



**HAL**  
open science

# Étude de la stabilité spatiale de XENONnT avec le 83mKr et reconstruction des événements multiples à haute énergie

Johan Loizeau

► **To cite this version:**

Johan Loizeau. Étude de la stabilité spatiale de XENONnT avec le 83mKr et reconstruction des événements multiples à haute énergie. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, 2024. Français. NNT : 2024IMTA0411 . tel-04789899

**HAL Id: tel-04789899**

**<https://theses.hal.science/tel-04789899v1>**

Submitted on 19 Nov 2024

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

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



# THÈSE DE DOCTORAT DE

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

ÉCOLE DOCTORALE N° 596

*Matière, Molécules, Matériaux et Géosciences*

Spécialité : *Physique Subatomique et Instrumentation Nucléaire*

Par

**Johan LOIZEAU**

**Étude de la stabilité spatiale de XENONnT avec le  $^{83m}\text{Kr}$  et reconstruction des événements multiples à haute énergie**

Thèse présentée et soutenue à IMT atlantique, Nantes, le 24 septembre 2024

Unité de recherche : Laboratoire SUBATECH, UMR 6457

Thèse N° : 2024IMTA0411

## Rapporteurs avant soutenance :

Christine MARQUET Directrice de recherche, LP2I, Université de Bordeaux  
Pascal PRALAVORIO Directeur de recherche, CPPM, Université d'Aix-Marseille

## Composition du Jury :

Président :	Dominique THERS	Professeur, Subatech, IMT atlantique
Examineurs :	Christine MARQUET	Directrice de recherche, LP2I, Université de Bordeaux
	Pascal PRALAVORIO	Directeur de recherche, CPPM, Université d'Aix-Marseille
Dir. de thèse :	Julien MASBOU	Maître de conférence HDR, Nantes Université



---

**Étude de la stabilité spatiale de  
XENONnT avec le  $^{83m}\text{Kr}$  et  
reconstruction des événements  
multiples à haute énergie**

---

**Johan Loizeau**  
Subatech – IMT atlantique

Sous la supervision de

**Julien Masbou**

Groupe de recherche Xénon  
Laboratoire SUBATECH  
Nantes, France



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Évènements rares et expérience bas bruit de fond</b>	<b>3</b>
1.1 Physique des évènements rares . . . . .	3
1.1.1 Le Modèle Standard . . . . .	3
1.1.2 Les évènements rares . . . . .	6
1.2 Bruit de fond . . . . .	7
1.2.1 Rayonnement cosmique . . . . .	8
1.2.2 Radioactivité externe . . . . .	9
1.2.3 Radioactivité interne . . . . .	10
1.3 Expérience bas bruit de fond . . . . .	11
1.3.1 Discerner les signaux d'intérêt du bruit de fond . . . . .	11
1.3.2 Méthode de détection . . . . .	12
<b>2 À la recherche de la matière noire</b>	<b>15</b>
2.1 L'origine de la matière noire . . . . .	15
2.1.1 Premières hypothèses . . . . .	15
2.1.2 Indices de l'existence de la matière noire . . . . .	16
2.2 Modèles de la matière noire . . . . .	19
2.2.1 Les caractéristiques de la matière noire . . . . .	19
2.2.2 Les candidats à la matière noire . . . . .	20
2.3 Détection directe de la matière noire . . . . .	24
2.3.1 Collision entre un WIMP et un noyau . . . . .	25
2.3.2 Taux d'interaction WIMP-noyau . . . . .	26
2.4 Conclusion . . . . .	27
<b>3 La double désintégration <math>\beta</math> et la nature des neutrinos</b>	<b>29</b>
3.1 Les neutrinos : de la théorie de Pauli aux premières détections . . . . .	29
3.2 Propriétés des neutrinos . . . . .	31

3.2.1	Interaction faible . . . . .	31
3.2.2	Oscillation des neutrinos . . . . .	31
3.2.3	Hierarchie et mesure de masse . . . . .	33
3.2.4	Origine de la masse des neutrinos . . . . .	35
3.3	La double désintégration $\beta$ . . . . .	39
3.3.1	La double désintégration $\beta^-$ avec neutrinos . . . . .	42
3.3.2	La double désintégration $\beta^-$ sans neutrinos . . . . .	43
3.4	Modèles théoriques de double désintégration $\beta$ dans XENONnT . . . . .	45
3.4.1	La double désintégration $\beta$ avec neutrinos comme source de bruit de fond . . . . .	46
3.4.2	Différence des modèles SSD et HSD pour le $^{136}\text{Xe}$ . . . . .	47
3.4.3	Simulation de double désintégrations $\beta$ dans XENONnT . . . . .	48
3.5	Conclusion . . . . .	50
<b>4</b>	<b>L'expérience XENONnT</b> . . . . .	<b>51</b>
4.1	Principe de détection au xénon . . . . .	52
4.1.1	Utilisation du xénon comme cible . . . . .	52
4.1.2	Chambre à projection temporelle . . . . .	54
4.1.3	Tubes photomultiplicateurs . . . . .	55
4.1.4	Cryostat et protections extérieures . . . . .	56
4.2	Systèmes additionnels . . . . .	58
4.2.1	Refroidissement et stockage du xénon . . . . .	59
4.2.2	Purification du xénon . . . . .	59
4.2.3	Étalonnages interne et externe . . . . .	61
4.3	Acquisition et traitement des données . . . . .	63
4.3.1	Slow control et système d'acquisition des données . . . . .	63
4.3.2	Environnement de traitement des données . . . . .	64
4.4	Reconstruction et correction des évènements . . . . .	65
4.4.1	Reconstruction de la position . . . . .	65
4.4.2	Reconstruction de l'énergie . . . . .	66
4.4.3	Autres grandeurs d'intérêts . . . . .	68
4.4.4	Détermination du type de recul . . . . .	69
4.5	Sensibilité de l'expérience XENONnT . . . . .	70
4.5.1	Prise de données . . . . .	70
4.5.2	Reculs électroniques dans XENONnT . . . . .	71

4.5.3	Premiers résultats pour la recherche de WIMP . . . . .	72
4.5.4	Sensibilité attendue pour la double désintégration $\beta$ . . . . .	74
4.6	Conclusion . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Contrôle de l'expérience XENONnT grâce au <math>^{83m}\text{Kr}</math></b>	<b>77</b>
5.1	Caractéristique du $^{83m}\text{Kr}$ . . . . .	77
5.1.1	Double désintégration $\gamma$ . . . . .	77
5.1.2	Populations reconstruites . . . . .	78
5.2	Sélection des populations de $^{83m}\text{Kr}$ . . . . .	80
5.2.1	Distribution des populations de $^{83m}\text{Kr}$ . . . . .	80
5.2.2	Critères de sélection sur les S1 de la topologie SingleS1S2 . . .	81
5.2.3	Critères de sélection sur les S2 de la topologie SingleS1S2 . . .	85
5.2.4	Populations sélectionnées . . . . .	91
5.3	Méthode de contrôle de la stabilité spatiale . . . . .	92
5.3.1	Ajustement des signaux cS1 et cS2 . . . . .	92
5.3.2	Séparation du volume de la TPC . . . . .	95
5.4	Contrôle de la stabilité spatiale . . . . .	95
5.4.1	Stabilité spatiale des évènements de $^{83m}\text{Kr}$ . . . . .	95
5.4.2	Stabilité en z des évènements de $^{83m}\text{kr}$ . . . . .	99
5.4.3	Évolution dans le temps des évènements de $^{83m}\text{Kr}$ . . . . .	102
5.5	Correction de la distorsion du champ électrique . . . . .	102
5.5.1	But de la correction . . . . .	102
5.5.2	Comparaison des distributions x,y . . . . .	103
5.6	Conclusion . . . . .	106
<b>6</b>	<b>Reconstruction des évènements à haute énergie</b>	<b>107</b>
6.1	Évènements simples et multiples . . . . .	107
6.1.1	Étalonnage au $^{232}\text{Th}$ . . . . .	109
6.1.2	Séparation entre évènements simples et évènements multiples	110
6.2	Sélection des évènements . . . . .	112
6.3	Reconstruction des évènements multiples . . . . .	117
6.3.1	Signaux en dehors de la TPC . . . . .	117
6.3.2	Temps de montée des signaux . . . . .	118
6.3.3	Qualité de la reconstruction de la position . . . . .	121
6.3.4	Largeur normalisée de signaux S2 . . . . .	123
6.3.5	Résumé des populations . . . . .	124



6.3.6	Reconstruction des signaux des évènements multiples . . . .	125
6.4	Reconstruction de l'énergie déposée . . . . .	126
6.4.1	Sources identifiables . . . . .	126
6.4.2	Calcul du $g_1$ et du $g_2$ . . . . .	128
6.4.3	Reconstruction de l'énergie pour les 2 populations . . . . .	129
6.5	Conclusion . . . . .	129
	<b>Conclusion</b>	<b>131</b>
	<b>A Distribution et forme d'onde des populations de signaux d'évènements multiples</b>	<b>133</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>135</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>147</b>

# Introduction

L'étude des particules se base sur le Modèle Standard pour expliquer les phénomènes se produisant dans notre univers. Celui-ci avait notamment réussi à prédire l'existence du boson de Higgs qui fut découvert en 2012. Cependant, ce modèle présente lui aussi des limitations. En effet, diverses observations astrophysiques et cosmologiques indiquent que la matière ordinaire ne constitue qu'une fraction de l'univers. La matière manquante fut baptisée "matière noire" et de nombreuses théories sur sa composition ont vu le jour. Les WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) font partie des candidats les plus prometteurs pour une explication particulière de la matière noire. Ces particules sont censées interagir faiblement avec la matière ordinaire, donc une expérience sensible aux événements rares avec un très faible bruit de fond est nécessaire pour détecter le minuscule signal émis par la collision d'un WIMP avec la cible. De plus, avec une expérience bas bruit de fond, on peut étudier d'autres interactions rares comme la double désintégration  $\beta$  sans neutrinos dont l'observation validerait la théorie selon laquelle le neutrino est une particule de Majorana et donc sa propre antiparticule.

Les principes d'évènements rares et d'expérience bas bruit de fond sont introduits dans le chapitre 1 pour la recherche de matière noire ainsi que pour la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos. Ces deux processus sont plus amplement présentés respectivement dans les chapitres 2 et 3 expliquant les différentes observations réalisées qui ont mené là où nous en sommes aujourd'hui dans le cadre de ces recherches.

