source de ^{83m}Kr (voir section 5.3.2). De plus, la probabilité que des photons atteignant un PMT produisent un photo-électron dans ce PMT dépend de l'efficacité quantique des PMT, ϵ_{QE} , et de l'efficacité de collection de lumière des PMT, ϵ_{CE} . Dans notre simulation, ces deux dernières quantités seront considérées comme constantes et identiques pour tous les PMT. La valeur de tous les paramètres est donnée dans la table 6.2.

22. $\theta = 2\arctan\left(\frac{y}{x + \sqrt{x^2 + y^2}}\right)$

Ainsi, le nombre de photo-électrons produits par les photons émis est donné par :

$$N_{PE} = N_{SPE} + N_{DPE} \quad (6.15)$$

avec N_{SPE} , le nombre de photo-électrons créé par un photon incident et N_{DPE} , le nombre de doubles photo-électrons créé par un photon incident, on a :

$$N_{SPE} = \text{Binom}(n_\gamma, LCE^{S1}(x, y, z) \times \epsilon_{QE} \times \epsilon_{CE}) \quad (6.16)$$

$$N_{DPE} = \text{Binom}(N_{SPE}, p_{DPE}) \quad (6.17)$$

avec : p_{DPE} , la probabilité qu'un photon qui a atteint un PMT crée deux photo-électrons.

Le signal S1 mesuré correspond donc à ce nombre de photo-électrons produits multiplié par le gain de scintillation du détecteur (g_1) déterminé en section 6.4.

Finalement, pour simuler l'effet des corrections appliquées aux signaux S1 et l'effet dû aux fluctuations dans la mesure de la position, on utilise le facteur $\frac{1}{g'_1(x_{rec}, y_{rec}, Z_{rec})}$, avec $(x^{rec}, y^{rec}, Z^{rec})$, la position reconstruite de l'interaction suivant l'équation 6.11 et :

$$g1'(x, y, Z) = (1 + p_{DPE}) \times LCE^{S1}(x, y, z) \times \epsilon_{QE} \times \epsilon_{CE} \quad (6.18)$$

Le signal $cS1$ mesuré dans XENON1T pour une interaction est donc donné par :

$$cS1 = N_{PE} \times \frac{g_1}{g'_1(x_{rec}, y_{rec}, Z_{rec})} \quad (6.19)$$

Dans nos simulations, tous les photons émis de chaque pré-cluster sont considérés comme indépendants et subissant une collection de lumière propre. Pour chaque pré-cluster, le nombre de photo-électrons N_{PE} produit est calculé de manière indépendante. En revanche, avec notre détecteur, comme déjà discuté en section 6.3.1, un seul signal S1 sera détecté. Pour chaque évènement, qu'il soit simple ou multiple, la somme des photo-électrons est effectuée et la correction du signal S1 correspondant ($\frac{1}{g'_1(x_{rec}, y_{rec}, Z_{rec})}$) est appliquée suivant la position moyenne des macro-clusters dans l'évènement considéré, avec les fluctuations décrites en équation 6.11. Cela correspond à ce qui est effectué lors de l'analyse de données (voir section 6.3.1).

Génération des signaux $cS2_b$ - Les électrons n_e émis lors d'une interaction dérivent dans la TPC jusqu'à la phase gazeuse où ils produiront des photons qui composeront le signal S2. Durant cette dérive, certains électrons se font capturer par des impuretés électronégatives. La probabilité qu'un électron émis atteigne le haut de la TPC est donc donnée par $e^{-\Delta t/\tau}$, avec Δt le temps de dérive des électrons et τ le temps de vie des électrons (qui traduit la probabilité qu'un électron soit capturé). Puis, arrivant à la phase gazeuse, les électrons ont une probabilité ϵ_{ext} d'être extraits de la phase liquide. Ainsi, le

nombre d'électrons extraits dans la phase gazeuse est donné par :

$$N_{ext} = Binom(n_e, e^{-\Delta t/\tau} \times \epsilon_{ext}) \quad (6.20)$$

La probabilité que ces électrons extraits dans la phase gazeuse soient détectés comme des photons par les PMT dépend du gain d'amplification dans la phase gazeuse G convolué à la carte de collection de lumière des signaux S2 vu par les PMT du bas de la TPC ($LCE^{S2}(x, y)$) déterminée grâce aux calibrations utilisant une source de ^{83m}Kr (voir section 5.3.3) et qui dépend de la position $x - y$ de l'interaction.

Ainsi, le nombre de photons émis par amplification des électrons dans la phase gazeuse et détectés par les PMT du bas de la TPC est donné par :

$$N_{prop} = Gauss(N_{ext} \times G \times LCE^{S2}(x, y), \sqrt{N_{ext} \times \Delta G}) \quad (6.21)$$

avec ΔG , la fluctuation du gain de scintillation.

Le signal S2 mesuré correspond au nombre de photo-électrons détectés multiplié par le gain d'ionisation du détecteur (g_2), déterminé en section 6.4.

Finalement, pour simuler l'effet des corrections appliquées aux signaux S2, et l'effet dû aux fluctuations dans la mesure de la position, on utilise le facteur $\frac{e^{+\Delta t/\tau^{\text{mesuré}}}}{g'_2(x^{rec}, y^{rec})}$, avec :

- $\tau^{\text{mesuré}}$, le temps de vie des électrons mesurés, et permettant la correction de l'atténuation des signaux $S2$ en fonction du temps de dérive Δt (voir section 5.3.3). Dans nos simulations, on considérera que le temps de vie des électrons mesuré est égal aux temps de vie des électrons réels τ avec une certaine fluctuation correspondant à l'erreur de mesure (i.e. environ $2 \mu\text{s}$).
- (x^{rec}, y^{rec}) , la position reconstruite de l'interaction suivant l'équation 6.11.
- et $g'_2(x, y)$:

$$g'_2(x, y) = G \times LCE^{S2}(x, y) \times \epsilon_{ext} \quad (6.22)$$

Le signal $cS2_b$ mesuré dans XENON1T pour une interaction est finalement donné par :

$$cS2_b = N_{prop} \times \frac{g_2}{g'_2(x^{rec}, y^{rec})} \times e^{+\Delta t/\tau^{\text{mesuré}}} \quad (6.23)$$

Cette procédure est appliquée pour tous les macro-clusters où, pour rappel, les électrons provenant de différents pré-clusters sont sommés ensemble pour prendre en compte l'effet de la diffusion. La correction de chaque macro-cluster est effectuée en prenant comme position reconstruite la position moyenne des pré-clusters avec les fluctuations correspondantes (suivant l'équation 6.11). Dans le cas d'évènements multiples, les signaux $cS2_b$ de chaque macro-cluster sont sommés. Cela correspond à ce qui est effectué lors de l'analyse de données, où les signaux S2 d'évènements multiples sont corrigés séparément puis sommés (voir section 6.3.1).

Résultats - Les paramètres utilisés dans nos simulations pour la génération des signaux $cS1$ et $cS2_b$ sont donnés en table 6.2. Les signaux $cS2_b$ en fonction des signaux $cS1$ obtenus pour les simulations de décroissance $0\nu\beta\beta$ sont donnés en figure 6.26a, pour les évènements simples et en figure 6.26b pour les évènements multiples.

Paramètres	Valeurs	Descriptions	Références
W	13.7 eV	Energie moyenne nécessaire pour créer un photon ou une paire électron-ion	[75]
g_1	0.1466 PE/photon	Gain de scintillation moyen	Ce travail
g_2	10.63 PE/électron	Gain d'ionisation moyen	Ce travail
p_{DPE}	0.219	Probabilité qu'un photon produise deux photo-électrons	[116]
ϵ_{QE}	0.35	Efficacité quantique des PMT	[116]
ϵ_{CE}	0.95	Efficacité de collection des PMT	[116]
ϵ_{ext}	0.96	Efficacité d'extraction des électrons	[116]
LCE_{S1}	dépend de (x,y,Z)	Carte de collection de lumière des signaux S1	Base de données de XENON1T
LCE_{S2}	dépend de (x,y)	Carte de collection de lumière des signaux S2	Base de données de XENON1T
τ	600 μ s	Temps de vie des électrons	Moyenne obtenue pour le SR1 Ce travail
G	28.2 PE/électron	Gain moyen d'amplification des signaux S2	[83]
ΔG	0.25G	Déviati on standard du gain d'amplification des signaux S2	[116]
R_{res}	0.8 cm	Résolution sur la position R	[83]
Z_{res}	0.05 cm	Résolution sur la position Z	[106]

TABLE 6.2 – Paramètres utilisés pour simuler les signaux $cS1$ et $cS2_b$ dans XENON1T.

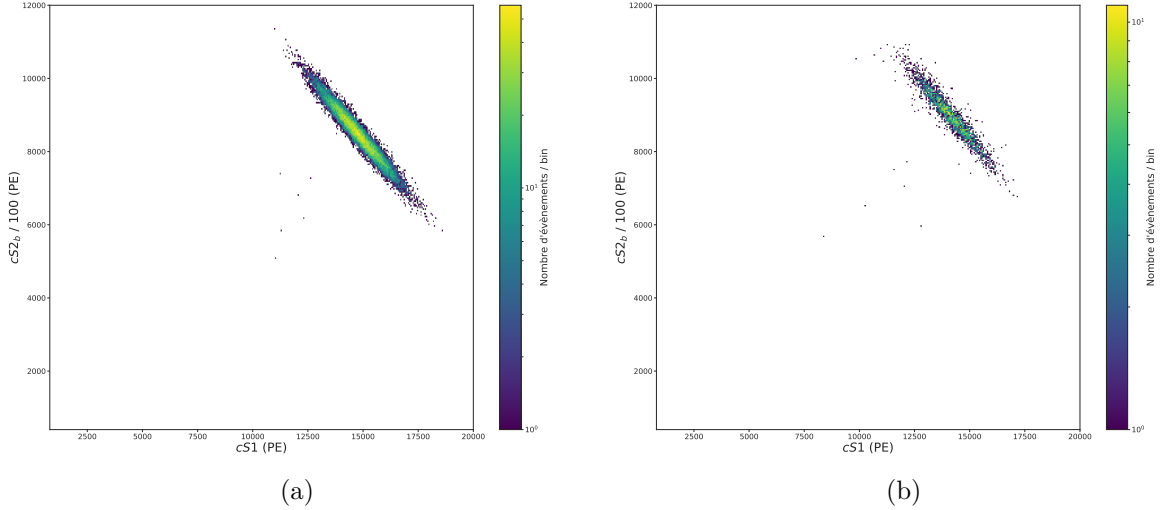


Fig. 6.26 – Distribution des signaux $cS2_b$ en fonction des signaux $cS1$, des désintégrations $0\nu\beta\beta$ simulées dans XENON1T (avec un seul macro-cluster (a) et avec au moins 2 macro-clusters (b), d'après les équations 6.19 et 6.23. Certains évènements ne sont pas reconstruits dans l'ellipse caractéristique d'un dépôt d'énergie donnée (surtout visible pour les évènements multiples). Cela est dû au fait que certains photons ont assez d'énergie pour interagir en dehors du volume de détection que l'on a choisi dans nos simulations, et ne sont donc pas inclus dans la reconstruction des signaux $cS1$ et $cS2_b$. Ce phénomène est également vrai dans la réalité, puisqu'il est possible que certains photons produisant un effet Compton s'enfuient de la TPC avant de déposer toutes leurs énergies.

6.5.4. Résultats de la simulation

La reconstruction de l'énergie obtenue lors des simulations de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donnée par l'équation 6.7 et en figure 6.27a pour les évènements simples et en figure 6.27b pour les évènements multiples. Les résolutions en énergie correspondantes sont respectivement de $(0.804 \pm 0.004)\%$ et de $(0.950 \pm 0.013)\%$. Ces résultats sont parfaitement compatibles avec les valeurs mesurées sur les données de bruits de fond de XENON1T (voir section 6.4), de $(0.79 \pm 0.01 \%)$ pour les évènements simples et $(0.94 \pm 0.02 \%)$ pour les évènements multiples.

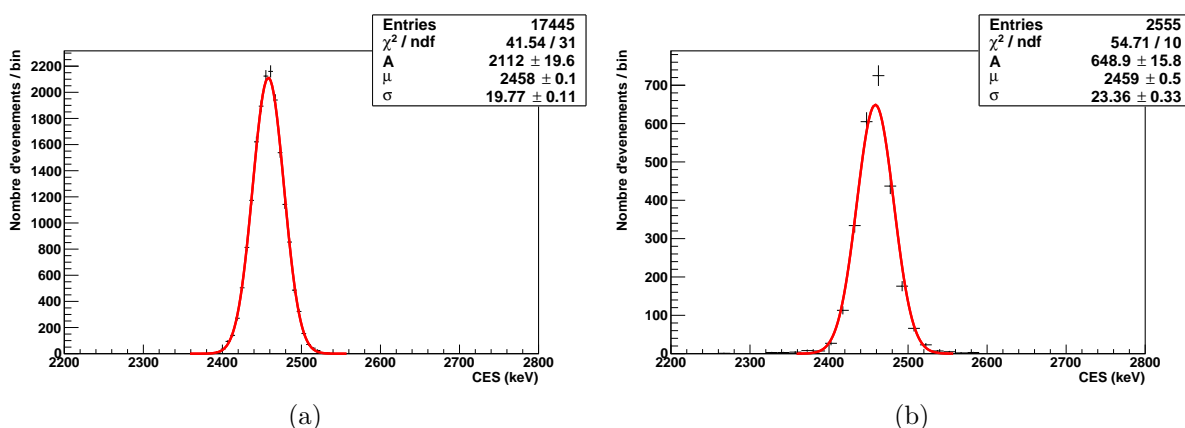


Fig. 6.27 – Reconstruction de l'énergie déposée des désintégrations $0\nu\beta\beta$ simulées, pour les évènements simples (a) et multiples (b), d'après l'équation 6.7, avec cS_1 et cS_2 , reconstruits d'après les équations 6.19 et 6.23.

Ces résultats ont permis de montrer que l'on a une parfaite connaissance de notre détecteur et de sa réponse et que les résultats obtenus sur la résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est bien celle à laquelle on peut s'attendre avec notre détecteur actuel.

Cette résolution en énergie du xénon liquide est limitée par les fluctuations de la recombinaison des électrons. En déterminant E tel que :

$$E = W \cdot (n_e + n_\gamma)$$

avec n_e et n_γ , déterminés en utilisant NEST (section 6.5.2), pour les évènements simples. La résolution en énergie correspondante est alors de $(0.556 \pm 0.003)\%$. Cette résolution est celle, qui d'après les modèles utilisés dans NEST, est la résolution limite supposant une détection parfaite des électrons et des photons, pour les détecteurs utilisant du xénon liquide avec un champ électrique de 81 V/cm.

Une étude sur les paramètres pouvant permettre l'amélioration de la résolution en énergie actuelle a été effectuée avec les simulations proposées dans cette section. La résolution en énergie est ainsi déterminée en prenant en compte soit une amélioration (détérioration) de la résolution en R et Z (figure 6.28a), soit une amélioration (détérioration)

du temps de vie des électrons (figure 6.28b). Les autres paramètres de la simulation restent constants.