Les chambres à projection temporelle (TPC) à double phase utilisant du xénon liquide et gazeux sont parmi les meilleurs types de détecteurs pour la détection directe des WIMP. En effet, avec son pouvoir d'arrêt élevé pour les rayonnements  $\gamma$  et  $\beta$  et son absence d'isotopes à longue durée de vie, le xénon liquide offre un excellent auto-blindage avec un faible bruit de fond interne. De plus, le  $^{136}\text{Xe}$ , naturellement présent dans le xénon liquide et un isotope pouvant se désintégrer par double émission beta. Cela fait du xénon liquide un milieu idéal pour les recherches d'évènements rares permettant de sonder deux d'entre eux avec le même détecteur.

La collaboration XENON, fondée en 2004, a pour but de prouver l'existence des WIMP via la détection directe de leur interaction avec une cible de xénon liquide. Regroupant actuellement 27 institutions à travers le monde, elle a permis de développer plusieurs détecteurs basés sur la technologie des TPC double phase. L'expérience XENONnT est la 4ème génération de détecteur possédant une cible de 5,9 t de xénon liquide et est en fonctionnement au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), sous la montagne du Gran Sasso en Italie. Elle est présentée plus en détail dans le chapitre 4.

Afin de contrôler le bon fonctionnement de XENONnT, diverses sources d'étalonnage sont utilisées tous au long de la prise de données. Parmi elles, le  $^{83m}\text{Kr}$  permet de l'étalonnage de l'ensemble du volume de détection autour de l'énergie attendue pour une collision WIMP-nucléon ( $\sim 10$  keV). Ma contribution pour cette recherche, résumée dans le chapitre 5, fut alors d'utiliser ces données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  afin de contrôler la stabilité du détecteur pendant les périodes de prise de données.

Dans le cadre de la recherche de la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos, les énergies en jeux sont plus importantes que pour la recherche de matière noire puisque cette double désintégration est attendue à 2,457 MeV pour le  $^{136}\text{Xe}$ . La reconstruction de ces évènements à plus hautes énergies a donc demandé des travaux supplémentaires pour prendre en compte les nouveaux effets se produisant dans la TPC. Le chapitre 6 présente alors l'utilisation du  $^{232}\text{Th}$ , une autre source d'étalonnage, pour la sélection et la reconstruction de ces évènements à haute énergie.

## Chapitre 1

# Évènements rares et expérience bas bruit de fond

La recherche des évènements rares permet de sonder de nouvelles physiques au-delà du Modèle Standard. Leurs détections sont en compétition avec les différents bruits de fonds qui correspondent à des évènements mimant les signaux recherchés le rendant plus difficilement observables. Il est donc important de comprendre la nature de ces bruits de fonds et de s'en protéger afin de réduire leurs impacts sur la sensibilité du détecteur et ainsi créer des expériences bas bruit de fond. Ce premier chapitre a pour but de proposer un aperçu de ces concepts physiques.

## 1.1 Physique des évènements rares

### 1.1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules sert à décrire le plus précisément possible les particules fondamentales de la physique représentée sur la figure 1.1 ainsi que leurs nombres quantiques. Ces particules sont divisées en 2 grandes catégories :

- Les fermions constituant la matière sont eux-mêmes divisés en deux sous-catégories que sont les quarks sensibles à l'interaction forte et servant à la formation de baryons (proton, neutron, etc) et de mésons (K, B, etc)<sup>1</sup> et les leptons (électrons, muons) non sensibles à l'interaction forte.

---

<sup>1</sup>Les baryons et les mésons appartiennent tous deux à la famille des hadrons. On appelle donc communément la matière classique faite d'atomes, la matière baryonique.

- Les bosons étant soit vecteurs des interactions fondamentales : les  $\gamma$  pour l'électromagnétisme, les gluons pour la nucléaire forte et les bosons Z et W pour l'interaction faible auxquels s'ajoute le boson de Higgs donnant la masse aux particules.

	Fermions			Bosons	
Quarks	2,2 MeV/c <sup>2</sup> 2/3 <b>u</b> 1/2 up	1,3 GeV/c <sup>2</sup> 2/3 <b>c</b> 1/2 charm	173 GeV/c <sup>2</sup> 2/3 <b>t</b> 1/2 top	0 0 <b><math>\gamma</math></b> 1 gamma	125 GeV/c <sup>2</sup> 0 <b>H</b> 0 Higgs boson
	4,8 MeV/c <sup>2</sup> -1/3 <b>d</b> 1/2 down	93 MeV/c <sup>2</sup> -1/3 <b>s</b> 1/2 strange	4,2 GeV/c <sup>2</sup> -1/3 <b>b</b> 1/2 bottom	80,4 GeV/c <sup>2</sup> $\pm 1$ <b><math>W^{\pm}</math></b> 1 W boson	Scalar
Leptons	0,511 MeV/c <sup>2</sup> -1 <b>e</b> 1/2 electron	106 MeV/c <sup>2</sup> -1 <b><math>\mu</math></b> 1/2 muon	1,78 GeV/c <sup>2</sup> -1 <b><math>\tau</math></b> 1/2 tau	91,2 eV/c <sup>2</sup> 0 <b><math>Z^0</math></b> 1 Z boson	
	<2 eV/c <sup>2</sup> 0 <b><math>\nu_e</math></b> 1/2 Neutrino e	<0,19 MeV/c <sup>2</sup> 0 <b><math>\nu_{\mu}</math></b> 1/2 Neutrino $\mu$	<18,2 MeV/c <sup>2</sup> 0 <b><math>\nu_{\tau}</math></b> 1/2 Neutrino $\tau$	0 0 <b>g</b> 1 gluon	

FIGURE 1.1 : Particules du Modèle Standard avec leurs masses (en haut), charges (en haut à gauche) et spins (en bas à gauche). Les quarks sont en bleu, les leptons en vert, les bosons de jauge en rouge et le boson scalaire de Higgs en jaune. Adapté des informations de [1].

Ces particules composent les différents bruits de fond rencontrés qui seront présentés dans la section 1.2. Ainsi, la connaissance du Modèle Standard nous permet de caractériser au mieux nos bruits de fond et de savoir comment nous en protéger. Les informations concernant les particules du Modèle Standard sont consignées dans le Particle Data Group (PDG) [1].

De plus, le Modèle Standard se base sur la théorie de jauge avec le groupe de symétrie locale :  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Le groupe  $SU(3)_c$  représente l'interaction forte s'appliquant aux particules avec une charge de couleur  $C^2$ . Le groupe  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  représente quant à lui l'unification de l'électromagnétisme avec l'interaction faible<sup>3</sup>.

Le boson de Higgs sert à expliquer comment certaines particules acquièrent leur masse par l'interaction avec le champ de Higgs, un champ scalaire omniprésent dans l'univers [2]. Ce mécanisme repose sur une brisure spontanée de la symétrie

<sup>2</sup>Les quarks et les gluons

<sup>3</sup>On parle alors d'interaction électrofaible.

électrofaible. Sans cette brisure, les particules comme les bosons W et Z (responsables des interactions faibles) étaient considérées sans masse dans la formulation initiale du Modèle Standard. Cependant, lorsque le champ de Higgs possède une valeur non nulle dans le vide (un phénomène appelé condensat de Higgs) il interagit avec certaines particules élémentaires, leur conférant une masse proportionnelle à la force de leur interaction avec ce champ. Ce processus se décrit mathématiquement par l'ajout d'un terme de potentiel dans la théorie des champs de jauge de symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Lorsque cette symétrie est brisée, le champ de Higgs génère des termes de masse pour les bosons W et Z, tout en laissant le photon sans masse, conformément à l'observation. En parallèle, les fermions (quarks et leptons) acquièrent également leur masse via leurs couplages à ce champ dans le cadre des termes dits de Yukawa. La découverte en 2012 du boson de Higgs, la particule associée à ce champ, au CERN, avec une masse d'environ 125 GeV, a confirmé expérimentalement la validité de ce mécanisme [3, 4]. Cependant, malgré cette avancée majeure, plusieurs questions restent ouvertes, notamment en ce qui concerne l'origine de la masse du neutrino, qui n'entre pas dans le cadre simple du mécanisme de Higgs tel qu'initialement proposé.

L'interaction faible est, quant à elle, l'une des quatre interactions fondamentales de la nature et elle se distingue par le fait qu'elle est responsable de plusieurs processus rares, comme la désintégration bêta. Contrairement aux interactions forte et électromagnétique, l'interaction faible agit sur toutes les particules de matière (fermions), mais elle se caractérise par une portée extrêmement courte (environ  $10^{-18}$  m), bien inférieure à celle des autres forces. Cela est dû à la masse importante des bosons médiateurs de cette interaction : les bosons W et Z, dont les masses sont respectivement de  $80,4 \text{ GeV}/c^2$  et  $91,2 \text{ GeV}/c^2$ .

Le Modèle Standard présente lui aussi des limites. Il ne donne pas de raison fondamentale pour les paramètres arbitraires qu'il contient, comme les masses des particules ou les angles de mélange entre les quarks (paramètres de la matrice CKM) [5]. Il ne contient pas non plus d'explication aux phénomènes de matière noire (DM<sup>4</sup>) et d'énergie noire qui seront présentés au chapitre 2 ni ne décrit précisément la nature des neutrinos présentés en chapitre 3. Il présente aussi un problème sur la divergence quadratique de la correction radiative de la masse du boson de Higgs qui sera présentée sous-section 2.2.2. De plus, comme dits précédemment, les deux interactions électromagnétique et faible ont pu être unifiées dans la théorie électrofaible.

---

<sup>4</sup>Dark Matter.

Une théorie de grande unification (ou GUT, Grand Unified Theory) tente d'unifier les interactions électrofaible avec l'interaction forte en une seule force fondamentale par l'unification des constantes de couplage [6]. Enfin, le Modèle Standard est considéré incompatible avec la relativité générale qui est le modèle le plus précis de la gravitation à ce jour [7].

### 1.1.2 Les évènements rares

Afin de sonder la physique au-delà des limites du Modèle Standard, une méthode possible est de s'intéresser aux *évènements rares*. Définis par leur difficulté à être détectés, et se produisant à une faible fréquence, la détection de certains de ces évènements rares pourraient nous permettre d'observer de nouveaux processus physique. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéresserons principalement à la détection de nouvelles particules comme les WIMP<sup>5</sup> pour la recherche de matière noire ainsi que des particules émises lors de nouvelles interactions comme la double désintégration bêta sans neutrinos<sup>6</sup>.

À travers l'interaction de particules dans le milieu de détection, un évènement rare va produire un signal qui nous permettra de le détecter. Cependant, au vu de leur faible nombre d'occurrences, il nous faut maximiser l'exposition du détecteur, à savoir le produit du volume de détection par le temps d'acquisition<sup>7</sup> afin d'augmenter les chances de détecter un évènement rares.

Cependant, avec l'augmentation de l'exposition d'un détecteur, la quantité de bruit de fond présent augmentera elle aussi. De plus, des phénomènes de plus en plus fins deviendront observables<sup>8</sup>, contraignant d'autant plus la détection. Ainsi, afin de détecter ces évènements rares, ceux-ci doivent être distingués de ces évènements de bruit de fond. Il nous faut alors optimiser le "signal-to-noise ratio", à savoir le rapport entre la quantité de signal et le bruit de fond.

---

<sup>5</sup>Weakly Interactive Massive Particle, un candidat favorisé de la matière noire qui sera présenté plus en détail dans le chapitre 2

<sup>6</sup>La détection de  $0\nu\beta\beta$  nous permettrait d'en apprendre plus sur la nature du neutrino comme détaillé dans le chapitre 3.

<sup>7</sup>L'optimisation de l'exposition pose cependant diverses contraintes, structurelle d'une part de par la faisabilité d'un détecteur plus grand, temporelle si l'on veut augmenter le temps d'acquisition et enfin budgétaire pour financer de tel projet.

<sup>8</sup>On peut par exemple citer les neutrinos qui pourraient induire un signal dans de futurs détecteurs.

## 1.2 Bruit de fond

D'autres particules/interactions que celles recherchées par les expériences vont cependant, elles aussi, interagir dans le détecteur, créant des signaux similaires à ceux des événements rares (même énergie, même forme de signal, etc). C'est ce qu'on appelle des bruits de fond. La présence de tels signaux va alors limiter la précision de détection des différents signaux d'intérêt. Il est donc indispensable, pour une expérience de recherche des événements rares, de réduire autant que possible l'impact de ces bruits de fond en limitant leurs nombres d'occurrences et en comprenant le plus possible leurs natures. Ces bruits de fond peuvent être divisés en trois catégories : les rayonnements cosmiques ainsi que les radioactivités externes et internes au milieu de détection. Les différents bruits de fond ainsi que les méthodes courantes de réduction utilisées pour les expériences de recherche d'événements rares sont schématisés sur la figure 1.2 comme le volume fiduciel<sup>9</sup> et seront décrits plus en détail dans les sous-sections suivantes.

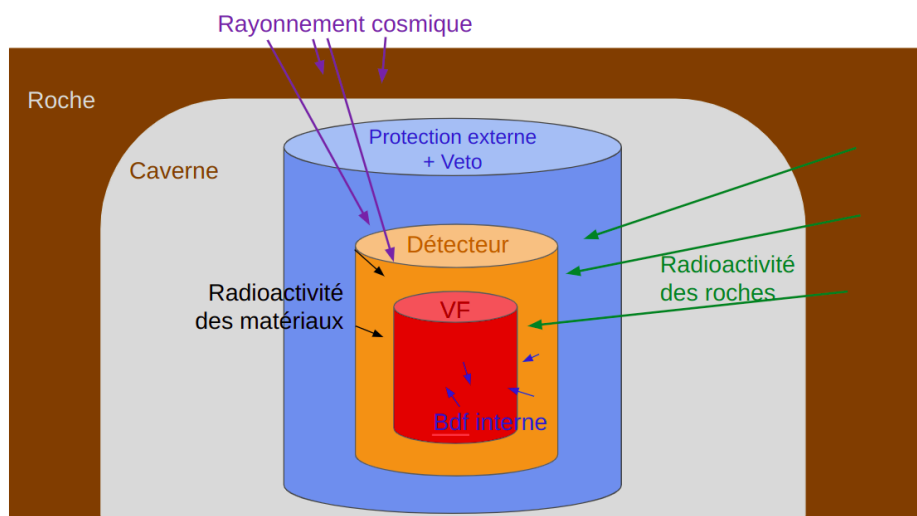


FIGURE 1.2 : Schéma des principaux bruits de fond d'une expérience de recherche d'événements rares et de certaines méthodes de protection jusqu'au volume fiduciel (VF).

<sup>9</sup>le volume fiduciel est une sélection supprimant les événements se produisant aux bords du volume actif, là où les bruits de fonds des matériaux sont les plus importants.



### 1.2.1 Rayonnement cosmique

Un flux constant de particules provenant de l'espace et généré en dehors de notre système solaire arrive sur Terre. Ce rayonnement cosmique, étalé sur environ 12 ordres de grandeur en énergie et 30 en flux [8], va interagir avec un noyau de l'atmosphère, créant une cascade de particules secondaires comme représenté sur la figure 1.3 (gauche). Cette gerbe de particules ainsi produite interagira alors avec notre détecteur.

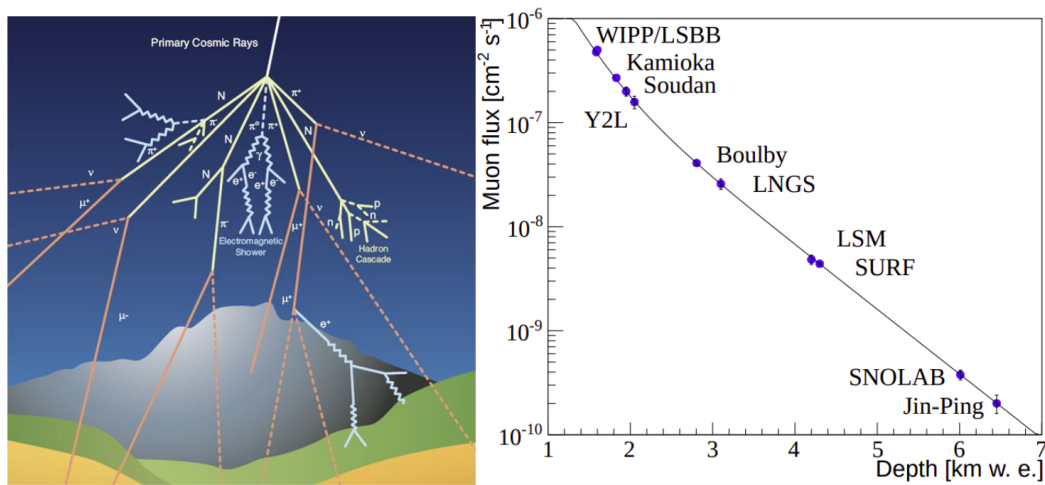


FIGURE 1.3 : Gauche : Représentation d'une gerbe atmosphérique produite par l'interaction d'un rayonnement cosmique avec l'atmosphère [9]. Droite : Flux souterrain de muons provenant de rayonnements cosmiques en fonction de la profondeur exprimée en kilomètres d'eau équivalent (kilometer water equivalent) pour différents laboratoires souterrains profonds (Deep Underground Laboratory) [10].

Un flux constant de particules provenant de l'espace et généré en dehors de notre système solaire arrive sur Terre. Ce rayonnement cosmique, étalé sur environ 12 ordres de grandeur en énergie et 30 en flux [8], va interagir avec un noyau de l'atmosphère, créant une cascade de particules secondaires comme représenté sur la figure 1.3 (gauche). Cette gerbe de particules ainsi produite interagira alors avec notre détecteur.

Afin de se prémunir de ce bruit de fond, une méthode usuelle est de placer l'expérience en souterrain et ainsi de se servir de la roche comme d'un blindage naturel pour arrêter un grand nombre de ces particules. Seuls resteront des muons pouvant pénétrer assez profondément dans la roche s'ils ont une énergie suffisam-

ment grande. Comme indiqué sur la figure 1.3 (droite), plus la profondeur<sup>10</sup> est grande, plus ce flux de muons est réduit. Le LNGS réduit, par exemple, ce flux d'un facteur  $10^6$ .

Un second bruit de fond cosmique prenant de plus en plus d'importance avec l'amélioration de la sensibilité des expériences est l'interaction des neutrinos cosmiques. En effet, bien que les neutrinos interagissent rarement avec la matière, certains évènements sont attendus à cause du flux important de neutrinos nous arrivant en continu sur les expériences. Les principales sources de ce flux de neutrinos proviennent : des réactions nucléaires se produisant dans le cœur du Soleil (impacting la recherche double beta sans émission de neutrinos), des gerbes de particules suivant l'interaction du rayonnement cosmique dans l'air comme précédemment présenté ou des résidus de supernova se produisant partout dans l'univers (impacting la recherche de WIMP). À cause de la faible probabilité d'interaction des neutrinos avec la matière, il est malheureusement difficile de protéger le milieu de détection de ce bruit de fond.

### 1.2.2 Radioactivité externe

Il existe deux principales contributions à la radioactivité externe. La première vient de l'environnement dans lequel l'expérience est placée. En effet, la roche utilisée pour se protéger du rayonnement cosmique ainsi que les murs du laboratoire sont des sources de particules  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et de neutrons. Ces particules proviennent soit de la radioactivité naturelle<sup>11</sup> de la roche ou du béton, soit de l'interaction des muons dans la roche. Il est possible de se protéger de ce flux de particules en utilisant des protections passives avec des matériaux à haut numéro atomique ( $Z$ ) comme le plomb afin d'arrêter ces particules, ou actives en installant par exemple le détecteur dans une cuve d'eau servant à la fois de blindage et de veto par détection Cherenkov.

La seconde contribution à ce bruit de fond vient des matériaux composant l'expérience elle-même. En effet, chacun des matériaux utilisables contient des radionucléides même s'ils se trouvent parfois en concentration infime. La présence de ces radio-isotopes peut être expliquée par la contamination primordiale ou par la contamination humaine. On peut notamment citer les éléments suivants comme source de bruit de fond :  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{40}\text{K}$  et leurs descendants,  $^{60}\text{Co}$  et  $^{137}\text{Cs}$  [11].

<sup>10</sup>Mesurée en kilomètres d'eau équivalente.