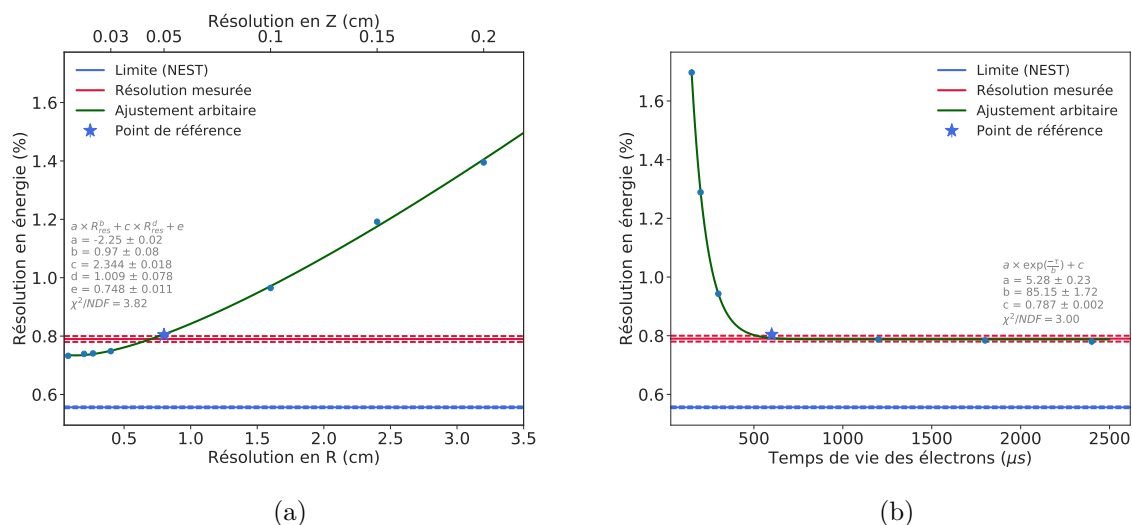


Fig. 6.28 – Évolution de la résolution en énergie en fonction de la résolution en R et Z (a) et en fonction du temps de vie des électrons (b).

Dans le cas où le temps de vie des électrons est trop faible, la résolution en énergie explose, indiquant la nécessité d'avoir un très bon système de purification du xénon liquide. Néanmoins, une *saturation* de l'amélioration de la résolution en énergie en fonction du temps de vie des électrons apparaît. Il est donc nécessaire d'avoir un temps de vie des électrons d'au moins $600 \mu s$ pour une TPC de 1 m de long. Pour XENONnT, dont la longueur sera de 1.5 m, un système de purification liquide, ajouté au système de purification gazeux actuel, permettra d'atteindre un temps de vie des électrons similaire voire meilleur (par rapport à la taille de l'expérience) que pour XENON1T. Le temps de vie des électrons ne sera donc pas un facteur limitant sur la résolution en énergie dans XENONnT.

Finalement, une trop grande résolution en R et Z limite grandement la résolution en énergie. Cela est en accord avec les mesures que l'on a effectuées sur les données de XENON1T, discuté en figure 6.5. En effet, lorsque la saturation des signaux $S2$ n'est pas corrigée, la reconstruction de la position n'est pas correcte et induit une résolution en énergie plus importante. L'amélioration de la résolution en R et Z permettrait d'obtenir une résolution plus faible que la valeur actuelle. Pour XENONnT, la saturation des signaux $S2$ sera réduite grâce à l'utilisation de PMT avec une plage dynamique plus grande et grâce à l'utilisation d'un double gain au niveau des amplificateurs : une amplification $\times 10$ sera utilisée pour la recherche à basse énergie et une atténuation $\times 2$ sera utilisée pour la recherche à haute énergie. De plus, la correction de la distorsion des signaux $S2$ due à la saturation des dynodes dans les PMT pour les signaux de très haute énergie développée pour XENON1T sera utilisée pour XENONnT. Ces améliorations permettront d'atteindre des résolutions en R et Z similaires voir meilleures que celles obtenues avec XENON1T et ne seront pas des facteurs limitant la résolution en énergie de XENONnT.

6.6. Conclusion

Dans ce chapitre, les méthodes de reconstruction et de correction de la saturation des événements de haute énergie dans XENON1T ont été présentées. Il a été montré que ces méthodes ont permis d'obtenir une très bonne linéarité de la reconstruction de l'énergie déposée dans la TPC jusqu'à 2.6 MeV, ainsi que l'amélioration de la résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ (autour de 2.458 MeV). Cette résolution est la meilleure actuellement obtenue dans des expériences utilisant une cible de xénon liquide.

L'expérience XENONnT montrera probablement une meilleure reconstruction des événements de hautes énergies grâce à plusieurs améliorations apportées au niveau du détecteur en lui-même (purification liquide, double amplification des signaux de PMT).

Les expériences futures, dédiées à la recherche de matière noire, telles que DARWIN, et qui montreront un bruit de fond réduit (grâce en particulier au grand pouvoir d'arrêt du xénon liquide), permettront d'atteindre des limites sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe plus grandes, et de contraindre les modèles de hiérarchie de masse des neutrinos [8]. La sensibilité attendue à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ pour XENON1T est donnée dans le chapitre suivant et est comparée aux expériences actuelles et futures cherchant cette décroissance.

Sensibilité de XENON1T à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos

L'expérience XENON1T a atteint la meilleure résolution en énergie dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$) obtenue avec des expériences utilisant du xénon liquide comme milieu de détection (voir chapitre 6) [106]. Cette très bonne résolution de 0.79% à la valeur $Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV permet d'envisager une recherche simultanée de matière noire et de décroissance $0\nu\beta\beta$, en particulier pour les expériences futures dont la masse exposée sera plus grande. Dans ce chapitre, la sensibilité de XENON1T à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est estimée et comparée aux résultats obtenus par d'autres expériences utilisant du xénon comme milieu de détection.

7.1. Sensibilité à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos ($0\nu\beta\beta$)

Pour rappel, et comme discuté dans le chapitre 3, une décroissance $0\nu\beta\beta$ se caractérise par l'émission de deux électrons dont l'énergie totale correspond à celle libérée pendant la décroissance, notée $Q_{\beta\beta}$ (voir figure 6.1). Le but d'une expérience de recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donc de mesurer le pic à l'énergie $Q_{\beta\beta}$ afin d'en déduire le nombre de décroissances $0\nu\beta\beta$, N , ayant été détectées pendant la prise de données correspondante. Ce nombre est relié à la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}$. D'après les lois de décroissances radioactives, on peut écrire, pour le ^{136}Xe :

$$T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} = \ln(2) \frac{\epsilon \times m_{Xe136} \times N_A}{M_{Xe136}} \times \frac{t}{N} \quad (7.1)$$

avec :

- ϵ , l'efficacité de détection des décroissances $0\nu\beta\beta$. En supposant que 87% des décroissances $0\nu\beta\beta$ produisent un évènement dit simple (voir sections 6.3.1 et 6.5.2) et que l'efficacité de détection des évènements simples de XENON1T est de 90%, on a : $\epsilon = 0.78$,
- m_{Xe136} , la masse de l'isotope considéré. $m_{Xe136} = m_{nat} \times a_{Xe136}$, avec m_{nat} , la masse du milieu de détection et a_{Xe136} , l'abondance du ^{136}Xe ,
- M_{Xe136} , la masse molaire du ^{136}Xe ,
- N_A , le nombre d'Avogadro,
- t , le temps d'observation.

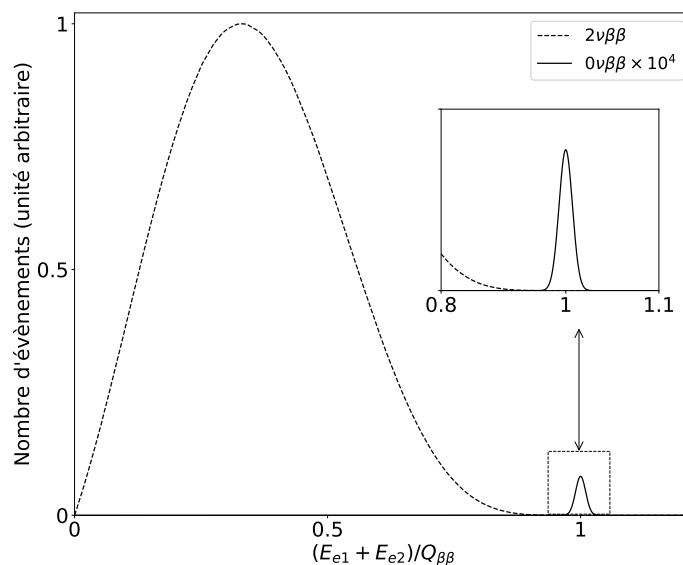


Fig. 7.1 – Illustration du spectre en énergie de la somme des deux électrons émis lors d'une décroissance double β avec émission de neutrinos (en pointillé) et sans émission de neutrinos (en trait plein). Dans ce dernier cas, toute l'énergie émise $Q_{\beta\beta}$ durant la réaction est emportée par les deux électrons, contrairement au cas avec émission de neutrinos où l'énergie est distribuée entre électrons et neutrinos résultant en un spectre continu. La largeur du pic correspondant à la décroissance double β sans émission de neutrinos est due à la résolution en énergie du détecteur.

La sensibilité d'une expérience en fonction de la demi-vie $S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})$ est donnée en équation 3.47 et dépend de la région d'intérêt que l'on considère :

$$S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = N_A \epsilon \ln(2) \frac{a_{Xe136}}{M_{Xe136}} \sqrt{\frac{m_{nat} \times t}{b \Delta E}} \quad (7.2)$$

avec :

- b , le nombre d'évènements de bruit de fond dans la région d'intérêt,
- ΔE , la largeur en énergie de la région d'intérêt.

La région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est définie comme un certain intervalle autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$ et s'exprime en fonction d'un nombre de σ , la résolution du détecteur obtenue pour une énergie correspondant à $Q_{\beta\beta}$. Ce nombre est choisi de

manière à optimiser la détection du signal recherché tout en minimisant le bruit de fond. Ce choix, qui dépend en particulier du choix du volume fiduciel, est effectué grâce à des simulations Monte Carlo et est en cours d'analyse dans la collaboration XENON.

Les expériences futures, DARWIN et nEXO (voir section 7.4), ont choisi de représenter leurs sensibilités pour une région d'intérêt correspondant à une demi-largeur à mi-hauteur (FWHM/2) du pic gaussien caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$, soit $\pm 1.1775\sigma$ autour de $Q_{\beta\beta}$. Dans la suite de ce chapitre, nous allons considérer cette même région, c'est-à-dire (avec une résolution en énergie de 0.79%) :

$$[Q_{\beta\beta} - 1.1775\sigma, Q_{\beta\beta} + 1.1775\sigma] = [2435, 2481] \text{ keV}$$

En prenant en compte que la sensibilité est donnée avec un niveau de confiance de 90%¹ et que la fraction du signal recherché dans la région d'intérêt choisie est f_{RI} [8], la sensibilité s'écrit :

$$S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = \ln(2) \frac{N_A}{1.64} \epsilon f_{RI} \frac{a_{Xe136}}{M_{Xe136}} \sqrt{\frac{m_{nat} \times t}{b\Delta E}} \quad (7.3)$$

7.2. Simulation du bruit de fond attendu avec XENON1T

Pour estimer la sensibilité $S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})$ de l'expérience XENON1T, le nombre d'évènements de bruit de fond attendu dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est simulé. Ces simulations, effectuées en utilisant le logiciel spécialisé GEANT4 [107], prennent en compte les différentes contributions connues. Ces contributions ont été introduites dans le chapitre 1 et en section 4.3. Pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$, seuls les bruits de fond induisant des reculs électroniques à haute énergie seront considérés.

Ces simulations, présentées dans la suite de cette section, sont ensuite comparées au spectre mesuré des reculs électroniques (donné en figure 6.17), dont une région aveugle correspondant à 3σ autour du pic de la décroissance $0\nu\beta\beta$ est inaccessible et ce, pour ne pas biaiser l'analyse. Cette comparaison permet d'ajuster le spectre de bruit de fond simulé au spectre mesuré et d'extraire un modèle de bruit de fond (voir section 7.2.2). Une fois fixé, ce modèle permettra de calculer la limite sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ en le comparant au nombre d'évènements mesurés dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Cette analyse est en cours dans la collaboration XENON.

Dans cette section, le spectre de bruit de fond attendu pour XENON1T dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donné et utilisé pour estimer le nombre d'évènements de bruit de fond attendu dans cette région. Ce nombre sera ensuite utilisé pour estimer la sensibilité de l'expérience XENON1T. Comme indiqué ci-dessus, ce modèle

1. 1.64 est le nombre de déviation standard correspondant à 90% de confiance.

n'est pas encore finalisé puisque l'analyse est en cours dans la collaboration XENON. Il ne s'agit que d'une première estimation et les résultats présentés ici sont préliminaires.

7.2.1. Sources de bruit de fond dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$

Les sources de bruit de fond dans XENON1T ont été introduites en section 4.3.

Il existe trois catégories de sources de bruit de fond :

- Les sources externes au milieu de détection,
- Les sources internes au milieu de détection,
- Les sources intrinsèques au milieu de détection.

7.2.1.1. Les sources externes

Les sources de bruit de fond externes au milieu de détection proviennent majoritairement de la radioactivité naturelle du laboratoire et des matériaux qui composent le détecteur. Si la première contribution est presque totalement réduite grâce au grand réservoir d'eau² de 10 m sur 10 m qui entoure et protège la TPC, la contribution provenant des matériaux du détecteur est le bruit de fond majoritaire pour XENON1T.