<sup>11</sup>désintégration  $\alpha$  et  $\beta$ , émission de  $\gamma$ , fissions spontanées des familles de l'Uranium et du Thorium, etc

Par exemple, les chaînes de désintégration de l'uranium 235 et du thorium 232 produisent plusieurs émissions alpha et beta accompagnées de  $\gamma$  d'énergies comprises entre  $\sim 10$  keV et 2,6 MeV [10]. En raison de la proximité avec la cible, il est difficile de se protéger de cette radioactivité venant directement des matériaux composant l'expérience. Il est donc nécessaire, lors de la construction d'une expérience de recherche des événements rares, de procéder à des sélections et traitements minutieux des matériaux la composant pour réduire au maximum la présence de ces éléments radioactifs en procédant à des campagnes de mesures de ce bruit de fond. De plus, afin de se protéger du bruit de fond résiduel venant des matériaux, il est possible d'utiliser une partie du milieu de détection comme blindage supplémentaire<sup>12</sup>. La sélection d'un volume fiduciel (FV) pour réduire le bruit de fond sera discutée plus en détail dans les chapitres suivants.

### 1.2.3 Radioactivité interne

La dernière catégorie de bruit de fond est la plus difficile à gérer puisqu'il s'agit de la radioactivité présente dans le milieu de détection lui-même. Une partie de cette radioactivité vient d'éléments naturellement présents dans la cible ou provenant de contaminations par des radio-isotopes externes présents en petite quantité dans la cible de détection. Parmi les plus problématiques, on peut citer les isotopes du radon ( $^{220}\text{Rn}$  et  $^{222}\text{Rn}$ ) produisant des chaînes de décroissance radioactive. Ce gaz peut venir soit de la désintégration d'isotopes d'uranium présents dans les matériaux composant l'expérience (voir sous-section précédente), soit de l'air. En effet, par désintégration de l'uranium présent dans les roches et les sols, du radon peut s'accumuler dans l'air et contaminer le milieu de détection. Il faut donc réaliser des campagnes de purification du milieu de détection afin de réduire la concentration de ces éléments radioactifs et isoler au maximum le milieu de détection de l'air ambiant dans le but d'empêcher de nouvelles contaminations.

Enfin, il est aussi possible que certains isotopes de l'élément utilisé comme cible contribuent aussi au bruit de fond. C'est le cas du  $^{137}\text{Xe}$  activé par capture électronique du  $^{136}\text{Xe}$ <sup>13</sup> naturellement présent dans le xénon. Cet isotope décroît alors par décroissance  $\beta^-$ . Il faut alors limiter au mieux l'activation de ce genre d'éléments radioactifs tout en ayant une estimation précise de leur contribution au bruit de

<sup>12</sup>Cette méthode d'auto-blindage est appelée fiducialisation.

<sup>13</sup>Cela se produit lors de la capture d'un neutron qui peut être produit par l'interaction d'un muon dans les matériaux du détecteur.

fond afin de le maîtriser au maximum.

Enfin, certaines expériences permettent de discriminer les interactions provenant de reculs nucléaires (NR) de celles provenant de reculs électroniques (ER). Il est ainsi possible, quand l'on s'intéresse à des événements provenant d'une catégorie de recul particulière, de retirer plus facilement les bruits de fond venant de l'autre catégorie d'interaction.

## 1.3 Expérience bas bruit de fond

### 1.3.1 Discerner les signaux d'intérêt du bruit de fond

Une expérience bas bruit de fond a pour but de détecter des événements rares. Pour cela, il nous faut discerner les signaux des événements rares des bruits de fond résiduels. En utilisant les données du Modèle Standard, et en particulier les modes d'interaction, il nous est possible de connaître les bruits de fond qui resteront dans notre volume de détection (volume fiduciel). On obtient alors le modèle du bruit de fond dans notre détecteur. Lors de la prise de données, on détecte un événement rare si un excès suffisamment grand<sup>14</sup> est observé dans le spectre en énergie par rapport au bruit de fond attendu. Cet excès peut se présenter sous différentes formes selon la nature de l'événement rare. Pour la détection des WIMP, on attend comme signature un spectre exponentiel en fonction de l'énergie de recul<sup>15</sup> et un signal mono-énergétique pour la double désintégration bêta sans neutrinos mesuré comme un pic gaussien<sup>16</sup>. La figure 1.4 montre alors un cas où l'on observe l'excès causé par un événement mono-énergétique dans le spectre d'énergie déposée dans le détecteur. Le modèle du bruit de fond représenté ici est alors composé d'un spectre continu auquel s'ajoute de pics trahissant la présence de sources mono-énergétiques dans le bruit de fond. Une compréhension complète des bruits de fond est donc primordiale.

---

<sup>14</sup>On considère qu'une découverte survient lorsque l'on observe une déviation supérieure à  $5\sigma$  entre le modèle du bruit de fond attendu et le signal observé.

<sup>15</sup>Lors de sa collision avec la matière, un WIMP va induire un recul avec une énergie variable comme il sera présenté dans le chapitre 2.

<sup>16</sup>Un signal mono-énergétique devrait normalement induire un Dirac, mais à cause des incertitudes liées à la mesure, ce pic prend la forme d'une gaussienne.

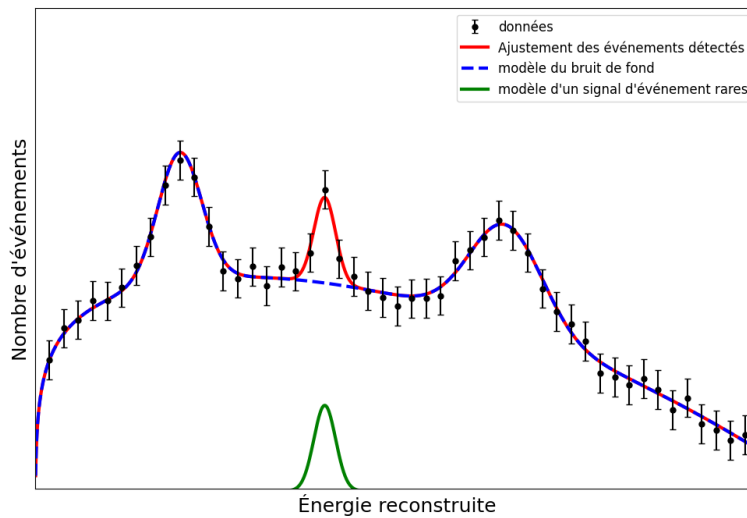


FIGURE 1.4 : Illustration du principe d'observation d'un nouveau signal. Les points noirs représentent les données. L'ajustement de ces données est en rouge et est comparé au spectre du bruit de fond modélisé (tirets bleus). Le signal attendu, ici un signal mono-énergétique comme pour la double désintégration sans neutrinos, est lui représenté en vert.

### 1.3.2 Méthode de détection

Une autre contrainte lors de la conception d'une expérience bas bruit de fond est le choix de la cible. Selon celle choisie, l'interaction d'une particule peut produire trois types de signaux : un signal de scintillation (lumière), un signal d'ionisation (charge) et/ou des phonons (chaleur) [10]. Ainsi, construire une expérience de détection d'évènements rares demande de choisir la méthode de détection du signal tout en prenant en compte la réduction des bruits de fond. Les technologies utilisées doivent alors être les plus pertinentes possible au regard des phénomènes physiques recherchés. Les types de détecteurs les plus couramment utilisés sont alors les suivants [12] (accompagnés de certains exemples d'expériences les utilisant) :

**Cristaux scintillants** En observant des cristaux scintillants avec des tubes photomultiplicateurs (PMT<sup>17</sup>), on peut détecter la lumière émise par l'interaction d'une particule. Cela permet de créer des détecteurs relativement simples pouvant opérer pendant une longue période. Cependant, ce genre de détecteur possède aussi un bruit de fond intrinsèque relativement élevé ( $\sim 1$  évènement/jour/kg/keV pour des cristaux NaI [13]). De plus, il n'est pas possible de réaliser une fiducialisation ou une

<sup>17</sup>Pour PhotoMultiplier Tube en anglais.

discrimination sur le type de recul avec ce type de détecteur, renforçant l'impact du bruit de fond. (Exemple d'expérience : DAMA/LIBRA [13]).

**Semi-conducteur** L'interaction d'une particule avec un semi-conducteur va produire un signal électrique par création d'une paire électron-trou dans le détecteur. Il est alors possible de détecter les électrons émis lors de l'interaction. Ainsi, ce type de détecteur permet d'avoir une bonne résolution en énergie ainsi que des seuils énergétiques faibles puisqu'il faut peu d'énergie pour créer une paire électron-trou (Ge : 2,9 eV, Si : 3,6 eV). Cependant, les signaux sont relativement lents ( $\tau \sim 1 \mu\text{s}$ ) et le détecteur possède une grande capacitance au-delà de  $\sim 1\text{kg}$ . Cela conduit à des niveaux de bruit électronique élevés, ne permettant pas de construire des détecteurs trop massifs. Augmenter la taille de l'expérience peut alors être difficile dû aux dimensions relativement petites des cristaux. (Exemple d'expérience : DAMIC [14]).

**Bolomètre** En maintenant un cristal à basse température ( $\leq 50 \text{ mK}$ ), il est possible de mesurer l'augmentation de température résultant de l'interaction d'une particule grâce à un capteur thermique qui va convertir les variations de température en signaux électriques. De plus, en couplant cette technologie avec un semi-conducteur (en utilisant par exemple un cristal de germanium), il est aussi possible de mesurer le nombre d'ionisations se produisant dans le détecteur et ainsi mieux différencier les reculs nucléaires des reculs électroniques [15]. Ce type de détecteur permet une mesure précise de l'énergie tout en pouvant exploiter deux types de signaux permettant de réduire le bruit de fond. Cependant, maintenir le détecteur à une aussi basse température est onéreux et nécessite des petits cristaux pour réduire la capacité thermique (Exemple d'expérience : CDMS [16], Gerda [17], Majorana [18]).

**Chambre à bulle** Rempli d'un liquide surchauffé (au-dessus de son point d'ébullition), l'interaction d'une particule dans la chambre va générer une transition de phase locale produisant des bulles observables par des caméras. Comme, la probabilité de formation de bulles dépend de la perte d'énergie de la particule incidente, il est possible d'optimiser le détecteur pour faiblement détecter les signaux  $\beta$  et  $\gamma$  et ainsi réduire le bruit de fond. Cependant, après chaque détection, le liquide a besoin d'être comprimé puis décomprimé pour retrouver son état initial, induisant un long temps mort entre chaque détection (Exemple d'expérience : PICO-60 [19]).

**Liquide scintillant** En observant un liquide scintillant avec des PMTs, il est possible de mesurer les signaux de scintillation émis lors de l'interaction d'une particule incidente avec le liquide. Par la relative facilité d'adapter la technologie à de plus grands détecteurs, cela a permis la construction d'expériences avec une très grande exposition (Exemple d'expérience : KamLAND-ZEN [20]).