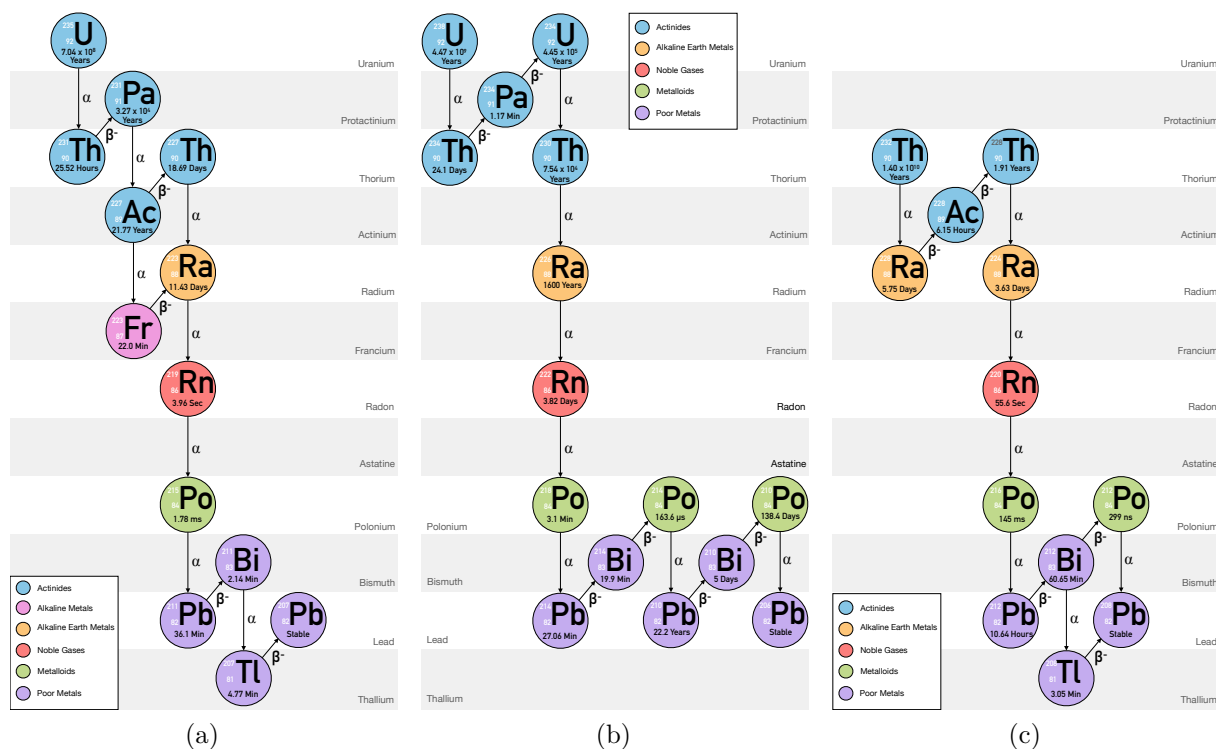


Fig. 7.2 – Chaîne de décroissance radioactive du ^{235}U (a), du ^{238}U (b) et du ^{232}Th (c) [117]. Les éléments fils de ces isotopes possédant une courte demi-vie sont responsables de la cascade de bruit de fond observée dans XENON1T. C'est le cas en particulier du ^{222}Rn .

2. Le parcours moyen d'un photon de 1 MeV dans l'eau est de l'ordre de la dizaine de cm.

Tous les radio-isotopes provenant des différents composants du détecteur (le cryostat, les PMT, la structure de support des PMT ou encore les murs de la TPC) sont simulés [26]. Les différents isotopes radioactifs qui contribuent aux spectres de bruit de fond de XENON1T sont : ^{238}U , ^{235}U , ^{226}Ra , ^{232}Th , ^{228}Th , ^{60}Co , ^{40}K et ^{137}Cs (voir table 6.1). Le ^{40}K et le ^{137}Cs n'ont pas d'impact dans la région d'intérêt pour la décroissance $0\nu\beta\beta$ puisque les énergies maximales émises par ces deux isotopes sont respectivement de 1.505 MeV et 1.174 MeV, inférieures à $Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV. Les chaînes de décroissances radioactives du ^{238}U , ^{235}U et du ^{232}Th sont données en figure 7.2.

Le ^{226}Ra est un noyau fils du ^{238}U , mais au vu de la longue demi-vie du ^{230}Th (le noyau père du ^{226}Ra) et du ^{226}Ra lui-même, la chaîne de décroissance de ce noyau est simulée séparément de la chaîne principale. Pour la même raison, le ^{228}Th , noyau fils du ^{232}Th , est simulé de façon indépendante.

Les mesures de radio-puretés [6] effectuées sur les matériaux composant le détecteur ont montré une très faible activité de ^{235}U , négligeable par rapport à l'activité de ^{238}U et de ^{232}Th . Les contributions des noyaux fils du ^{235}U aux bruits de fond de l'expérience seront considérées comme négligeables.

Ainsi, les différentes contributions, dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ proviennent de l'émission de photons produits par la décroissance des différents radio-isotopes³ :

- ^{214}Bi (chaîne de décroissance du ^{238}U) : émetteur β^- avec une énergie maximale de 3.27 MeV. L'un des niveaux de décroissance est excité et se désexcite en émettant un photon de 2.448 MeV, très proche, à 0.4% de la valeur $Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV du ^{136}Xe . Ce photon est émis avec un rapport d'embranchement de 1.5% [118]. Cette contribution est la plus problématique car elle ne peut être distinguée du pic correspondant à une émission $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe .
- ^{208}Tl (chaîne de décroissance du ^{232}Th) : émetteur β^- avec une énergie maximale de 5 MeV. L'un des niveaux de décroissance est excité et se désexcite en émettant un photon de 2.615 MeV. Cette contribution est réduite grâce à une très bonne résolution en énergie qui permet de distinguer le pic produit par cette décroissance du pic de la désintégration $0\nu\beta\beta$.
- ^{60}Co : cet isotope décroît vers du ^{60}Ni par émission β^- dont deux états excités produisent des photons de 1.1732 MeV et de 1.3325 MeV. La somme de ces deux décroissances induit un pic avec une énergie totale de 2.506 MeV, proche de la valeur $Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe . Cette contribution est fortement réduite grâce au rejet des événements multiples.

3. Les différentes décroissances β et α n'induisent pas d'évènements dans le volume fiduciel grâce au grand pouvoir d'arrêt du xénon liquide. Seuls les photons ont un parcours moyen dans le xénon liquide suffisant pour induire des évènements dans le volume fiduciel.

7.2.1.2. Les sources internes

Comme discuté en section 4.3, deux isotopes radioactifs sont présents de manière homogène dans tout le xénon liquide : ^{85}Kr et ^{222}Rn .

Le ^{85}Kr , un émetteur β dont l'énergie totale émise est de 0.687 MeV, ne contribue pas aux bruits de fond présents dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$.

Le seul noyau fils du ^{222}Rn (dont la chaîne de décroissance est donnée en figure 7.2), qui contribue aux bruits de fond présents dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est le ^{214}Bi . Comme indiqué dans la section précédente, le ^{214}Bi décroît par émission β^- avec une énergie maximale de 3.27 MeV. Contrairement au cas où cette décroissance β est produite par les matériaux du détecteur et pouvait donc être considérée comme négligeable dans le volume fiduciel, cette contribution interne doit être prise en compte. Le noyau fils du ^{214}Bi , le ^{214}Po , a une demi-vie très courte (de 164 μs). Les décroissances β du ^{214}Bi sont donc suivies par l'émission d'une particule α dans une fenêtre temporelle suffisamment courte pour effectuer une identification très efficace de ces évènements. Cette identification est appelée *tagging Bi-Po* et permet à la fois de rejeter les évènements produits par la désintégration β et par les photons qui la suivent. De plus, puisque plusieurs noyaux fils du ^{222}Rn sont chargés positivement, le champ électrique appliqué dans la TPC va faire dériver ces ions vers la cathode, en bas de la TPC. Les évènements de ^{214}Bi seront donc majoritairement présents en bas de la TPC. Cela réduit également la quantité d'évènements présents dans le volume fiduciel comparée à l'hypothèse où ces isotopes sont distribués de manière homogène dans la TPC. Cet effet n'est pas simulé dans XENON1T mais est pris en compte grâce à l'ajustement entre données mesurées et simulées (voir section 7.2.2). Les simulations des expériences futures DARWIN [8] et LZ [118] ont estimé que, respectivement, 99.8% et 99.99 % des évènements provenant de la décroissance du ^{214}Bi sont rejetés.

7.2.1.3. Les sources intrinsèques

Le xénon lui-même peut être une source de bruit de fond :

- La décroissance double β avec émission de neutrinos ($2\nu\beta\beta$) du ^{136}Xe est une source de bruit de fond. En effet, le spectre en énergie de cette décroissance est continu avec un maximum égal à l'énergie totale libérée durant cette décroissance (la valeur $Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV). Ainsi, des reculs électroniques peuvent être détectés pour des énergies allant de quelques keV à 2.458 MeV (voir figure 7.1). A cause de la résolution en énergie du détecteur, une petite partie des évènements de la décroissance double β avec émission de neutrinos en fin de spectre (i.e. avec une énergie proche de 2.458 MeV) peut être reconstruite comme faisant partie du pic caractéristique de la décroissance $0\nu\beta\beta$. Grâce à la très bonne résolution en énergie à 2.458 MeV (de 0.79%), cette contribution est négligeable et sous-dominante comparée à la contribution provenant

des matériaux du détecteur.

- L’activation cosmogénique (produite par des rayons cosmiques ou des neutrinos de haute énergie) d’isotopes radioactifs du xénon peut contribuer au bruit de fond de l’expérience. C’est le cas du ^{137}Xe , activé par capture neutronique du ^{136}Xe . Le ^{137}Xe décroît par émission β avec une énergie maximale de 4.2 MeV. Le spectre de décroissance du ^{137}Xe a donc un impact dans la région d’intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe . Cette contribution est négligeable pour XENON1T [119]. En revanche, pour les expériences futures, telles que DARWIN, ou celles utilisant du xénon enrichi en ^{136}Xe , cette contribution pourra devenir prépondérante [8].

7.2.2. Ajustement entre les spectres simulés et mesurés

Les simulations provenant des sources décrites dans la section précédente sont normalisées par rapport aux différentes mesures effectuées afin d’obtenir un nombre d’évènements attendu par unité d’énergie (keV), par unité de masse (kg) et par unité de temps d’exposition (jours).

La normalisation pour les simulations des matériaux est obtenue grâce aux mesures de radio-puretés [6]. La normalisation pour le ^{214}Bi provenant de la contamination interne du ^{222}Rn est obtenue en prenant en compte la concentration mesurée de ce dernier, d’environ $10 \mu\text{Bq/kg}$ [116]. La concentration de ^{214}Bi est alors contrainte par la mesure de la fin du spectre de la décroissance β^- du ^{214}Bi (à 3.27 MeV) afin de prendre en compte le tagging Bi-Po des évènements de ^{214}Bi et le fait qu’une concentration plus importante de ^{214}Bi soit présente sur la cathode (voir section 7.2.1.2). La normalisation de la contribution du ^{136}Xe est effectuée en prenant en compte la concentration mesurée de cette isotope, de 8.49%.

L’ajustement entre spectres simulé et mesuré permet de contraindre le nombre d’évènements de bruit de fond attendu dans l’expérience et d’extraire un modèle de bruit de fond. Cet ajustement se fait sous la forme d’une minimisation contrainte d’une fonction de χ^2 :

$$\chi^2(E_i, \vec{p}) = \sum_i \frac{(R_i - f(E_i, \vec{p}))^2}{(\Delta R_i)^2} \quad (7.4)$$

avec :

- E_i , l’intervalle en énergie (dont la largeur est choisie arbitrairement),
- \vec{p} , les paramètres de l’ajustement,
- R_i , le taux d’évènements mesurés pour l’intervalle en énergie E_i . ΔR_i , l’incertitude correspondante,
- $f(E_i, \vec{p})$, une fonction d’ajustement du bruit de fond, définie comme la somme de tous les spectres simulés⁴, normalisés et pondérés par les paramètres \vec{p} de l’ajustement

4. A basse énergie, certains isotopes, comme le ^{83m}Kr sont simulés comme de simples fonctions gaussiennes. Des termes supplémentaires pour prendre en compte ces gaussiennes sont ajoutés à la fonction f .

obtenu lors de la minimisation :

$$f(E_i, \vec{p}) = \sum_k^{\text{matériaux}} p_k R_k(E_i) + \sum_l^{\text{interne}} p_l R_l(E_i) + \sum_j^{\text{intrinsèque}} p_j R_j(E_i) \quad (7.5)$$

Cette analyse est en cours dans la collaboration XENON. Le modèle de bruit de fond n'est pas totalement fixé mais un premier résultat préliminaire de la collaboration XENON est donné en figure 7.3 et servira de référence dans cette thèse pour l'estimation de la sensibilité de XENON1T. Le signal attendu pour une décroissance $0\nu\beta\beta$ est donné pour représentation et est simulé comme une fonction gaussienne normalisée à la limite actuelle de KamLAND-Zen de $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} = 10.7 \times 10^{25}$ ans [64] :

$$f^{0\nu\beta\beta}(E) = \frac{\ln(2) \times N_A \times m_{\text{nat}} \times a_{Xe136} \times M_{Xe136}}{T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}} \times \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - Q_{\beta\beta})}{2 \times \sigma^2}\right) \quad (7.6)$$

Puisque la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ est forcément supérieure à la limite actuelle, l'intensité du signal $0\nu\beta\beta$ attendu est inférieure à celui représenté en figure 7.3. On peut donc déjà comprendre que XENON1T ne sera pas compétitive à cette recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ puisque le signal attendu avec les limites actuelles est plusieurs ordres de grandeur inférieur au bruit de fond mesuré.

La région aveugle à $\pm 3\sigma$ de la valeur $Q_{\beta\beta}$ est représentée par les traits verticaux pointillés gris. L'ajustement des spectres simulés et mesurés est effectué en dehors de cette région et extrapolé par la suite. La région d'intérêt de $\pm 1.1775\sigma$ de la valeur $Q_{\beta\beta}$ est représentée par les traits verticaux pointillés noirs. Le bruit de fond provenant des matériaux, en particulier les PMT et les murs de la TPC en contact direct avec le xénon liquide, est le bruit de fond majoritaire dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Le pic du ^{214}Bi (représenté par le trait vertical noir), très proche de la valeur $Q_{\beta\beta}$ est clairement visible et ne peut être séparé du pic de la décroissance $0\nu\beta\beta$. En revanche, comme discuté précédemment, grâce à la très bonne résolution en énergie de XENON1T dans cette gamme en énergie, la contribution du ^{208}Tl est négligeable dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Le bruit de fond interne produit par la décroissance β du ^{214}Bi est représenté par le spectre continu orange et est un ordre de grandeur inférieur au bruit de fond provenant des matériaux. Finalement, le bruit de fond intrinsèque produit par le ^{136}Xe est négligeable dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ grâce à la très bonne résolution en énergie de XENON1T dans cette région.

Le modèle de bruit de fond présenté en figure 7.3 est obtenu pour un ajustement avec des données dont les événements sont des événements simples⁵ compris dans un volume

5. Un ajustement supplémentaire, utilisant les événements multiples présents dans l'expérience, sera probablement effectué afin de contraindre de manière plus précise le modèle de bruit de fond.