**Chambre à projection temporelle** Les gaz nobles tels que l'argon et le xénon vont, lors d'une collision avec une particule incidente, scintiller tout en émettant des électrons permettant de coupler des signaux de lumière et de charge<sup>18</sup>. Il est alors possible de construire des chambres à projection temporelle (TPC) soit simple-phase, soit double phase (liquide-gaz) afin de détecter ces signaux. Cela permet d'avoir une meilleure discrimination ER/NR et ainsi réduire le bruit de fond (Exemple d'expérience : simple phase EXO-200 [21] et double phase XENONnT [22]).

**Détecteur directionnel à gaz** La particule incidente passe dans une chambre à gaz et ionise les particules du milieu en passant. Les électrons émis sont collectés par des capteurs à haute granularité pour reconstruire la trace de la particule incidente. Cela permet de déterminer la direction des particules en plus de son énergie. Cependant, de tels détecteurs demande un très grand volume rendant difficile le fait de les échelonner vers de plus grande masse cible [23](Exemple d'expérience : MIMAC [24]).

Dans les deux prochains chapitres, je présenterai la détection directe de matière noire qui est le but principal de XENONnT ainsi que la double désintégration  $\beta$  sans neutrinos sur laquelle nous avons également travaillé dans la collaboration XENON.

---

<sup>18</sup>La génération des signaux de lumière et de charge sera expliquée plus en détail dans le chapitre 4 dédié au fonctionnement de l'expérience XENONnT.

## Chapitre 2

# À la recherche de la matière noire

## 2.1 L'origine de la matière noire

### 2.1.1 Premières hypothèses

En 1884, Lord Kelvin théorise le principe de matière manquante dans l'univers [25]. En discutant du travail de Kelvin, H. Poincaré utilisa le terme "matière obscure" en 1906 [26].

En 1922, l'existence de la matière noire fut à nouveau suggérée par J. Kapteyn en étudiant les vitesses stellaires [27] puis en 1932 par J. Oort en observant le groupe de galaxies voisines à la Voie lactée [28].

En 1933, F. Zwicky observa les mouvements de sept galaxies dans l'amas galactique de Coma afin de mesurer la masse des galaxies [29]. Pour cela, il calcula la "masse dynamique" de ces galaxies par la mesure de leurs vitesses de dispersion. De plus, il déduisit la "masse lumineuse" depuis la quantité de lumière émise par l'amas. En comparant les deux, il découvrit alors que la "masse dynamique" était 400 fois plus grande que la "masse lumineuse". Il en conclut qu'une partie de la masse était invisible. Il la nomma "dunkle Materie" soit matière sombre en allemand. Cependant, l'estimation de Zwicky était erronée<sup>1</sup> de plus d'un ordre de grandeur. Les travaux de Zwicky furent mis de côté jusque dans les années 1970 à partir desquelles de nouvelles observations cosmologiques et astronomiques ont corroboré la présence de cette matière supplémentaire pouvant expliquer cette différence de masse entre masse lumineuse et masse dynamique.

---

<sup>1</sup>la constante de Hubble était mal mesurée, ce qui explique en partie ce décalage.



## 2.1.2 Indices de l'existence de la matière noire

Les différentes observations rendant compte de la présence de la matière noire ont été faites à différentes échelles en partant des galaxies jusqu'à l'univers total.

**Vitesse de rotation des galaxies** À l'échelle des galaxies, V. C. Robin et W. Kent Ford Jr ont réalisé dans les années 1970s des observations portant sur la vitesse de rotation des éléments dans les galaxies spirales. En commençant par la galaxie d'Andromède (M31) et en se concentrant sur les émissions de  $H_2$  ionisés à différentes distances du centre de la galaxie, ils observèrent une divergence entre la diminution de la vitesse attendue avec la distance ( $v_r \propto r^{-1/2}$ ) selon la mécanique Képlérienne [30]. Au contraire, les profils de vitesse deviennent plats avec la distance depuis le centre pour les galaxies étudiées. Ce phénomène est présenté sur la figure 2.1 pour la galaxie du triangle (M33) [31]. La vitesse de rotation attendue par la physique képlérienne en ne prenant en compte que la matière classique, représentée en pointillés, diffère de la vitesse observée en utilisant les étoiles (en jaune) et les nuages d'hydrogène (en bleu). Pour expliquer une telle divergence du point de vue des lois de la gravitation, la présence de matière massive et non lumineuse entourant chacune de ces galaxies fut théorisée, créant ainsi un halo de matière noire.

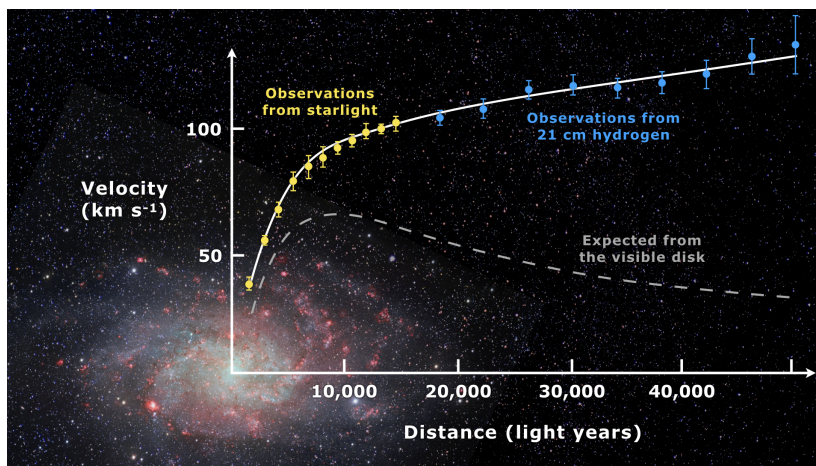


FIGURE 2.1 : Image de la galaxie du triangle (M33) avec la courbe de la vitesse de rotation observée à faible distance en jaune en utilisant les étoiles et à grande distance en bleu en utilisant les nuages d'hydrogènes. La vitesse de rotation attendue par la physique képlérienne en ne prenant en compte que la matière classique est en pointillés [32].

**Lentille gravitationnelle** Un objet céleste suffisamment massif va pouvoir courber l'espace-temps au point où la déviation de la lumière qui en résulte devient observable [33]. C'est le cas pour les amas de galaxies. Ainsi, la lumière d'un objet placé derrière, par rapport à l'observateur, se verra déviée changeant l'image observée comme représenté sur la figure 2.2. En mesurant la déviation induite, il est alors possible de déterminer la masse réelle de l'amas de galaxies générant le phénomène de lentille gravitationnelle.

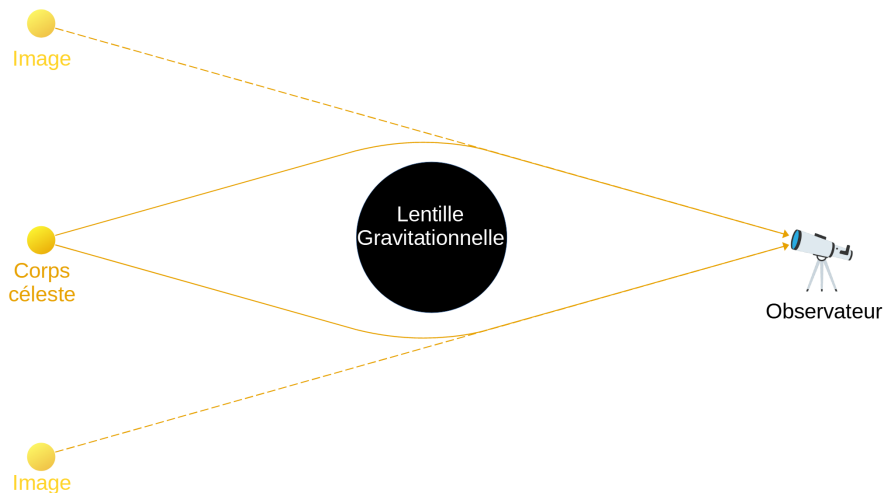


FIGURE 2.2 : Schéma du principe de lentille gravitationnelle. La lumière provenant d'un objet céleste est déviée par la lentille gravitationnelle, créant ainsi plusieurs images pour l'observateur.

**Collision d'amas** L'un des exemples le plus iconique de ce phénomène de lentille gravitationnelle appliqué à la recherche de matière noire est l'étude de l'amas de la Balle (1E0657-588). En effet, la formation de cet objet est le résultat de la collision entre deux autres amas de galaxies comme représenté sur la figure 2.3. La matière baryonique de ces amas est principalement composée de gaz interstellaire chaud qu'il est possible d'observer grâce aux rayonnements X représentés en rose. Le phénomène de lentille gravitationnelle permet quant à lui de déterminer une distribution de la totalité de la masse représentée en bleu. On observe alors une grande différence entre les deux distributions de masses [34]. Cela s'explique par un ralentissement par interactions de la matière baryonique lors de la collision, là où la matière noire, interagissant faiblement, aurait conservé sa vitesse lors de la collision.

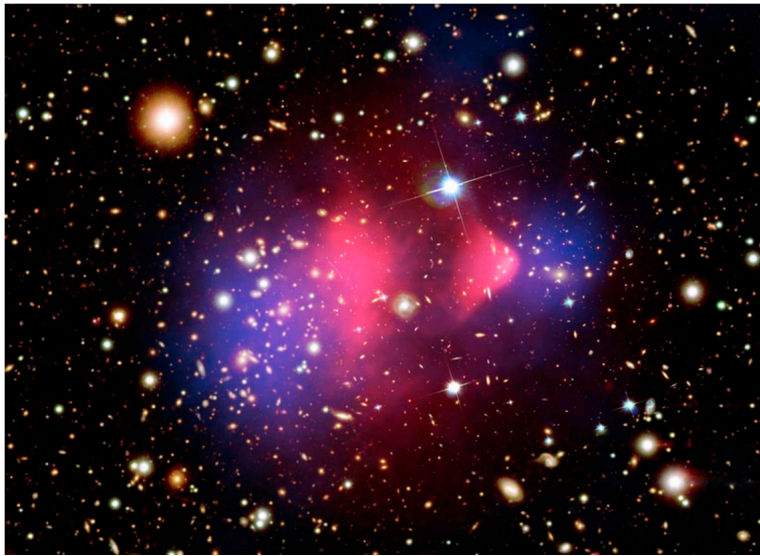


FIGURE 2.3 : Image composite de l'amas de la Balle (1E0657-558) formé par la collision de deux amas galactiques. Le gaz chaud détecté par Chandra sous forme de rayons X est coloré en rose et contient la majorité de la matière classique. La masse détectée par le phénomène de lentille gravitationnelle est colorée en bleu [35].