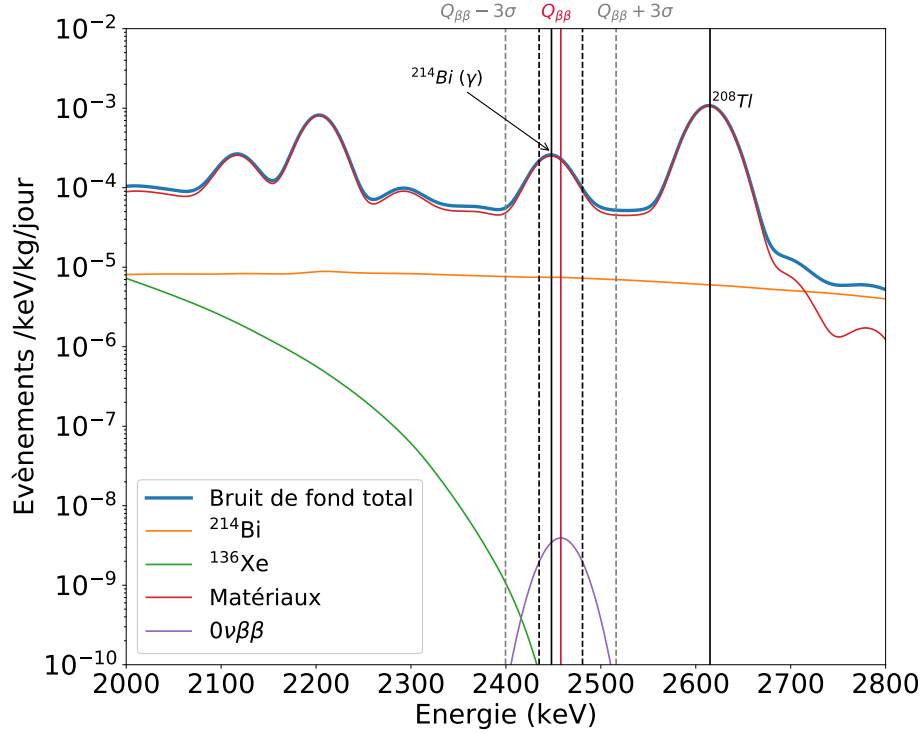


Fig. 7.3 – Spectre du bruit de fond de XENON1T simulé et ajusté sur les données, pour une énergie comprise entre 2 MeV et 2.8 MeV. Seuls les évènements simulés et reconstruits comme des évènements simples sont considérés. Les évènements simulés subissent les mêmes sélections que les évènements mesurés. Le signal attendu pour une décroissance $0\nu\beta\beta$ est donné pour représentation et est simulé comme une fonction gaussienne normalisée à la limite actuelle de KamLAND-Zen. Les traits verticaux pointillés indiquent les régions à $\pm 3\sigma$ (gris) et $\pm \frac{FWHM}{2}\sigma$ (noir). Les traits verticaux noirs indiquent les contributions du ^{214}Bi et ^{208}Tl provenant de la radioactivité des matériaux.

fiduciel correspondant à une masse de 1 tonne de xénon liquide. Ce volume n'est pas optimum pour l'analyse de haute énergie. En effet, comme visible en figure 7.4, à cause du parcours moyen dans le xénon liquide plus important pour les photons de haute énergie⁶ et le pouvoir d'arrêt du xénon gazeux plus faible que celui du xénon liquide, un nombre important d'évènements provenant des matériaux du détecteur (en particulier des PMT) est visible en haut de la TPC. Le choix d'un volume fiduciel excluant cette zone permet de réduire cette contribution. Ce volume, nécessitant une optimisation du rapport signal sur bruit attendu, est en cours d'optimisation dans la collaboration XENON. Il est composé de deux ellipses dans le plan (R^2, Z) . La première permet de réduire la contribution du bruit de fond en haut de la TPC. La seconde permet de compléter le volume fiduciel en conservant une zone plus importante en bas de la TPC où le bruit de fond est moindre par rapport au haut de la TPC. Le volume fiduciel ainsi défini devrait correspondre à une masse d'environ 690 kg de xénon liquide, soit 58.6 kg de ^{136}Xe , et permet la réduction d'un facteur 3 du nombre d'évènements de bruit de fond attendu entre 2 MeV et 3 MeV.

6. Par rapport aux radiations de basses énergies pour lesquelles le volume fiduciel correspondant à 1.3 tonne de xénon liquide a été choisi.

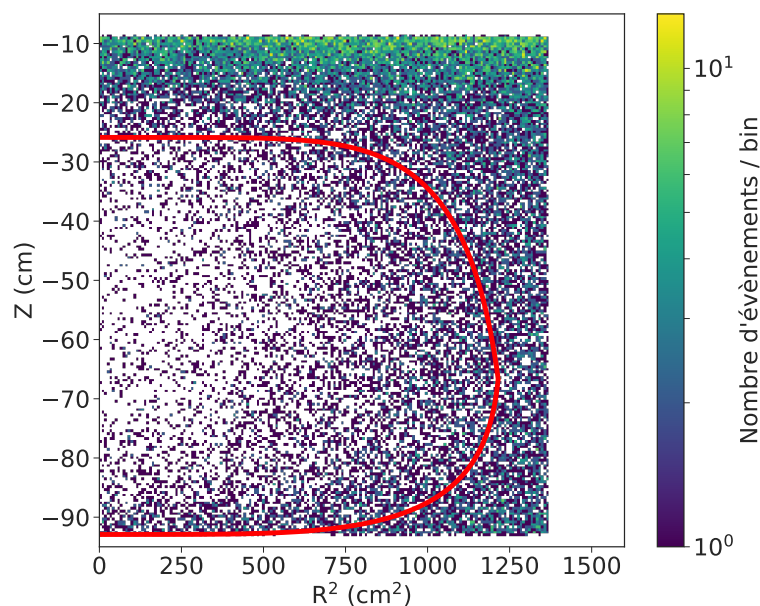


Fig. 7.4 – Distribution des évènements de bruit de fond mesurés dans XENON1T, entre 2 MeV et 3 MeV, dans un volume fiduciel correspondant à une masse de 1 tonne de xénon liquide. Un volume fiduciel, sous forme de deux ellipses est indiqué en rouge et permet de rejeter le bord supérieur de la TPC où le nombre d'évènements de bruit de fond provenant des PMT est plus important.

7.3. Sensibilité attendue avec XENON1T

La sensibilité attendue avec XENON1T est présentée dans cette section et comparée aux résultats obtenus avec les expériences actuelles.

7.3.1. Sensibilité de XENON1T et comparaison aux autres expériences

La sensibilité de l'expérience XENON1T à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ estimée dans la suite de cette section est donnée dans le cas de l'utilisation d'un volume fiduciel non optimisé et correspondant à une masse totale de 1 042 kg de xénon liquide, soit 88.5 kg de ^{136}Xe . Le modèle de bruit de fond correspondant et utilisé pour estimer le nombre d'évènements de bruit de fond attendu est donné en figure 7.3. Avec un temps de prises de données de 246.7 jours (correspondant au second science run de XENON1T (SR1)), l'exposition totale correspondante est de 0.7 tonne \times an. Une projection, avec un volume fiduciel elliptique permettant de réduire le nombre d'évènements de bruit de fond d'un facteur 3, est également donnée. Ce volume correspondant à une masse d'environ 690 kg, soit 58.6 kg de ^{136}Xe , réduit l'exposition totale à 0.5 tonne \times an.

Le sensibilité de l'expérience XENON1T à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est donc :

$$S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = N_A \epsilon \ln(2) \frac{a_{Xe136}}{M_{Xe136}} \sqrt{\frac{m_{nat} \times t}{b \Delta E}} \quad (7.7)$$

avec :

- $a_{Xe136} = 8.49\%$, l'abondance de ^{136}Xe mesurée dans XENON1T,
- $m_{nat} \times t$, l'exposition totale considérée,
- b , le nombre d'évènements de bruit de fond attendu. b est obtenu en intégrant le modèle de bruit de fond donné en figure 7.3 entre 2.435 MeV et 2.481 MeV, correspondant à la région d'intérêt définie à $\pm 1.1775\sigma$ autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$. Dans le cas d'un volume correspondant à 1 tonne de xénon liquide, $b = 9.3 \times 10^{-3}$ /keV/kg/jours. Pour la projection avec un volume de 690 kg, ce nombre est divisé par 3.
- $\Delta E = 2 \times 1.1775 \times Q_{\beta\beta} \times 0.79\% = 45.73$ keV, la largeur de la région d'intérêt considérée à $\pm 1.1775\sigma$.

Les sensibilités attendues sont ainsi de :

- $S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = 2.0 \times 10^{23}$ ans dans le cas d'un volume fiduciel non-optimisé, de 1 tonne de xénon liquide,
- $S(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}) = 3.6 \times 10^{23}$ ans dans le cas d'un volume fiduciel optimisé, de 690 kg de xénon liquide.

Il est intéressant de remarquer que le choix d'un volume fiduciel optimisé permet d'augmenter la sensibilité de l'expérience de presque un facteur 2, et ce malgré la réduction de l'exposition totale de l'expérience. L'étude du bruit de fond et de sa réduction sont donc des facteurs clé des expériences de recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$.

Les sensibilités attendues de XENON1T sont représentées en figure 7.5 (étoiles) et comparées aux limites actuelles obtenues par différentes expériences. Les expériences dédiées à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$, EXO-200 et KamLAND-Zen, utilisant du xénon enrichi à 80.6% et 90.8% en ^{136}Xe , ont atteint les meilleures limites actuelles. PandaX-II, une expérience similaire à XENON1T, a montré une limite comparable à la sensibilité attendue de XENON1T.

EXO-200 [110] est une chambre à projection temporelle simple phase, placée au laboratoire souterrain de Waste Isolation Pilot Plant (WIPP) aux Etats-Unis. EXO-200 est remplie de 175 kg de xénon liquide enrichi à 80.7% en ^{136}Xe . La TPC est placée dans un bain de 4 tonnes de HFE-7000, un liquide dense permettant de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante du laboratoire.

La génération de signaux après une interaction dans le xénon liquide est la même que dans XENON1T (voir section 4.1.2) : des signaux de lumière et de charge sont produits. Les signaux de lumière sont détectés par des rangées de diodes. Un champ électrique est appliqué entre une cathode, placée au centre de la TPC, et deux anodes, placées aux extrémités de la chambre. Les signaux de charges sont lus par ces dernières. Le champ électrique appliqué est de 380 V/cm durant la première phase de l'expérience et

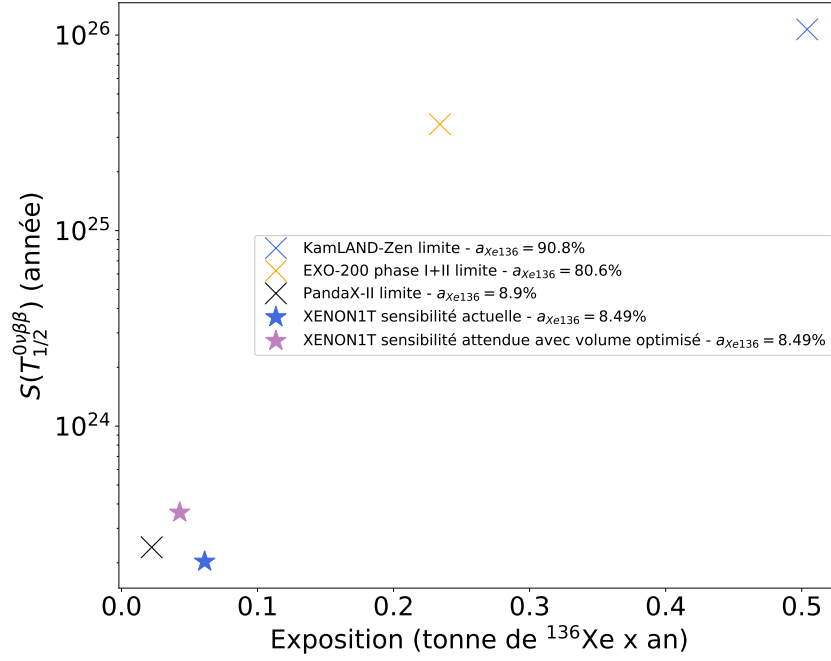


Fig. 7.5 – Sensibilité de XENON1T (étoiles) à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ comparée aux limites obtenues par KamLAND-Zen [64], EXO-200 [110] et PandaX-II [105]. La sensibilité de XENON1T est présentée avec les connaissances actuelles du modèle du bruit de fond (étoile bleue) et en supposant une optimisation du volume fiduciel permettant de réduire le nombre d'évènements de bruit de fond d'un facteur 3 (étoile violette).

de 567 V/cm durant la seconde phase. Cette augmentation du champ électrique a permis d'abaisser la résolution en énergie de $\sigma/\mu = (1.35 \pm 0.09)\%$ à $\sigma/\mu = (1.15 \pm 0.02)\%$ à la valeur $Q_{\beta\beta}$. L'efficacité de détection des décroissances $0\nu\beta\beta$ en tant qu'évènements avec un dépôt d'énergie unique est de 96.4%.

Bien qu'il soit l'une des contributions majoritaires, le bruit de fond provenant des matériaux de EXO-200 est plus faible que celui de XENON1T. En effet, le choix des matériaux de EXO-200 a été fait pour limiter cette contribution. Dans le cas de XENON1T, un compromis entre une collection de lumière importante (possible grâce aux PMT et aux murs permettant la réflexion de la lumière) et la limitation de la radioactivité des matériaux a été effectuée. Ainsi, même avec une concentration de ^{136}Xe similaire à celle de EXO-200, la sensibilité de XENON1T serait plus basse (voir figure 7.6) que la limite actuelle de EXO-200. Les expériences futures (discutées en section 7.4) devront donc chercher à réduire encore plus la contribution provenant des matériaux, soit avec des matériaux de nouvelles générations, avec une concentration de radio-isotopes plus faible, soit avec une quantité de xénon liquide utilisée comme blindage interne très importante (voir section 7.4).

Le bruit de fond provenant de l'activation cosmogénique du ^{136}Xe est également l'une des contributions majoritaires au bruit de fond de EXO-200. EXO-200 a permis de mettre une limite sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe de 3.5×10^{25} ans avec un niveau de confiance de 90%.

KamLAND-Zen [64] est une expérience dédiée à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ uti-

lisant l'infrastructure d'une expérience de détection d'antineutrinos électroniques (KamLAND). KamLAND-Zen est un ballon d'environ 3 m de diamètre, rempli de 13 tonnes d'un liquide scintillant chargé en xénon enrichi à 90.77% en ^{136}Xe . La lumière de scintillation produite par une interaction dans le ballon est détectée par près de 1 880 PMT. Le ballon contenant le xénon est placé à l'intérieur d'un autre, plus grand et rempli de 1 000 tonnes du même liquide scintillant, permettant de réduire le bruit de fond provenant de la radioactivité ambiante et des muons cosmiques. Les différentes sources de bruit de fond pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ proviennent des impuretés radioactives présentes sur la surface du ballon interne, des impuretés radioactives présentes dans le liquide scintillant et des isotopes radioactifs activés par les muons cosmiques. La limite sur la demi-vie obtenue par KamLAND-Zen, de 1.07×10^{26} ans, est actuellement la meilleure au monde pour une décroissance $0\nu\beta\beta$.

Finalement, **PandaX-II** [105] est jusqu'à présent la seule expérience dédiée à la recherche de matière noire à avoir obtenu une limite sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$. PandaX-II est une TPC double phase remplie de 580 kg de xénon liquide avec une abondance naturelle de 8.9% de ^{136}Xe . Le principe de fonctionnement de PandaX-II et la génération de signaux dans le xénon liquide sont les mêmes que dans XENON1T (voir section 4.1.2) : une interaction dans le xénon liquide produit des signaux de lumière et de charge. Le signal de charge est amplifié par accélération des électrons dans une phase gazeuse. Cette amplification, comme pour XENON1T, produit une saturation des PMT, induisant une non-linéarité de l'énergie reconstruite. Cette non-linéarité est corrigée par une fonction polynomiale obtenue par l'ajustement des données avec des simulations Monte-Carlo. La résolution en énergie ainsi obtenue est de 4.2% à 2.615 MeV, soit près de 5 fois plus grande que celle obtenue dans XENON1T (voir chapitre 6). Le bruit de fond majoritaire de l'expérience est similaire à celui présent dans XENON1T et provient des matériaux de la TPC et de l'émanation de ^{222}Rn dans le xénon liquide. Avec une exposition totale de $242 \text{ kg} \times \text{an}$, PandaX-II a atteint une limite sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ de 2.4×10^{23} ans, comparable donc à celle attendue avec XENON1T.

7.3.2. Sensibilité de XENON1T en fonction de la concentration de ^{136}Xe

Les expériences dédiées à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ utilisent du xénon enrichi en ^{136}Xe . Dans le cas d'une recherche simultanée de décroissance $0\nu\beta\beta$ et de matière noire, il est important d'estimer l'effet de l'augmentation du bruit de fond intrinsèque produit lors de l'augmentation de la concentration de ^{136}Xe dans la région d'intérêt pour la recherche de matière noire.

Pour ce faire, on suppose que l'augmentation de ^{136}Xe induit une augmentation du bruit de fond de manière proportionnelle, à la fois pour la recherche de matière noire et pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Pour XENON1T, le bruit de fond induit par l'activation du ^{136}Xe par capture neutronique, produisant du ^{137}Xe , n'est pas pris en compte. Pour

les expériences futures, possédant une masse de xénon liquide beaucoup plus importante, cette contribution devra être prise en compte.

Afin de déterminer l'évolution de la sensibilité de XENON1T à la recherche de WIMP en fonction de la concentration de ^{136}Xe , les données de mesures du bruit de fond correspondant à une exposition totale de 1 tonne \times an sont utilisées [1]. En utilisant la méthode décrite en section 2.5, ce nombre d'événements de bruit de fond permet de déterminer la courbe de sensibilité de l'expérience sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon (indépendante du spin) en fonction de la masse du WIMP. Le minimum de cette courbe, obtenu pour une masse de WIMP de $50 \text{ GeV}/c^2$, est utilisé comme point de référence pour la comparaison en fonction de la concentration de ^{136}Xe .

La sensibilité de XENON1T à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ est déterminée comme présentée dans la section précédente, en utilisant une exposition totale de 0.7 tonne \times an et en considérant le modèle de bruit de fond donné en figure 7.3.

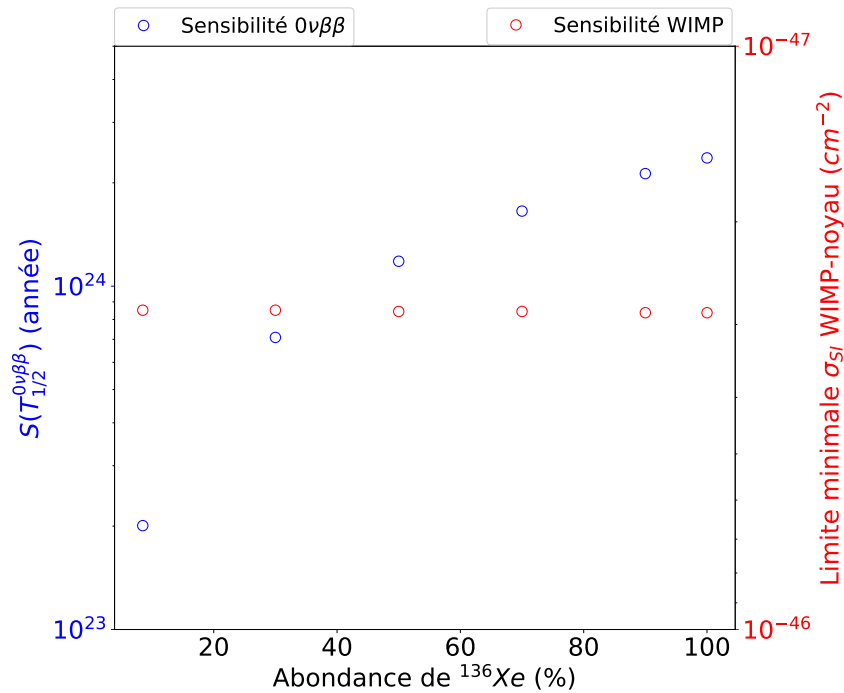


Fig. 7.6 – Sensibilité de XENON1T en fonction de l'abondance de ^{136}Xe , pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ (bleu) et pour la recherche de matière noire (rouge) sous forme de WIMP (avec une interaction WIMP-nucléon indépendante du spin).

L'évolution de ces sensibilités en fonction de la concentration de ^{136}Xe est donnée en figure 7.6. Un enrichissement à 90% de ^{136}Xe permet d'augmenter la sensibilité à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ d'un facteur 10 tout en réduisant de seulement 1% la sensibilité à la recherche de matière noire. Ainsi, la concentration de ^{136}Xe n'a que très peu d'impact pour la recherche de WIMP dans le cas de XENON1T. En effet, pour XENON1T cette contribution n'est pas majoritaire et la sensibilité de l'expérience est limitée en particulier par la concentration interne de ^{222}Rn . Pour les expériences futures utilisant une masse de xénon liquide plus importante et dont le bruit de fond attendu est plus faible,

cela ne sera plus forcément vrai et la concentration de ^{136}Xe pourrait avoir un impact important pour la recherche de matière noire, et plus généralement pour la recherche d'évènements rares de basses énergies (comme la double capture électronique ou l'étude des neutrinos solaires par exemple).

Ainsi, il est possible d'imaginer que du xénon enrichi soit ajouté après un premier science run, permettant une mesure *avec et sans* source et ainsi de *voir* l'augmentation du nombre d'évènements $0\nu\beta\beta$, sans limiter la sensibilité de l'expérience à la recherche de WIMP effectuée durant le premier science run. Cette idée est envisagée par l'expérience LZ [118], décrite dans la section suivante.

7.4. Sensibilité des expériences futures utilisant du xénon liquide

XENONnT, futur de l'expérience XENON1T est actuellement en construction. Grâce à sa taille plus importante (6 tonnes de xénon liquide dans la TPC), à la mise en place d'une distillation cryogénique du ^{222}Rn et un véto à neutrons, une réduction d'un facteur 10 par rapport au bruit de fond de XENON1T, dans la région d'intérêt pour la recherche de matière noire (à basse énergie), est attendue, et ce pour un volume fiduciel correspondant à une masse de 4 tonnes de xénon liquide. Les résultats attendus pour la recherche de matière noire sont du même ordre de grandeur que ceux attendus par l'expérience LZ, une expérience utilisant le principe de chambre à projection temporelle double phase [118]. On peut donc estimer que les résultats de XENONnT pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ seront similaires à la sensibilité de LZ, donnée en figure 7.7.

LZ [118] est une TPC à double phase remplie de xénon liquide, actuellement en construction. Avec 10 tonnes de xénon liquide, LZ a une sensibilité attendue pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ de 1.06×10^{26} ans pour une exposition totale d'environ 2.7 tonnes x ans. Afin de devenir compétitif avec les expériences dédiées, LZ prévoit la possible utilisation de xénon enrichi à 90% en ^{136}Xe , après une première période de prise de données dédiée à la recherche de matière noire, permettant alors d'atteindre une sensibilité du même ordre de grandeur que celle de PandaX-III, une expérience dédiée à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$.

PandaX-III [120], **NEXT-100** et **NEXT-1T** [121] sont des chambres à projection temporelle remplie de xénon gazeux sous haute pression.

La première phase de l'expérience PandaX-III contiendra 200 kg de xénon gazeux sous une pression de 10 bar, enrichis à 90% en ^{136}Xe . Les signaux de charges produits par une interaction dans le xénon gazeux seront conduits par un champ électrique vers les deux extrémités de la chambre (grâce à une cathode au milieu de la TPC) et seront lus par deux rangées de détecteurs gazeux appelés Microbulk Micromegas. Ils permettront de détecter et de reconstruire la trace des électrons émis par la décroissance $0\nu\beta\beta$, ce qui n'est pas

possible avec des expériences utilisant du xénon liquide. De plus, grâce à la recombinaison ion-électron plus faible dans le xénon gazeux que dans le xénon liquide, l'utilisation de ce premier permet d'obtenir une meilleure résolution en énergie qu'avec du xénon liquide. Le bruit de fond de l'expérience provient de la radioactivité ambiante du laboratoire (réduite grâce à un grand réservoir d'eau autour de la TPC) et des matériaux du détecteur. Ce bruit de fond est, entre autres, réduit grâce à la possibilité de reconstruire la trace typique des électrons émis lors d'une décroissance $0\nu\beta\beta$. La seconde phase de l'expérience sera composée de 5 TPC de 200 kg et permettra d'atteindre une sensibilité de 1×10^{27} ans sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$, pour une exposition totale de 3 tonnes x ans.

Dans le cas des expériences NEXT-100 et NEXT-1T, les signaux de charges sont amplifiés par un champ électrique intense induisant une électroluminescence. Ces signaux de lumières sont ensuite détectés par des SiPMT (Silicon Photomultiplier). NEXT-100 contiendra un total de 100 kg de xénon gazeux enrichi à 90% en ^{136}Xe et permettra d'atteindre une sensibilité de 6×10^{25} ans sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe après 3 ans de prises de données. NEXT-1T, avec 1 230 kg de xénon gazeux enrichi à 90% en ^{136}Xe , devrait atteindre une sensibilité de 1×10^{27} ans sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe , pour une exposition totale de 5 tonnes x ans.

Les meilleures sensibilités attendues par des expériences futures données en figure 7.7 sont obtenues par nEXO et DARWIN, deux expériences utilisant des technologies différentes.

nEXO [9] est la suite de l'expérience EXO-200, présentée dans la section précédente. nEXO est donc une chambre à projection temporelle à simple phase, remplie de 5 tonnes de xénon liquide enrichi à 90% en ^{136}Xe . Deux modifications majeures seront effectuées entre ces deux expériences. Premièrement, le design même de l'expérience va être différent. La cathode permettant la dérive des signaux de charge ne sera pas placée au milieu de la TPC afin de réduire la contribution du bruit dans le centre du détecteur. Deuxièmement, nEXO devrait être placée dans un laboratoire souterrain plus profond (à SNOLAB) que celui d'EXO-200. En effet, la contribution de l'activation par les muons cosmiques du ^{136}Xe au bruit de fond de l'expérience a été mesurée avec EXO-200 et est de l'ordre de 23% du bruit de fond total. Avec une expérience possédant une masse de xénon liquide presque 30 fois plus grande, ce bruit de fond deviendra encore plus important. Un laboratoire souterrain plus profond permet de réduire le flux de muons cosmiques et permet donc de réduire ce bruit de fond. La sensibilité attendue de nEXO est de 9.2×10^{27} ans sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ pour une exposition totale de 20 tonnes x ans, soit 4 ans de prises de données.

DARWIN [8] est un projet de chambre à projection temporelle à double phase remplie de xénon liquide avec une masse totale de près de 50 tonnes. Sans enrichissement en ^{136}Xe et avec une exposition totale de 20 tonnes x ans (soit 4 ans de prises de données), DARWIN attend une sensibilité sur la demi-vie de la décroissance $0\nu\beta\beta$ de 2.4×10^{27} ans. Cette

sensibilité comparable à celle des expériences dédiées est obtenue grâce à l'utilisation d'un volume fiduciel extrêmement réduit, probablement d'environ 5 tonnes, les 45 tonnes restantes seront utilisées comme blindage permettant de grandement réduire le bruit de fond provenant des matériaux de la TPC. Le choix d'enrichir le xénon liquide n'est pas tranché mais l'abondance naturelle permet une prise de données simultanée à la fois pour la recherche de matière noire (ou d'autres processus rares produisant des signaux de basse énergie) et pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$.

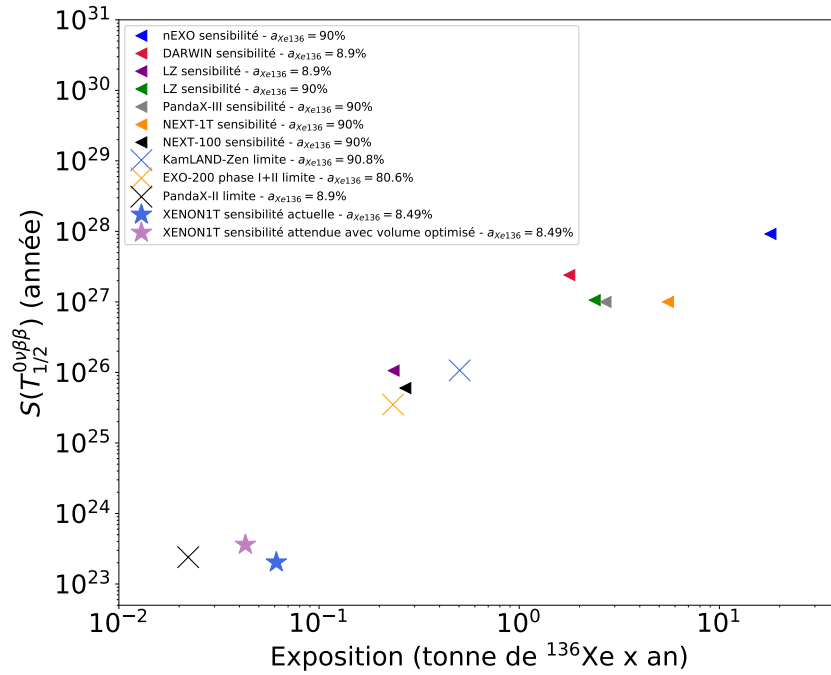


Fig. 7.7 – Sensibilités de XENON1T à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ en fonction de l'exposition totale de l'expérience (en masse de ^{136}Xe exposée) et comparées aux limites des expériences actuelles (croix) déjà présentées en figure 7.5, et aux sensibilités des expériences futures (triangles). La sensibilité de XENON1T est présentée avec les connaissances actuelles du modèle du bruit de fond (étoile bleue) et en supposant une optimisation du volume fiduciel permettant de réduire le nombre d'événements de bruit de fond d'un facteur 3 (étoile violette). PandaX-III [120] est une TPC utilisant du xénon gazeux à haute pression. LZ [118] et DARWIN [8] sont des TPC double phase. nEXO [9] est une TPC simple phase.

7.5. Conclusion

La simulation du bruit de fond de XENON1T et la comparaison des spectres mesurés et simulés permet d'extraire un modèle de bruit de fond dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. L'analyse des données de XENON1T, permettant de proposer une limite à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$, est en cours dans la collaboration XENON.