**Fond diffus cosmologique** Après le Big Bang, l'univers commença à s'étendre et refroidir jusqu'à ce qu'il soit possible pour les photons de s'échapper du plasma d'électrons et de protons primordial. Ces photons, reliques du moment où l'univers devint optiquement transparent, forment le fond diffus cosmologique qui a refroidi jusqu'à aujourd'hui, atteignant une température de 2,725 K [36]. Cependant, certaines anisotropies de l'ordre de  $10^{-5}$  K y sont observées venant des fluctuations de densité d'énergie-masse dans l'univers naissant. La figure 2.4 montre le spectre de puissance des variations de température du fond diffus cosmologique en fonction de  $l$ , le multipôle de décomposition angulaire (plus  $l$  est grand, plus les structures observées sont petites et inversement) ainsi que l'ajustement utilisant le modèle  $\Lambda$ CDM (Lambda - Cold Dark Matter). Ce modèle prend en considération l'existence de la matière noire froide (non relativiste) ainsi que de l'énergie noire nécessaire pour expliquer la distribution des grandes structures de l'univers [37]. La contribution des différents composants de la densité d'énergie de l'univers peut alors être extraite des mesures du satellite de Planck [38]. On obtient alors une densité  $\Omega_{\Lambda} = 0,6889 \pm 0,0056$  pour l'énergie noire,  $\Omega_{CDM} = 0,2622 \pm 0,0020$  pour la matière noire froide<sup>2</sup> et  $\Omega_{baryon} = 0,0490 \pm 0,0003$  pour la matière ordinaire.

<sup>2</sup>Cold Dark Matter en anglais

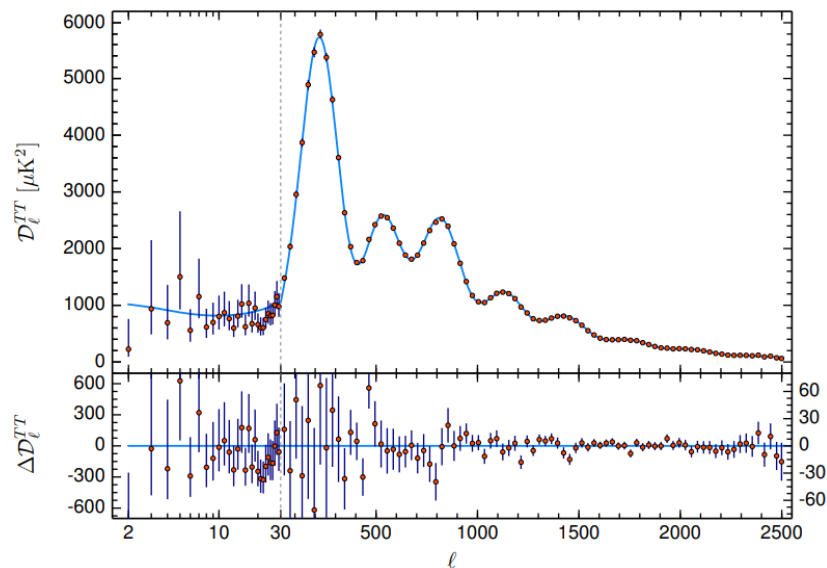


FIGURE 2.4 : Spectre de la variation de température du fond diffus cosmologique mesuré en fonction du multipôle  $l$  de décomposition angulaire (rouge) et modèle du meilleur ajustement utilisant la cosmologie  $\Lambda$ CDM (bleu). Les résidus sont montrés dans le panneau inférieur avec les barres d'erreurs à  $1\sigma$  [38].

## 2.2 Modèles de la matière noire

### 2.2.1 Les caractéristiques de la matière noire

En se basant sur les observations précédemment réalisées, on peut en déduire les caractéristiques suivantes pour la matière noire :

- Elle doit être **massive** car toutes les observations réalisées se basent sur l'interaction gravitationnelle tout en composant  $\sim 85\%$  de la matière de l'univers comme déterminé par le modèle  $\Lambda$ CDM.
- Elle doit être **stable** ou tout du moins avoir une durée de vie supérieure à l'âge de l'univers, car elle était déjà présente lors de sa formation, comme on peut le voir dans les anisotropies du fond diffus cosmologique et est toujours présente aujourd'hui induisant les observations faites à l'échelle de galaxies et amas galactiques.
- Elle doit être **non relativiste** (i.e. froide) afin d'expliquer la formation des grandes structures de l'Univers telles qu'on les observe. En effet, si la matière noire était relativiste, elle s'échapperait des galaxies [39].

- Elle ne doit pas agir par interaction électromagnétique (donc être de charge électrique **neutre**) ni par interaction forte ou elle aurait déjà été détectée au regard de son abondance [40].
- Elle doit **interagir faiblement** avec la matière ordinaire et elle-même comme observé lors de la collision des amas de la balle. En effet, là où la matière ordinaire fut ralentie par collision (expliquant son abondance au centre), la matière noire se traversa puis ne fut ralenti que par interaction gravitationnelle (expliquant le surplus de matière à gauche et à droite de la matière ordinaire)

### 2.2.2 Les candidats à la matière noire

Se basant sur ces caractéristiques, de nombreux candidats à la matière noire furent proposés sur une large gamme d'ordres de grandeur en masse :

**Trous noirs primordiaux** La masse minimale attendue pour la matière noire déterminée par l'étude des galaxies naines est de  $10^{-21} \text{ ev}/c^2$  [39]. À l'extrême opposé du spectre se trouve les MACHOs (MASSive Compact Halo Objects) qui pourraient avoir une masse supérieure à la dizaine de masse solaire ( $10^{67} \text{ ev}/c^2$ ). Tous candidats plus lourds auraient déjà été repérés par effet de lentille gravitationnelle [41]. La masse de Planck  $\sqrt{\hbar c/G} = 10^{19} \text{ GeV}/c^2$  s'impose comme une limite naturelle sur la masse des particules [42]. Tous candidats plus massifs seraient alors un composite de plusieurs particules. Ainsi, des trous noirs primordiaux auraient pu naître par l'effondrement de régions plus denses en particules lors de l'univers primordial et seraient toujours présents aujourd'hui. Cela n'induirait donc pas de nouvelles particules au-delà du Modèle Standard pour l'explication de la matière noire. Cependant, l'étude des phénomènes de microlentille gravitationnelle au travers de l'observation de la luminosité de millions d'étoiles tendent à prouver que l'abondance des MACHOs dans l'univers n'est pas suffisamment grande pour que ceux-ci soient les seuls composants de la matière noire [43].

**Neutrinos stériles** Les neutrinos, qui seront abordés plus en détail dans le chapitre 3, sont des particules déjà présentes dans le Modèle Standard. Bien qu'ils possèdent des caractéristiques proches de la matière noire comme leur neutralité ainsi que leurs faibles interactions avec la matière, les trois saveurs connues des neutrinos sont relativistes [38] et ne permettent pas d'expliquer la matière noire.

Cependant, une quatrième saveur pourrait exister, appelé neutrino stérile. Cette quatrième saveur posséderait un état de masse bien plus lourd que les 3 autres connus [44]. De plus, cette différence de masse, limiterait l'oscillation des trois saveurs de neutrino connues dans la quatrième. La décroissance d'un neutrino stérile en neutrino de saveurs connues induirait toutefois un rayonnement X caractéristique. Si ce rayonnement était observé, il permettrait de déterminer les caractéristiques du neutrino stérile et nous permettrait ainsi de savoir s'ils composent ou non la matière noire [45].

**Axions** L'interaction faible ne se comporte pas symétriquement par l'inversion des particules par leurs antiparticules (conjugaison de charge C) et la permutation des directions spatiales (parité P) comme observé dans les décroissances des mésons K [46] et des mésons B [47]. Cette violation de symétrie CP indique que la matière et l'antimatière ne sont pas simplement miroirs l'une de l'autre. Cette violation CP n'a pas encore été clairement observée pour des baryons et donc pour l'interaction forte<sup>3</sup>, donnant naissance au "strong CP problem". Une solution à ce problème fut introduite par Peccei et Quinn en proposant l'existence d'un nouveau boson scalaire nommé axions [49]. La masse des axions serait de l'ordre du  $\mu\text{eV}$  [50] et leur interaction avec la matière ordinaire serait suffisamment faible pour composer la matière noire. De plus, des particules semblables aux axions (ALP<sup>4</sup>) pourraient constituer la matière noire sans pour autant expliquer le problème de symétrie CP.

**WIMP** Comme vu dans la section précédente, juste après la naissance de l'univers, celui-ci était composé d'un plasma primordial de particules. Ce plasma contenait alors les particules déjà connues du Modèle Standard ainsi que de potentielles particules supplémentaires que nous nommerons  $\chi$ . Par la densité et la température élevées des premiers instants de l'univers, il aurait alors été possible pour les particules  $\chi$  de s'annihiler pour former des particules du Modèle Standard et inversement. Un équilibre entre ces deux types de particules aurait alors été présent. Puis avec l'expansion de l'univers, les interactions étaient de plus en plus rares empêchant la création de particules  $\chi$ . Celle-ci aurait tout de même continué de s'annihiler, réduisant ainsi leur densité jusqu'à ce que cette interaction ne soit, elle aussi, plus

<sup>3</sup>Une observation à  $3,3\sigma$  de violation CP forte a été réalisée par LHCb en observant la désintégration  $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$  [48]

<sup>4</sup>pour Axion-Like Particle en anglais

possible, gelant ainsi la densité de particules  $\chi$  dans l'univers. C'est ce qu'on appelle le freeze-out. Cette densité relique ( $\Omega_\chi$ ) ne dépend alors que de  $\langle\sigma v\rangle$ , le produit de la section efficace d'annihilation par la vitesse de la particule, selon l'équation suivante [51] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma v\rangle} \quad (2.1)$$

Avec  $h$  la constante de Hubble réduite [38] ( $h = H / 100$ ). Pour atteindre une densité relique  $\Omega_\chi = \Omega_{\text{CDM}} = 0,2622$ , la densité de matière noire déterminée précédemment avec des particules  $\chi$  possédant une masse  $m_\chi \approx 100 \text{ GeV}/c^2$ <sup>5</sup>, il faudrait, que la section efficace d'annihilation dépendante de la vélocité ( $\langle\sigma v\rangle$ ) soit de l'ordre de  $10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  comme représenté sur la figure 2.5. Cette section efficace est proche de la section efficace de l'interaction faible. Ces particules possédant les caractéristiques précédentes furent alors nommées WIMP.