D'après le calcul de sensibilité actuelle, XENON1T n'est pas compétitive avec les expériences dédiées à cette recherche. Cette étude montre en revanche la faisabilité de la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ avec des TPC double phase initialement dédiées à la recherche de matière noire. Les générations futures seront alors compétitives avec des

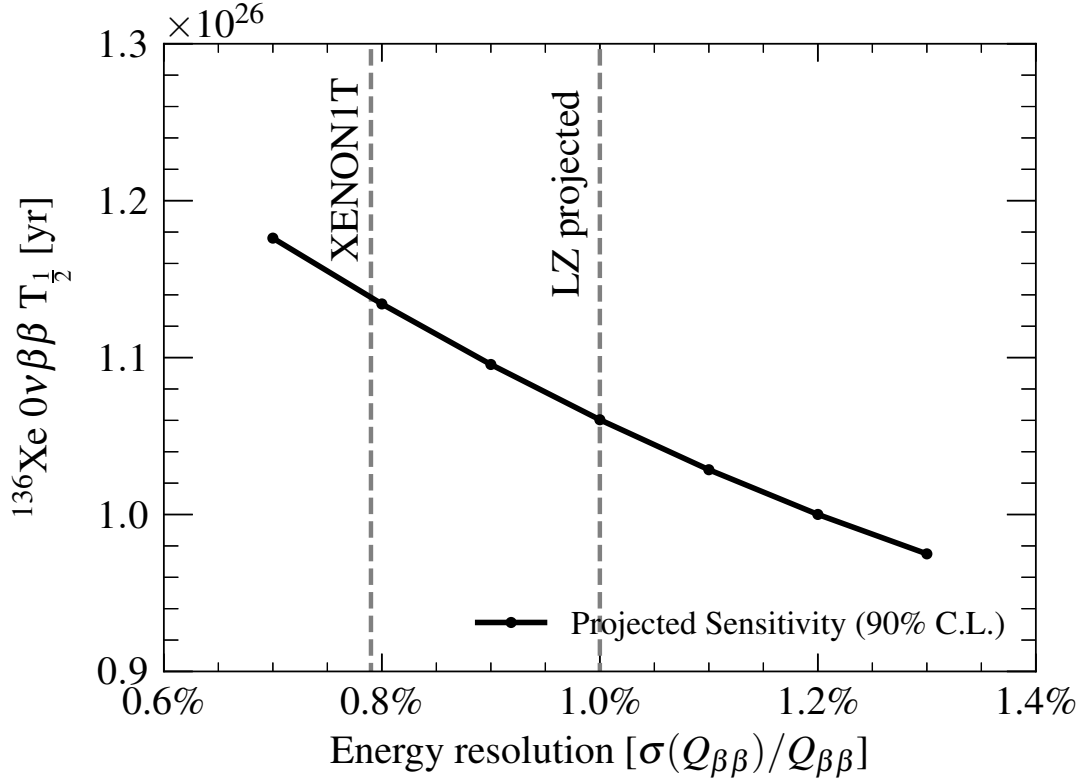


Fig. 7.8 – Sensibilités de l’expérience LZ à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ en fonction de la résolution en énergie du détecteur à une énergie correspondant à la valeur $Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe [118]. Une amélioration de la résolution de 0.2% permet une augmentation de la sensibilité de 10%.

expériences dédiées uniquement à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$. Les sensibilités attendues ont été obtenues en supposant que la résolution des TPC double phase futures sera du même ordre de grandeur que celle obtenue avec XENON1T ($< 1\%$), présentée en chapitre 6 [106]. Avant ces travaux, la résolution des TPC double phase était près de 5 fois plus importante, ce qui limitait la sensibilité de ces détecteurs à la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$, comme indiqué en figure 7.8. Une amélioration de la résolution de 1% à 0.8% permet une augmentation de la sensibilité de 10%.

Les expériences utilisant du xénon enrichi en ^{136}Xe sont celles indiquant les meilleures sensibilités attendues pour la recherche de décroissance $0\nu\beta\beta$ du ^{136}Xe . Afin d’être compétitives, les expériences voulant effectuer une recherche simultanée de décroissance $0\nu\beta\beta$ et de matière noire doivent chercher à augmenter le plus possible la taille des expériences et le temps de prises de données. Une autre solution est l’utilisation de xénon enrichi en ^{136}Xe mais seulement dans le cas où une étude complète et précise du bruit de fond supplémentaire⁷ induit dans la région d’intérêt pour la recherche de matière noire ou pour d’autres processus rares est effectuée au préalable.

7. En particulier le bruit de fond provenant de l’activation par capture neutronique du ^{136}Xe en ^{137}Xe .

Conclusion

Dans cette thèse, les travaux de recherches menés au sein de la collaboration XENON ont été présentés. Ces travaux, basés sur l'analyse de données de l'expérience XENON1T, ont permis de montrer que la perspective d'une recherche simultanée de matière noire et de décroissance double β sans émission de neutrinos est envisageable pour les expériences futures, utilisant une chambre à projection temporelle à deux phases remplie de xénon liquide.

La présence de matière noire a été motivée par de nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques et ce, à toutes les échelles de l'Univers. D'après ces observations et le modèle cosmologique décrivant l'Univers et ses constituants, la matière noire représente plus de 80% de la masse de l'Univers et serait composée de particules massives, neutres et interagissant peu avec la matière ordinaire. Le WIMP (Weakly Interactive Massive Particule) est l'un des candidats privilégiés à la matière noire. Les expériences de détection directe, qui cherchent à mesurer l'interaction d'un WIMP avec un noyau cible et utilisant du xénon liquide comme cible sont actuellement les plus sensibles et ont montré les meilleures limites de détections.

La décroissance double β sans émission de neutrinos est une décroissance radioactive théorique supposant que les neutrinos sont des particules dites de Majorana, c'est-à-dire que neutrinos et antineutrinos sont une même et unique particule. Cette propriété permettrait d'expliquer la masse extrêmement faible des neutrinos, dont l'origine n'est pas connue. La décroissance double β sans émission de neutrinos est extrêmement rare, avec une durée de vie supérieure à 10^{15} fois l'âge de l'Univers, et n'a jamais été observée jusqu'à présent. Les expériences utilisant du xénon liquide (dont l'un des isotopes, le ^{136}Xe , est un émetteur double β) sont celles les plus sensibles à cette recherche à l'heure actuelle.

Ainsi, de part leurs natures, les collisions WIMP-noyaux et la décroissance double β sans émission de neutrinos produisent ce que l'on appelle des événements rares. Les expériences qui cherchent à les détecter se doivent donc d'opérer dans un environnement bas bruit de fond.

Le xénon liquide, dense et stable, permet d'obtenir un grand volume de détection pouvant accumuler des données pendant plusieurs mois consécutifs, augmentant ainsi la probabilité de détecter les signaux recherchés. Une expérience bas bruit de fond utilisant du xénon liquide comme cible, est donc un milieu propice pour la recherche simultanée de

ces deux processus physiques qui demandent de grands détecteurs pouvant acquérir des données pendant de longues périodes consécutives.

XENON1T, initialement construite pour la recherche de matière noire, répond à ces conditions. XENON1T est une chambre à projection temporelle à double phase remplie de 3.2 tonnes de xénon liquide dont la prise de données pour la recherche d'évènements rares a duré pendant plus d'un an, menant à la meilleure exposition pour la recherche de matière noire. Durant cette longue période, la stabilité du détecteur a été vérifiée grâce à des calibrations régulières utilisant une source de ^{83m}Kr , montrant une déviation de la mesure des signaux émis lors d'une interaction dans le xénon liquide, par rapport à leurs moyennes durant le second science run, de moins de 3%, permettant à XENON1T de poser les meilleures limites mondiales de la recherche directe de matière noire sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante du spin.

XENON1T a été optimisée pour la détection de collisions élastiques WIMP-noyau, dont le signal est de faible énergie. L'utilisation d'une technologie double phase permet en effet de diminuer le seuil de détection. En contrepartie, les signaux de hautes énergies (au dessus de 1 MeV) sont fortement saturés. Cette saturation limite la résolution en énergie du détecteur et induit des fluctuations sur la reconstruction de l'énergie déposée. Une technique de reconstruction des évènements de haute énergie, cherchant en particulier à corriger cette saturation, a donc été mise en place et a permis d'atteindre la meilleure résolution en énergie, de $(0.79 \pm 0.01)\%$, à 2.458 MeV⁸, et ce, toutes expériences utilisant du xénon liquide comme cible confondues (dédiées ou non à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos).

Cette très bonne résolution en énergie permet d'envisager une recherche simultanée de matière noire (ou d'autres processus de basse énergie, axions, double capture électronique ^{124}Xe , etc.) et de décroissance double β sans émission de neutrinos pour des expériences utilisant des chambres à projection temporelle double phase. XENON1T est donc un instrument pluridisciplinaire.

La sensibilité de l'expérience XENON1T à la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos, attendue autour de 10^{23} ans, n'est pas compétitive avec les expériences dédiées, mais les expériences futures utilisant une plus grande masse de xénon liquide, pourraient le devenir.

8. Cette énergie correspond à l'énergie émise durant la décroissance double β sans émission de neutrinos du ^{136}Xe .

Annexe : Calcul du taux d'interaction différentiel attendu lors d'une expérience de détection directe de matière noire.

Le calcul du taux de collisions WIMP-noyau attendu est présenté dans cette annexe en suivant les travaux de Lewin et P.F. Smith [25]. D'autres références sont également utilisées [122], [123], [124] et [125].

Taux d'interaction différentiel

Premièrement, nous allons déterminer le taux de collisions attendu lors d'une expérience de détection directe de matière noire utilisant une cible de masse atomique A . E_R est l'énergie de recul du noyau cible.

Le taux de collision R est donné par :

$$R = \phi \sigma N_{target} \quad (\text{A.1})$$

où σ est la section efficace d'interaction WIMP-noyau inconnue, $N_{target} = \frac{m_{target}}{A} \mathcal{N}_a$ est le nombre de noyaux cibles exposés au flux de matière noire ϕ , avec m_{target} la masse de la cible.

$$\phi = \frac{\rho_0}{m_\chi} \langle v \rangle \quad (\text{A.2})$$

avec ρ_0 la densité locale de WIMP, m_χ la masse du WIMP et $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne du WIMP (dans le référentiel de la cible).

Puisque les WIMP interagissent très peu avec la matière ordinaire et avec eux-mêmes, ils peuvent être décrits comme un gaz parfait. Ainsi, la distribution de la vitesse des WIMP

dans la Voie Lactée suit une distribution de Maxwell-Boltzmann $f(v, v_E)$:

$$f(v, v_E) = \exp\left(-\frac{(v + v_E)^2}{v_0^2}\right) \quad (\text{A.3})$$

où v est la vitesse du WIMP (relative à la cible), v_E est la vitesse de la Terre (relative à la distribution de WIMP) et v_0 est la vitesse des WIMPs la plus probable ($v_0 \approx 220$ km/s).

Ainsi, le taux de collision par unité infinitésimal de masse cible est :

$$dR = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \sigma v dn \quad (\text{A.4})$$

où dn est le densité différentielle de particules, qui est fonction de la vitesse des WIMP :

$$dn = \frac{n_0}{k} f(v, v_E) d^3v \quad (\text{A.5})$$

avec $n_0 = \frac{\rho_0}{m_\chi}$, la densité moyenne de WIMP et k , la constante de normalisation.

Détermination de dn

$$dn = \frac{n_0}{k} f(v, v_E) d^3v$$

k est une constante de normalisation déterminée en demandant : $n_0 = \int_0^{v_{esc}} dn$, avec v_{esc} la vitesse pour laquelle les WIMP peuvent échapper à l'attraction de la galaxie.

Dans le cas d'une distribution isotrope :

$$n_0 = \int_0^{v_{esc}} dn = \frac{n_0}{k} \int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) d^3v$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} k &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) v^2 dv \\ &= 4\pi \int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) v^2 dv \end{aligned}$$

Pour déterminer k , le calcul est séparé en plusieurs étapes. Nous allons commencer par le cas simple où $v_{esc} = +\infty$ and $v_E = 0$:¹

1. $\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \exp(-ax^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2a^{3/2}}$

$$\begin{aligned}
k_0 &= 4\pi \int_0^{+\infty} f(v, 0) v^2 dv \\
&= 4\pi \int_0^{+\infty} v^2 \exp\left(\frac{-v^2}{v_0^2}\right) dv \\
&= (\pi v_0^2)^{3/2}
\end{aligned}$$

Ainsi avec $v_E \neq 0$, on obtient :

$$(v + v_E)^2 = v^2 + v_E^2 + 2vv_E \cos \theta$$

et :

$$\begin{aligned}
k_0 &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-(v^2 + v_E^2 + 2vv_E \cos \theta)}{v_0^2}\right) v^2 dv d(\cos \theta) \\
&= 2\pi \int_0^{+\infty} \exp\left(\frac{-(v^2 + v_E^2)}{v_0^2}\right) \left(-\frac{v_0^2}{2vv_E}\right) \left(\exp\left(-\frac{2vv_E}{v_0^2}\right) - \exp\left(+\frac{2vv_E}{v_0^2}\right)\right) v^2 dv \\
&= \frac{\pi v_0^2}{v_E} \int_0^{+\infty} dv \left(\exp\left(-\frac{(v - v_E)^2}{v_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{(v + v_E)^2}{v_0^2}\right)\right) \\
&= \frac{\pi v_0^2}{v_E} \int_{-v_E}^{+\infty} dx (x + v_E) \exp\left(-\frac{x^2}{v_0^2}\right) - \frac{\pi v_0^2}{v_E} \int_{v_E}^{+\infty} dx (x - v_E) \exp\left(-\frac{x^2}{v_0^2}\right) \\
&= \frac{\pi v_0^2}{v_E} \left(\int_{-v_E}^{+v_E} x \exp\left(-\frac{x^2}{v_0^2}\right) dx + 2v_E \int_0^{+\infty} x \exp\left(-\frac{x^2}{v_0^2}\right) dx\right) \\
&= (\pi v_0^2)^{3/2}
\end{aligned}$$

Finalement, avec $v_E \neq 0$ et $v_{esc} \neq +\infty$, on obtient :

$$k = 4\pi \int_0^{v_{esc}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) v^2 dv$$

en sachant que² :

$$\int_0^{v_{esc}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) dv = v_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right)$$

on obtient :

2. $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$

$$\begin{aligned}
k &= 4\pi \int_0^{v_{esc}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) v^2 dv \\
&= \frac{4\pi v_0^2}{2} \frac{v_0 \sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{4\pi v_0^2}{2} v_{esc} \exp\left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) \\
&= k_0 \left(\operatorname{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} \exp\left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) \right)
\end{aligned}$$

Détermination de dR

D'après l'équation A.4, le taux de collision différentiel dR peut être déterminé. Dans le cas où l'on néglige les effets dus à la forme du noyau cible, la section efficace est $\sigma = \sigma_0$ et R_0 est le taux total d'interaction (de $v_E = 0$ jusqu'à $v_{esc} = +\infty$).

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_a}{A} \sigma_0 v_0 n_0 \quad (\text{A.6})$$

$$dR = R_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2k v_0} v f(v, v_E) d^3v = R_0 \frac{k}{k_0} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(v, v_E) d^3v \quad (\text{A.7})$$

Taux différentiel $\frac{dR}{dE_R}$

En pratique, **le détecteur qui va être utilisé permet de mesurer le nombre d'évènements pour un recul nucléaire d'énergie supérieur à un certain seuil**, ainsi, on a besoin de déterminer le taux différentiel $\frac{dR}{dE_R}$ attendu en fonction de E_R , l'énergie de recul du noyau.

Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie de recul du noyau cible (de masse m_N) est :

$$E_R = \frac{|\vec{q}|^2}{2m_N} \quad (\text{A.8})$$

avec \vec{q} la quantité de mouvement transférée : $|\vec{q}|^2 = 2\mu^2 v^2 (1 - \cos\theta)$, θ , l'angle de collision dans le centre de masse et μ , la masse réduite du système : $\mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N}$.

$$E_R = E_i r \frac{1 - \cos\theta}{2}$$

avec $r = \frac{4\mu^2}{m_\chi m_N}$, et E_i , l'énergie incidente du WIMP.

En supposant que la collision est isotrope (i.e. uniforme en $\cos\theta$), le recul sera uniformément distribué entre : $0 \leq E_R \leq r E_i$.

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR(E_i)}{r dE_i} \quad (\text{A.9})$$

où E_{min} est l'énergie cinétique minimale du WIMP qui peut induire un recul nucléaire :
 $E_{min} = \frac{E_R}{r}$.

Puisque $E_i = \frac{1}{2}m_\chi v^2$ and $E_0 = \frac{1}{2}m_\chi v_0^2$, on peut écrire :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v^2}{v_0^2} dR(v)$$

D'après l'équation A.7,

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{f(v, v_E) d^3v}{v} \quad (\text{A.10})$$

où v_{min} est la vitesse minimale du WIMP qui peut induire un recul nucléaire :

$$v_{min} = \sqrt{\frac{2E_{min}}{m_\chi}} = \sqrt{\frac{E_R}{E_0 r}} v_0$$

Comme dans le cas du calcul de la densité différentielle des WIMP, on peut intégrer $\frac{dR}{dE_R}$ pour différent cas :

Pour $v_E = 0$ et $v_{esc} = +\infty$:

$$\begin{aligned} \frac{dR(0, +\infty)}{dE_R} &= \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k_0} \frac{4\pi}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{+\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) v dv \\ &= \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left(-\frac{E_R}{E_0 r}\right) \end{aligned}$$

Pour $v_E = 0$ et $v_{esc} \neq +\infty$:

$$\begin{aligned} \frac{dR(0, v_{esc})}{dE_R} &= \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{4\pi}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{esc}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) v dv \\ &= \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k_1} \int_{E_R/E_0}^{v_{esc}^2/v_0^2} \exp(-x) dx \\ &= \frac{k_0}{k_1} \left(\frac{dR(0, +\infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} \exp\left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) \right) \end{aligned}$$

Et finalement, pour $v_E \neq 0$ et $v_{esc} \neq +\infty$, le calcul du taux différentiel d'interaction est similaire à la détermination de k_1 :

$$\boxed{\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{v_{min} + v_E}{v_0}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{v_{min} - v_E}{v_0}\right) \right) - \exp\left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) \right]} \quad (\text{A.11})$$

Le dernier terme de cette expression ayant une très faible valeur, il ne sera pas pris en compte³.

3. $\exp\left(-\frac{v_{esc}^2}{v_0^2}\right) \approx 1.6 \times 10^{-4}$

Références

- [1] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al.* Dark Matter Search Results from a One Tonne \times Year Exposure of XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 121(11) :111302, September 2018. arXiv : 1805.12562.
- [2] Matthew Redshaw, Elizabeth Wingfield, Joseph McDaniel *et al.* Mass and Double-Beta-Decay Q Value of ^{136}Xe . *Phys. Rev. Lett.*, 98(5) :053003, February 2007. Publisher : American Physical Society.
- [3] Michelle J. Dolinski, Alan W. P. Poon, and Werner Rodejohann. Neutrinoless Double-Beta Decay : Status and Prospects. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 69(1) :219–251, October 2019. arXiv : 1902.04097.
- [4] Rayons cosmiques : particules de l'espace | CERN.
- [5] J. J. Gomez-Cadenas, J. Martin-Albo, M. Mezzetto *et al.* The search for neutrinoless double beta decay. *La Rivista del Nuovo Cimento*, 35(2) :29–98, January 2012. arXiv : 1109.5515.
- [6] XENON Collaboration, E. Aprile, J. Aalbers *et al.* Material radioassay and selection for the XENON1T dark matter experiment. *Eur. Phys. J. C*, 77(12) :890, December 2017. arXiv : 1705.01828.
- [7] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al.* Removing krypton from xenon by cryogenic distillation to the ppq level. *Eur. Phys. J. C*, 77(5) :275, May 2017.
- [8] F. Agostini, S. E. M. Ahmed Maouloud, L. Althueser *et al.* Sensitivity of the DARWIN observatory to the neutrinoless double beta decay of ^{136}Xe . arXiv :2003.13407 [*hep-ex, physics :nucl-ex, physics :physics*], March 2020. arXiv : 2003.13407.
- [9] nEXO Collaboration, J. B. Albert, G. Anton *et al.* Sensitivity and discovery potential of the proposed nEXO experiment to neutrinoless double beta decay. *Phys. Rev. C*, 97(6) :065503, June 2018. arXiv : 1710.05075.
- [10] J. Billard, L. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 89(2) :023524, January 2014. arXiv : 1307.5458.
- [11] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6 :110–127, 1933.
- [12] Vera C. Rubin and W. Kent Ford, Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, 159 :379, February 1970.
- [13] Edvige Corbelli and Paolo Salucci. The extended rotation curve and the dark matter halo of M33. *Mon Not R Astron Soc*, 311(2) :441–447, January 2000.
- [14] Mordehai Milgrom. MOND—a pedagogical review. arXiv :*astro-ph/0112069*, December 2001. arXiv : astro-ph/0112069.
- [15] Pieter van Dokkum, Shany Danieli, Yotam Cohen *et al.* A galaxy lacking dark matter. *Nature*, 555(7698) :629–632, March 2018.
- [16] Chandra : : Photo Album : : 1E 0657-56 : : 21 Aug 06.
- [17] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle Dark Matter : Evidence, Candidates and Constraints. *Physics Reports*, 405(5-6) :279–390, January 2005. arXiv : hep-ph/0404175.
- [18] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami *et al.* Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. arXiv :*1807.06209 [astro-ph]*, September 2019. arXiv : 1807.06209.
- [19] M and al. Tanabashi. Review of Particle Physics. *PhysRevD*.98.030001, 2018.
- [20] Peter F. Smith. Proposed experiments to detect keV-range sterile neutrinos using energy-momentum reconstruction of beta decay or K-capture events. *New J. Phys.*, 21(5) :053022, May 2019. Publisher : IOP Publishing.
- [21] S. J. Asztalos, E. Daw, H. Peng *et al.* Experimental Constraints on the Axion Dark Matter Halo Density. *ApJ*, 571(1) :L27, May 2002.

- [22] Takahiro Terada Kazunori Kohri. Primordial Black Hole Dark Matter and LIGO/Virgo Merger Rate from Inflation with Running Spectral Indices : Formation in the Matter- and/or Radiation-Dominated Universe, February 2018.
- [23] Théorie de Kaluza-Klein, December 2018. Page Version ID : 155168430.
- [24] Quantum Diaries.
- [25] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 6(1) :87–112, December 1996.
- [26] The XENON collaboration, E. Aprile, J. Aalbers *et al.* Physics reach of the XENON1T dark matter experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2016(04) :027–027, April 2016. arXiv : 1512.07501.
- [27] Gary J. Feldman and Robert D. Cousins. A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals. *Physical Review D*, 57(7) :3873–3889, April 1998. arXiv : physics/9711021.
- [28] XENON100 Collaboration, E. Aprile, K. Arisaka *et al.* Likelihood Approach to the First Dark Matter Results from XENON100. *Physical Review D*, 84(5), September 2011. arXiv : 1103.0303.
- [29] Marc Schumann. Direct Detection of WIMP Dark Matter : Concepts and Status. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 46(10) :103003, October 2019. arXiv : 1903.03026.
- [30] The DarkSide Collaboration, P. Agnes, I. F. M. Albuquerque *et al.* DarkSide-50 532-day Dark Matter Search with Low-Radioactivity Argon. *Phys. Rev. D*, 98(10) :102006, November 2018. arXiv : 1802.07198.
- [31] C. E. Aalseth, F. Acerbi, P. Agnes *et al.* DarkSide-20k : A 20 Tonne Two-Phase LAr TPC for Direct Dark Matter Detection at LNGS. *Eur. Phys. J. Plus*, 133(3) :131, March 2018. arXiv : 1707.08145.
- [32] J. Angle, E. Aprile, F. Arneodo *et al.* First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory. *Phys. Rev. Lett.*, 100(2) :021303, January 2008. arXiv : 0706.0039.
- [33] XENON100 Collaboration, E. Aprile, J. Aalbers *et al.* XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days. *Phys. Rev. D*, 94(12) :122001, December 2016. arXiv : 1609.06154.
- [34] K. Abe, K. Hiraide, K. Ichimura *et al.* A direct dark matter search in XMASS-I. *Physics Letters B*, 789 :45–53, February 2019.
- [35] R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti *et al.* First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2. *Nucl. Phys. At. Energy*, 19(4) :307–325, December 2018. arXiv : 1805.10486.
- [36] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier *et al.* Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches. *J. Inst.*, 12(08) :P08010–P08010, August 2017.
- [37] R. Agnese, T. Aralis, T. Aramaki *et al.* First Dark Matter Constraints from a SuperCDMS Single-Charge Sensitive Detector. *Phys.Rev.Lett.*, 121(5) :051301, August 2018.
- [38] Sebastian Baum, Katherine Freese, and Chris Kelso. Dark Matter implications of DAMA/LIBRA-phase2 results. *Physics Letters B*, 789 :262–269, February 2019. arXiv : 1804.01231.
- [39] D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araújo *et al.* Search for annual and diurnal rate modulations in the LUX experiment. *Phys. Rev. D*, 98(6) :062005, September 2018. arXiv : 1807.07113.
- [40] Charles Drummond Ellis, W. A. Wooster, and Ernest Rutherford. The average energy of disintegration of radium E. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(776) :109–123, December 1927.
- [41] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison *et al.* Detection of the Free Neutrino : a Confirmation. *Science*, 124(3212) :103–104, July 1956.
- [42] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.*, 104(1) :254–258, October 1956. Publisher : American Physical Society.
- [43] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward *et al.* Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 105(4) :1413–1415, February 1957.
- [44] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, 109(3) :1015–1017, February 1958. Publisher : American Physical Society.
- [45] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos *et al.* Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9(1) :36–44, July 1962. Publisher : American Physical Society.
- [46] DONUT Collaboration. Observation of Tau Neutrino Interactions. *Physics Letters B*, 504(3) :218–224, April 2001. arXiv : hep-ex/0012035.
- [47] Salvatore Mele. The Measurement of the Number of Light Neutrino Species at LEP. In *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, volume 23, pages 89–106. WORLD SCIENTIFIC, September 2015.

- [48] Mariia Redchuk. Solar neutrino analysis with the Borexino detector. *Journal of Physics : Conference Series*, 1056 :012050, July 2018.
- [49] John N. Bahcall and Raymond Davis. Solar Neutrinos : A Scientific Puzzle. *Science*, 191(4224) :264–267, January 1976.
- [50] The Super-Kamiokande Collaboration. Measurement of the flux and zenith-angle distribution of upward through-going muons by Super-Kamiokande. *Phys. Rev. Lett.*, 82(13) :2644–2648, March 1999. arXiv : hep-ex/9812014.
- [51] SNO Collaboration. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89(1) :011301, June 2002. arXiv : nucl-ex/0204008.
- [52] KamLAND Collaboration. First Results from KamLAND : Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90(2) :021802, January 2003. arXiv : hep-ex/0212021.
- [53] R. N. Cahn, D. A. Dwyer, S. J. Freedman *et al.* White Paper : Measuring the Neutrino Mass Hierarchy. arXiv :1307.5487 [hep-ex, physics :hep-ph, physics :nucl-ex], September 2013. arXiv : 1307.5487.
- [54] KATRIN collaboration. KATRIN : A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. arXiv :hep-ex/0109033, September 2001. arXiv : hep-ex/0109033.
- [55] M. Aker, K. Altenmüller, M. Arenz *et al.* An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN. *Phys. Rev. Lett.*, 123(22) :221802, November 2019. arXiv : 1909.06048.
- [56] Benjamin Soulé. *Recherche des désintégrations double bêta avec et sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr dans l'expérience NEMO3 : développement de dispositifs de mesure ultra-sensibles d'émanation du Radon pour l'expérience SuperNEMO.* phdthesis, Université de Bordeaux, December 2015.
- [57] Delphine Boursette. *Neutrino physics with SoLid and SuperNEMO experiments.* phdthesis, Université Paris-Saclay, September 2018.
- [58] Ettore Majorana. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. *Nuovo Cim*, 14(4) :171, September 2008.
- [59] E. L. Fireman and D. Schwarzer. A Re-Investigation of the Double Beta-Decay from ^{124}Sn . *Phys. Rev.*, 86(4) :451–453, May 1952. Publisher : American Physical Society.
- [60] M. Goeppert-Mayer. Double Beta-Disintegration. *Phys. Rev.*, 48(6) :512–516, September 1935.
- [61] Hüseyin Aytekin and Alaaddin Yilmaz. Calculation of two-neutrino double beta decay half-lives of ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr and ^{100}Mo nuclei for the $0^+ \rightarrow 0^+$ transition. *Phys. Scr.*, 90(6) :065302, April 2015.
- [62] B. Pritychenko. Systematics of Evaluated Half-lives of Double-beta Decay. *Nuclear Data Sheets*, 120 :102–105, June 2014.
- [63] Heinrich Päs and Werner Rodejohann. Neutrinoless Double Beta Decay. *New J.Phys.*, 17(11) :115010, November 2015.
- [64] KamLAND-Zen Collaboration, A. Gando, Y. Gando *et al.* Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. *Phys. Rev. Lett.*, 117(8) :082503, August 2016.
- [65] M. Agostini, A. M. Bakalyarov, M. Balata *et al.* Improved limit on neutrinoless double beta decay of ^{76}Ge from GERDA Phase II. *Phys. Rev. Lett.*, 120(13) :132503, March 2018. arXiv : 1803.11100.
- [66] Jordan Myslik. LEGEND : The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double-Beta Decay. arXiv :1810.00849 [physics], October 2018. arXiv : 1810.00849.
- [67] CUORE Collaboration, D. Q. Adams, C. Alduino *et al.* Improved Limit on Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{130}Te with CUORE. arXiv :1912.10966 [nucl-ex], December 2019. arXiv : 1912.10966.
- [68] O. Azzolini, M. T. Barrera, J. W. Beeman *et al.* $0^+ \rightarrow 0^+$ decay : the CUPID-0 experiment. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 1056 :012044, July 2018. Publisher : IOP Publishing.
- [69] A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blot *et al.* Calorimeter development for the SuperNEMO double beta decay experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 868 :98–108, October 2017.
- [70] XENON Collaboration, E. Aprile, J. Aalbers *et al.* The XENON1T Dark Matter Experiment. arXiv :1708.07051 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :physics], August 2017. arXiv : 1708.07051.
- [71] D Cline, A Curioni, A Lamarina *et al.* A WIMP detector with two-phase xenon. *Astroparticle Physics*, 12(4) :373–377, January 2000.