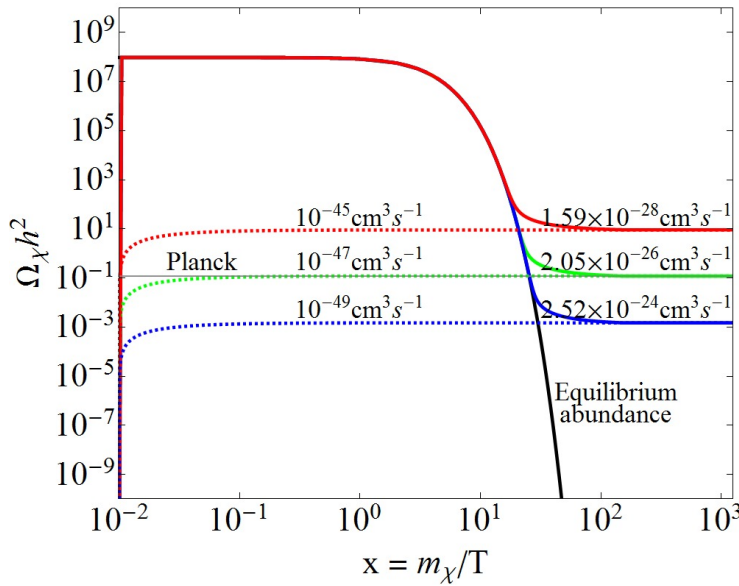


FIGURE 2.5 : Illustration du principe de freeze-out par l'évolution de la densité de matière noire en fonction de  $x = m_\chi/T$  (le ratio entre la masse de la matière noire et la température) pour différentes valeurs de la section efficace d'annihilation (courbes pleines). Le principe de freeze-in non présenté dans ce document y est aussi représenté (courbes en pointillées). La valeur de masse ici prise est  $m_\chi = 100 \text{ GeV}/c^2$ . Le trait noir horizontale donne la densité relique observée par la collaboration Planck. La courbe noire correspond, elle, à l'abondance à l'équilibre thermique [52].

<sup>5</sup>Masse de nouvelles particules attendues.

De plus, en étudiant la théorie de la supersymétrie (SUSY), des particules pouvant être des WIMP apparaissent. Cette théorie SUSY<sup>6</sup> sert à résoudre le problème de hiérarchie lié à la différence importante entre les gammes en énergie de l'électrofaible et de Planck [51]. Ce problème apparaît dans la correction radiative de la masse du boson de Higgs. En effet, les masses de toutes particules possèdent une correction radiative. Cependant, là où pour une correction 1-boucle, la masse des fermions augmente seulement logarithmiquement selon l'énergie, les masses scalaires (comme celle du boson de Higgs) augmente quadratiquement selon :

$$\delta m^2 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)\Lambda^2 \quad (2.2)$$

Où  $\Lambda$  est la limite de validité en énergie du Modèle Standard, soit  $10^{19}$  GeV, le maximum de l'échelle de Planck. Ainsi, la correction radiative de la masse du Higgs serait bien plus importante que la masse de ce dernier ( $\sim 100$  GeV comme vu dans la sous-section 1.1.1).

Une manière de résoudre ce problème est par l'implémentation d'une nouvelle particule de masse similaire au Higgs, mais avec un spin différent de 1/2 (comme un fermion) puisque les contributions des bosons et des fermions à la correction radiative 1-boucle sont opposées. Ainsi, on obtiendrait :

$$\delta m^2 \approx \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_B^2) - \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(\Lambda^2 + m_F^2) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)(m_B^2 - m_F^2) \quad (2.3)$$

Ce qui résoudrait le problème tant que  $|m_B^2 - m_F^2| < 1$  TeV [51]. La théorie de la supersymétrie introduit alors pour chaque particule du modèle standard, un superpartenaire de masse semblable, mais de spin différent (entier pour les bosons et semi-entier pour les fermions) créant aussi un nouveau générateur pour passer d'une particule à son superpartenaire et inversement<sup>7</sup>. Dans le modèle le plus simple de la supersymétrie, les nombres baryonique B et leptonique L ne sont plus conservés, ainsi, une nouvelle parité  $R = (-1)^{3B+L+2S}$  est introduite. Ainsi, les particules du Modèle Standard ont une parité  $R = 1$  et leurs superpartenaires une parité  $R = -1$ . La conservation de la parité R impose la stabilité des superpartenaires avec une masse supérieure au GeV [54]<sup>8</sup>. De nombreux modèles de supersymétrie

<sup>6</sup>La théorie SUSY permet aussi l'unification des constantes de couplages des interactions électrofaibles et fortes pour la réalisation de la grande unification abordée sous-section 1.1.1.

<sup>7</sup>L'introduction des particules de la supersymétrie permet aussi l'unification des forces à partir de  $M_U \sim 2 \times 10^{16}$  GeV [53].

<sup>8</sup>La parité fut initialement introduite afin de d'empêcher la désintégration du proton qui n'a



existent introduisant chacune leurs propres particules supersymétriques. Dans ces théories, la particule supersymétrique la plus légère (LSP<sup>9</sup>) pourrait être candidat à la matière noire. Par exemple, dans le Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM<sup>10</sup>), les superpartenaires des bosons B, du  $Z^0$  et du Higgs se combinent pour créer des neutralinos avec quatre états de masse possibles. Par sa masse attendue et sa stabilité imposée par la conservation de la parité R, le neutralino le plus léger est un excellent candidat en tant que WIMP. La similitude des caractéristiques du WIMP avec celle des particules de SUSY fut baptisé "WIMP miracle" [56]. Le WIMP est alors l'un des candidats les plus privilégiés par la communauté scientifique à l'explication de la matière noire. Pour la suite de ce document, nous considérerons alors que la matière noire est composée de WIMP, notés  $\chi$ .

## 2.3 Détection directe de la matière noire

Outre l'interaction gravitationnelle de la matière noire observée dans l'univers (qui conduit aux différentes preuves listées dans la section 2.1), il est possible de détecter la présence de matière noire de trois manières différentes présentées sur la figure 2.6 :

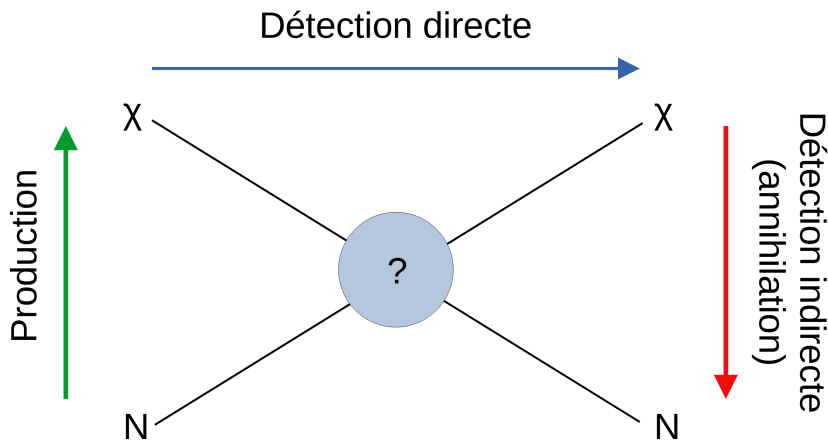


FIGURE 2.6 : Schéma de 3 différentes méthodes de recherche de la matière noire ( $\chi$ ) par son impact sur la matière standard ( $N$ ).

toujours pas été observée [55].

<sup>9</sup>Lightest Supersymmetric Particle en anglais.

<sup>10</sup>Minimal Supersymmetric Standard Model en anglais

- Production : Un collisionneur pourrait, par la collision de particules à haute énergie, recréer les conditions de l'univers primordial conduisant à la création de particules de matière noire [57]. Cette production se traduirait par une partie de l'énergie et de l'impulsion manquante dans la somme des énergies-impulsions de toutes les particules filles de la collision. Cela impliquerait cependant de pouvoir détecter avec précision l'intégralité des particules du Modèle Standard produites, dont les neutrinos, qui interagissent faiblement avec la matière ordinaire.
- Détection indirecte (annihilation) : Dans les régions denses en matière noire, celle-ci pourrait s'annihiler avec elle-même et créer des particules du Modèle Standard [58]. Un excès de particules provenant de ces régions denses en matière noire serait alors observable. Il est malheureusement difficile de distinguer cet excès des nombreux bruits de fond présents dans l'univers. On privilégie alors l'observation de particules d'antimatières émises lors de l'annihilation dont le bruit de fond cosmique est plus faible.
- Détection directe : Traduit par l'interaction directe d'une particule de matière noire avec des particules du Modèle Standard, cette méthode a pour but de détecter le recul induit par la collision WIMP-noyau. La détection directe sera plus amplement présentée dans les sous-sections suivantes.

### 2.3.1 Collision entre un WIMP et un noyau

Comme vu précédemment, la plupart des galaxies spirales comme la Voie lactée possèderaient un halo de matière noire. Ainsi, en se déplaçant dans la galaxie et donc ce halo, la Terre est en permanence traversée par un vent de WIMP. Ces WIMP peuvent alors interagir par collision élastique avec le noyau d'un atome cible induisant un recul nucléaire avec une énergie  $E_r$  telle que :

$$E_r = \frac{\mu^2 v^2}{m_N} (1 - \cos\theta) \quad \mu = \frac{m_\chi m_N}{m_\chi + m_N} \quad (2.4)$$

Avec  $\mu$  la masse réduite du système,  $m_\chi$  et  $m_N$  les masses respectives du WIMP et du noyau cible,  $v$  la vitesse relative du WIMP par rapport à la cible<sup>11</sup> et  $\theta$  l'angle de collision dans le référentiel du centre de masse. Ainsi, par l'équation 2.4, l'énergie de

<sup>11</sup>La vitesse de collision moyenne attendu est de  $\sim 220$  km/s [25].

recul attendue lors d'une collision WIMP-noyau est de l'ordre de 10 keV<sup>12</sup>. Ce recul se traduira alors par la production d'un ou plusieurs des signaux suivants<sup>13</sup> : signal de scintillation, signal d'ionisation et signal de chaleur qui pourront être détectés. De plus, la détection de tels reculs permettra de déduire la masse des WIMP ( $m_\chi$ ) ainsi que leur section efficace d'interaction avec la matière ordinaire ( $\sigma_\chi$ ). Il nous faut pour cela connaître le taux d'interaction  $R$  entre un WIMP et un noyau cible [59].