- [72] Lucia Gallego Manzano. *Optimization of a Single-Phase Liquid Xenon Compton Camera for 3 gammas Medical Imaging*. phdthesis, Ecole des Mines de Nantes, July 2016.
- [73] Laura Baudis. WIMP dark matter direct-detection searches in noble gases. *Physics of the Dark Universe*, 4(Supplement C) :50–59, September 2014.
- [74] J Lindhard. *Range concepts and heavy ion ranges (Notes on atomic collisions, II)*. Munksgaard, København, 1963. OCLC : 6284056.
- [75] Carl Eric Dahl. The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from Xenon10 in the hunt for WIMP dark matter. 2009.
- [76] Akira Hitachi. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 24(3) :247–256, October 2005.
- [77] A. Manzur, A. Curioni, L. Kastens *et al*. Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for mono-energetic nuclear recoils down to 4 keV. *Phys. Rev. C*, 81(2) :025808, February 2010. arXiv : 0909.1063.
- [78] Lutz Althüser. *Light Collection Efficiency simulations of the XENON1T experiment and comparison to data*. PhD thesis.
- [79] E. Aprile, K. L. Giboni, P. Majewski *et al*. Observation of anticorrelation between scintillation and ionization for MeV gamma rays in liquid xenon. *Phys. Rev. B*, 76(1) :014115, July 2007.
- [80] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. The XENON1T Data Acquisition System. *J. Inst.*, 14(07) :P07016–P07016, July 2019. arXiv : 1906.00819 version : 2.
- [81] Jelle Aalbers. *Dark matter search with XENON1T*. 2018. OCLC : 1042328759.
- [82] XENON Collaboration. The pax data processor v6.8.0, March 2018.
- [83] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. XENON1T Dark Matter Data Analysis : Signal Reconstruction, Calibration and Event Selection. *arXiv :1906.04717 [hep-ex, physics :physics]*, June 2019. arXiv : 1906.04717.
- [84] U. Simola, B. Pelssers, D. Barge *et al*. Machine Learning Accelerated Likelihood-Free Event Reconstruction in Dark Matter Direct Detection. *J. Inst.*, 14(03) :P03004–P03004, March 2019. arXiv : 1810.09930.
- [85] Guillaume Plante. The XENON100 Dark Matter Experiment : Design, Construction, Calibration and 2010 Search Results with Improved Measurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear Recoils.
- [86] M. Le Calloch. *Study of the single electron charge signals in the XENON100 direct Dark Matter search experiment*. Theses, Université de Nantes, October 2014.
- [87] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. *Physical Review Letters*, 119(18), October 2017. arXiv : 1705.06655.
- [88] XENON100 Collaboration, E. Aprile, J. Aalbers *et al*. XENON100 Dark Matter Results from a Combination of 477 Live Days. *Phys. Rev. D*, 94(12) :122001, December 2016. arXiv : 1609.06154.
- [89] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. Constraining the Spin-Dependent WIMP-Nucleon Cross Sections with XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 122(14) :141301, April 2019. arXiv : 1902.03234.
- [90] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. Search for Light Dark Matter Interactions Enhanced by the Migdal effect or Bremsstrahlung in XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 123(24) :241803, December 2019. arXiv : 1907.12771.
- [91] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. Light Dark Matter Search with Ionization Signals in XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, 123(25) :251801, December 2019. arXiv : 1907.11485.
- [92] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. Observation of Excess Electronic Recoil Events in XENON1T. *arXiv :2006.09721 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :hep-ph]*, June 2020. arXiv : 2006.09721.
- [93] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al*. First observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. *arXiv :1904.11002 [nucl-ex]*, April 2019. arXiv : 1904.11002.
- [94] L. W. Kastens, S. B. Cahn, A. Manzur *et al*. Calibration of a liquid xenon detector with ^{83}mKr . *Phys. Rev. C*, 80(4) :045809, October 2009. Publisher : American Physical Society.
- [95] A. Manalaysay, T. Marrodán Undagoitia, A. Askin *et al*. Spatially uniform calibration of a liquid xenon detector at low energies using K83mr. *Review of Scientific Instruments*, 81(7) :073303, July 2010. Publisher : American Institute of Physics.
- [96] E. Aprile, R. Budnik, B. Choi *et al*. Measurement of the scintillation yield of low-energy electrons in liquid xenon. *Phys. Rev. D*, 86(11) :112004, December 2012. Publisher : American Physical Society.
- [97] D. S. Akerib, S. Alsum, H. M. Araujo *et al*. 3D modeling of electric fields in the LUX detector. 12 :P11022, November 2017.
- [98] ESTAR-NIST. Stopping Power.

- [99] E. A. McCutchan. Nuclear Data Sheets for $A = 83$. *Nuclear Data Sheets*, 125 :201–394, March 2015.
- [100] P. Barrow, L. Baudis, D. Cichon *et al.* Qualification Tests of the R11410-21 Photomultiplier Tubes for the XENON1T Detector. *J. Inst.*, 12(01) :P01024–P01024, January 2017. arXiv : 1609.01654.
- [101] Julien Wulf. Xenon1T 3D Field simulation - Note Interne.
- [102] LUX Collaboration, D. S. Akerib, S. Alsum *et al.* ^{83}Kr calibration of the 2013 LUX dark matter search. *Phys. Rev. D*, 96(11) :112009, December 2017. arXiv : 1708.02566.
- [103] George Bakale, Ulrich Sowada, and Werner F. Schmidt. Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon. *J. Phys. Chem.*, 80(23) :2556–2559, November 1976.
- [104] Laura Baudis, Yanina Biondi, Chiara Capelli *et al.* A Dual-phase Xenon TPC for Scintillation and Ionisation Yield Measurements in Liquid Xenon. *Eur. Phys. J. C*, 78(5) :351, May 2018. arXiv : 1712.08607.
- [105] Kaixiang Ni, Yihui Lai, Abdusalam Abdukerim *et al.* Searching for neutrino-less double beta decay of ^{136}Xe with PandaX-II liquid xenon detector. *Chinese Phys. C*, 43(11) :113001, October 2019. Publisher : IOP Publishing.
- [106] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al.* Energy resolution and linearity in the keV to MeV range measured in XENON1T. *arXiv :2003.03825 [astro-ph, physics :hep-ex, physics :nucl-ex, physics :physics]*, March 2020. arXiv : 2003.03825.
- [107] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako *et al.* Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, July 2003.
- [108] Steve Baker and Robert D. Cousins. Clarification of the use of CHI-square and likelihood functions in fits to histograms. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 221(2) :437–442, April 1984.
- [109] M. Szydakis, N. Barry, K. Kazkaz *et al.* NEST : A Comprehensive Model for Scintillation Yield in Liquid Xenon. *J. Inst.*, 6(10) :P10002–P10002, October 2011. arXiv : 1106.1613.
- [110] G. Anton, I. Badhrees, P. S. Barbeau *et al.* Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Complete EXO-200 Dataset. *Phys. Rev. Lett.*, 123(16) :161802, October 2019. arXiv : 1906.02723.
- [111] R. Arnold, C. Augier, J. Baker *et al.* Probing New Physics Models of Neutrinoless Double Beta Decay with SuperNEMO. *Eur. Phys. J. C*, 70(4) :927–943, December 2010. arXiv : 1005.1241 version : 2.
- [112] Overview | geant4.web.cern.ch.
- [113] sklearn.cluster.DBSCAN — scikit-learn 0.22.2 documentation.
- [114] Martin Ester, Hans-Peter Kriegel, Jörg Sander *et al.* A Density-Based Algorithm for Discovering Clusters in Large Spatial Databases with Noise. In *KDD*, 1996.
- [115] Saptashwa Bhattacharyya. DBSCAN Algorithm : Complete Guide and Application with Python Scikit-Learn, December 2019. Library Catalog : towardsdatascience.com.
- [116] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini *et al.* XENON1T Dark Matter Data Analysis : Signal & Background Models, and Statistical Inference. *Phys. Rev. D*, 99(11) :112009, June 2019. arXiv : 1902.11297.
- [117] A. A. Sonzogni. NuDat 2.0 : Nuclear Structure and Decay Data on the Internet. *AIP Conference Proceedings*, 769(1) :574–577, May 2005. Publisher : American Institute of Physics.
- [118] D. S. Akerib, C. W. Akerlof, A. Alqahtani *et al.* Projected sensitivity of the LUX-ZEPLIN experiment to the $\nu\beta\beta$ decay of ^{136}Xe . *arXiv :1912.04248 [nucl-ex]*, April 2020. arXiv : 1912.04248.
- [119] Maxime Pierre. Study of the Xe^{137} Internal background - Note interne.
- [120] Xun Chen, Changbo Fu, Javier Galan *et al.* PandaX-III : Searching for Neutrinoless Double Beta Decay with High Pressure ^{136}Xe Gas Time Projection Chambers. *arXiv :1610.08883 [hep-ex, physics :nucl-ex, physics :physics]*, October 2016. arXiv : 1610.08883.
- [121] C. Adams, V. Alvarez, L. Arazi *et al.* Sensitivity of a tonne-scale NEXT detector for neutrinoless double beta decay searches. *arXiv :2005.06467 [nucl-ex, physics :physics]*, May 2020. arXiv : 2005.06467.
- [122] Eric Armengaud. Gif Lectures on direct detection of Dark Matter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 278 :70–77, May 2012. arXiv : 1003.2380.
- [123] Gerard Jungman, Marc Kamionkowski, and Kim Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys.Rept.*, 267 :195–373, 1996.
- [124] Fabio Valerio Massoli. *The XENON1T experiment : Monte Carlo background estimation and sensitivity curves study*. Tesi di dottorato, alma, February 2015.
- [125] Kaixuan Ni. *Development of a liquid xenon time projection chamber for the XENON dark matter search*. PhD thesis, January 2006.

Remerciements

Voici donc les dernières pages de mon manuscrit dont la lourde tâche est de clore ces 3 années de thèse aussi enrichissantes que prenantes.

Je tiens tout d'abord à remercier les deux rapporteurs de cette thèse, Corinne Augier et Damien Neyret, pour le temps alloué à la lecture de ce manuscrit et les conseils précieux que vous m'avez fournis. Merci de nouveau à Corinne d'avoir pris le temps de me suivre pendant ces trois années en tant que membre de mon comité de suivi de thèse.

Je remercie également les autres membres de mon jury pour avoir pris le temps d'évaluer mes travaux avec toute l'expertise et la bienveillance dont vous avez fait preuve : Barbara Erazmus, que je remercie également pour m'avoir suivi durant mes 3 années de thèse et pour m'avoir toujours demandé si tout allait bien, Andrea Giuliani, Thierry Gousset, Luca Scotto, Carla Macolino et Sara Diglio. Sara, merci à toi d'avoir toujours été présente et réactive dès que j'en avais besoin. Tu m'as été d'une aide précieuse durant ces 3 dernières années et demi.

Je tiens maintenant à remercier mon directeur de thèse, Dominique Thers, et mon encadrant scientifique, Julien Masbou. Merci de m'avoir fait confiance et de m'avoir permis de faire cette thèse. Vous m'avez énormément appris, tant sur le plan scientifique que personnel.

Merci aux autres membres du groupe xénon d'avoir également été présents et toujours à même de m'aider durant ces trois années.

Je tiens également à remercier tous mes camarades doctorants sans qui cette aventure aurait été bien terne. Une pensée particulière pour mes collègues de bureau ! Yuwei et Yajing, on a été dans le même bateau pendant 3 ans alors merci d'avoir simplement été là. Maxime, courage, c'est ton tour maintenant.

Finalement, je tiens à remercier ma famille. Ma maman qui m'a toujours soutenu même si elle ne voyait pas trop où je voulais en venir avec toutes ces années d'études. Sans tes sacrifices, je n'en serai pas là.

Merci à Elise. Pour avoir relu et corrigé chaque phrase de mon manuscrit, pour m'avoir soutenu dans les moments difficiles et supporté dans les moments de stress où je n'étais pas facile à vivre. Je n'y serai pas arriver sans toi.

Titre : Analyse de données de l'expérience XENON1T. Calibration des reculs électroniques pour des énergies comprises entre quelques keV et 3 MeV.

Mots clés : matière noire, décroissance double β sans émission de neutrinos, xénon liquide, XENON1T

Résumé : Durant le siècle dernier, de nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques ont montré la présence de matière noire dans l'Univers. Cette matière noire, non-lumineuse et interagissant peu avec la matière ordinaire, représente plus de 80% de la masse de l'Univers et pourrait être composée de particules massives appelées WIMP. XENON1T est une expérience de détection directe de matière noire, utilisant une chambre à projection temporelle remplie de xénon liquide. Fonctionnant dans un environnement dit de bas bruit de fond, XENON1T fut conçu pour détecter le signal produit par la collision élastique des WIMP avec un noyau cible de xénon. Ce signal rare et de faible énergie nécessite des expériences dont la réponse est parfaitement connue et ce pour de longues périodes de prises de données. Des calibrations régulières utilisant une source interne de Kr-83m ont donc été mises en place et permettent de s'assurer de la stabilité du détecteur.

Grâce son environnement de très bas bruit de fond, XENON1T permet également l'étude d'autres processus rares. En particulier, la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos est une perspective possible grâce à la présence naturelle du Xe-136, un émetteur double β -. La détection d'une telle décroissance pourrait permettre de déterminer la nature des neutrinos. Le signal recherché est un recul électronique dont l'énergie est grande par rapport à l'énergie attendue pour la recherche de matière noire. Une analyse dédiée a donc été mise en place afin de reconstruire ces événements de hautes énergies. Cette analyse a permis d'atteindre la meilleure résolution en énergie, dans la région d'intérêt pour la recherche de décroissance double β sans émission de neutrinos, pour des expériences utilisant du xénon liquide comme cible.

Title : Data analysis of the XENON1T experiment. Calibration of electronics recoils in the keV to MeV range.

Keywords : dark matter, neutrinoless double β decay, liquid xenon, XENON1T

Abstract : In the last century, several astrophysical observations have provided strong evidence of the existence of dark matter in the Universe. This dark matter, non-luminous and weakly interactive with ordinary matter, is responsible for more than 80% of the Universe's mass and could be composed of massive particles called WIMPs. XENON1T is a direct dark matter experiment. It consists of a dual-phase time projection chamber filled with liquid xenon and is operating in an ultra-low background environment. XENON1T was designed to detect the elastic WIMP-xenon nucleus scattering. The rare and low energy signals produced by such interaction ask for a well-known response of the detector and for a long period of data taking.

Regular calibration, using an internal source of Kr-83m, were thus carried out to monitor the detector stability. Thanks to the ultra-low background environment, XENON1T allows studying other rare processes. Among them, the search for neutrinoless double β decay, meant to probe the nature of neutrinos, is a possible perspective thanks to the natural presence of the Xe-136, a double β decay isotope. The signal expected is an electronic recoil at higher energy with respect to dark matter searches. A dedicated analysis was carried out in order to reconstruct high energy events, allowing to reach the best energy resolution obtained in an experiment using liquid xenon in the region of interest for neutrinoless double β decay.