### 2.3.2 Taux d'interaction WIMP-noyau

Le taux d'interaction différentiel WIMP-noyau se détermine par [25] :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0 M}{m_\chi m_N} \int_{v_{min}}^{v_{esc}} v f(v) \frac{d\sigma_\chi}{dE_r} dv \quad (2.5)$$

Avec  $M$  la masse de la cible du détecteur,  $f(v)$  la distribution des vitesses normalisées du WIMP,  $\rho_0 = 0,3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$  la densité locale de WIMP et  $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$  la vitesse à laquelle les WIMP s'échapperaient de l'attraction gravitationnelle de la galaxie [60].  $v_{min}$  est quant à elle la vitesse minimale pour qu'un WIMP induisent un recul nucléaire d'énergie  $E_r$  dépendant alors du détecteur. Elle est définie telle que :

$$v_{min} = \sqrt{\frac{E_r m_N}{2\mu^2}} \quad (2.6)$$

Comme les WIMP possèdent une grande longueur d'onde de Broglie, ils pourraient interagir avec tous les nucléons du noyau cible. De plus, comme l'interaction du WIMP avec la matière standard est aujourd'hui inconnue, sa section efficace possède un terme indépendant du spin (SI) et un terme dépendant du spin (SD). Dans la suite, nous nous concentrerons principalement sur les termes SI. Ainsi, dans le cas où les constantes de couplage WIMP-proton ( $f_p$ ) et WIMP-neutron ( $f_n$ ) sont égales, la section efficace indépendante du spin peut s'écrire comme [25] :

$$\sigma_0^{SI} = \sigma_n \frac{\mu^2}{\mu_N^2} \frac{(f_p Z + f_n (A - Z))^2}{f_n^2} = \sigma_n \frac{\mu^2}{\mu_N^2} A^2 \quad (2.7)$$

Avec  $\sigma_n$  et  $\mu_n$  respectivement la section efficace et la masse réduite de l'interac-

<sup>12</sup>En prenant une masse cible  $m_N = 130 \text{ GeV}/c^2$ ,  $v = 220 \text{ km/s}$  et un angle  $\theta = 0$  on obtient des énergies de recul de 0,7, 26 et 51 keV pour des masses de WIMP respectives de 10, 100 et 200  $\text{GeV}/c^2$

<sup>13</sup>voir sous-section 4.1.1 pour plus de détail sur la production de signaux dans XENONnT.

tion WIMP nucléon<sup>14</sup>. On voit alors que, comme  $\sigma_0^{SI}$  dépend du nombre de masse au carré ( $A^2$ ), une cible composée d'atomes plus lourds s'attend à avoir un meilleur taux d'interactions. Cependant, ce taux diminue plus vite à haute énergie pour les cibles lourdes à cause du facteur de forme [25].

## 2.4 Conclusion

De nombreuses observations astrophysique et cosmologique motivent la présence de matière noire dans l'univers qui constituerait 85% de la masse de l'univers. Parmi les différents candidats comme constituants de la matière noire, le WIMP, particule au-delà du Modèle Standard, tire ses caractéristiques des observations des densités reliques de l'univers. La détection directe de ces WIMP est possible grâce à une expérience bas bruit de fond utilisant une cible composée d'atomes lourds pour augmenter la section efficace d'interaction. L'expérience XENONnT, utilisant du xénon liquide comme cible, a pour but de performer la détection directe des WIMP et sera présentée plus en détail dans le chapitre 4.

---

<sup>14</sup>L'utilisation des valeurs de l'interaction WIMP-nucléon permet une comparaison plus directe des résultats obtenus par deux expériences qui utiliseraient différentes cibles.



## Chapitre 3

# La double désintégration $\beta$ et la nature des neutrinos

### 3.1 Les neutrinos : de la théorie de Pauli aux premières détections

Au début du  $XX^{\text{ème}}$  siècle, la mécanique quantique avait réussi à expliquer certains processus nucléaires tels que la radioactivité  $\alpha$ . Cependant, la radioactivité  $\beta$  posait toujours un problème [61]. En effet, là où les radioactivités  $\alpha$  et  $\gamma$  ont dépeint l'existence de niveaux d'énergie nucléaire limités, les travaux de J. Chadwick de 1914 [62] ont montré que les électrons émis lors d'une désintégration  $\beta$  se manifestaient selon un large spectre continu d'énergie jusqu'à une valeur maximal  $Q$  (voir section 3.3) comme représenté sur la figure 3.1.

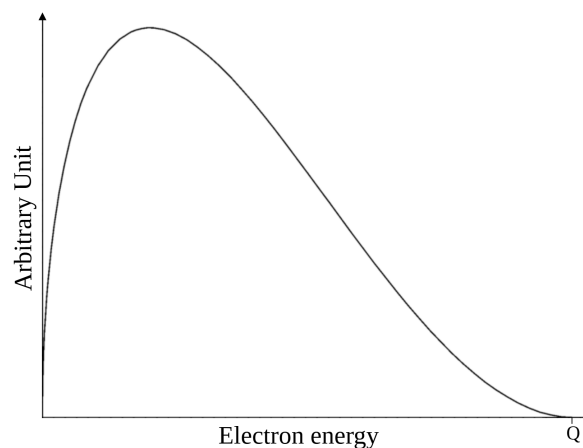


FIGURE 3.1 : Spectre de l'énergie d'un électron émis par une désintégration  $\beta$  d'énergie  $Q$ . Image adaptée de [63].

Certains physiciens proposèrent alors de nouvelles théories pour expliquer ce phénomène, comme N. Bohr qui présenta un modèle de conservation de l'énergie statistique. En 1930, W. Pauli soumit alors l'hypothèse qu'une nouvelle particule neutre et faiblement interactive serait émise lors de la désintégration  $\beta$  et emporterait avec elle une partie de l'énergie de cette désintégration [64]. Il nomma cette particule neutron, mais ce nom fut changé en neutrino<sup>1</sup> lorsque le neutron fut découvert en 1932 [65]. La théorie de la désintégration  $\beta^-$  fut ensuite proposée par E. Fermi en 1934 [66]. Un neutron se désintègre alors en proton en émettant un électron ainsi qu'un neutrino<sup>2</sup>. Il introduisit aussi la constante de Fermi ( $G_F$ ), une constante de couplage représentant la force de l'interaction comme montré sur la figure 3.2.

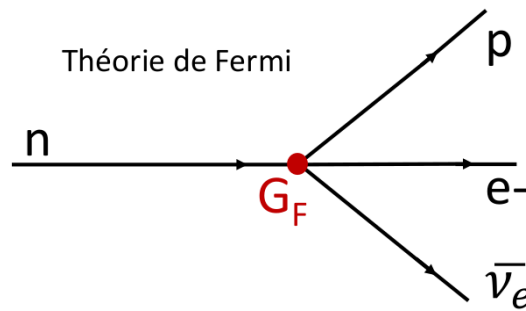


FIGURE 3.2 : Diagramme de la désintégration  $\beta$  selon la théorie de Fermi développée en 1934 [67].

De plus, il est possible de prévoir une réaction inverse où cet antineutrino interagirait avec un proton afin de produire un neutron et un positon<sup>3</sup> tel que :

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

Cette désintégration  $\beta$  inverse permis la détection d'antineutrinos électroniques provenant d'un réacteur nucléaire en 1956 par F. Reines et C. L. Cowan [68]. Comme vu dans la sous-section 1.1.1, la théorie du Modèle Standard contient trois saveurs de neutrinos. Le neutrino électronique précédemment vu ainsi que le neutrino muonique détecté en 1961 par L.M. Lederman, M. Schwartz et J. Steinberger [69] et le neutrino tauique par la collaboration DONUT en 2001 [70]. Chacun possédant aussi son antiparticule.

<sup>1</sup>signifiant "petit neutron" en italien.

<sup>2</sup>Il s'agit en réalité d'un antineutrino, mais, à l'époque, l'antimatière n'avait été ni observée, ni prédite.

<sup>3</sup>L'antiparticule de l'électron.

## 3.2 Propriétés des neutrinos

### 3.2.1 Interaction faible

Dans la théorie du Modèle Standard actuel, les neutrinos sont des fermions interagissant par l'interaction faible. On les considère comme particules de Dirac impliquant que les neutrinos et les antineutrinos soient des particules différentes. Cependant, il fut théorisé en 1956 [71] puis observé en 1957 [72] que la parité<sup>4</sup> est brisée dans l'interaction faible. Cela implique que les fermions et les antifermions présentent une asymétrie et possèdent des chiralités<sup>5</sup> respectives gauche et droite.

De plus, si une particule ne possède pas de masse, alors sa chiralité et son hélicité<sup>6</sup> seront toujours identiques. Si la particule est massive, ces deux grandeurs peuvent être différentes.

Les observations réalisées en 1958 montrèrent alors que les neutrinos avaient une hélicité gauche [73]. Ainsi, les neutrinos seraient des particules sans masse, une hypothèse actuellement prise en compte dans le Modèle Standard.

Toutefois, l'observation de l'oscillation des neutrinos dont nous parlerons dans la sous-section suivante n'est possible que si les neutrinos possèdent bel et bien une masse. Cela impliquerait alors que des neutrinos droits existent. Ceux-ci n'ont pourtant encore jamais été observés, ils possèderaient donc une section efficace d'interaction avec la matière bien plus faible. Ils furent baptisés "neutrinos stériles".

### 3.2.2 Oscillation des neutrinos

En plus des réacteurs nucléaires, les neutrinos peuvent être produits par d'autres sources. D'une part, les rayons cosmiques interagissent avec l'atmosphère (voir sous-section 1.2.1) produisant des neutrinos atmosphériques et, d'autre part, par le soleil. En effet, les chaînes de réaction de fusion produisent des neutrinos. On peut notamment citer la chaîne proton-proton et le cycle CNO (Carbone-Nitrogen-Oxygène) [74].

Dans les années 1970, en mesurant le flux de neutrinos électroniques solaires arrivant sur Terre, R. Davis et J. Bahcall y ont observé un déficit par rapport au flux

---

<sup>4</sup>La parité traduit l'invariance des équations de physique dans un miroir.

<sup>5</sup>La fonction d'onde des particules se transforme en fonction de la représentation droite ou gauche du groupe de Poincaré.

<sup>6</sup>L'hélicité représente la projection du spin sur sa quantité de mouvement. Si le spin d'une particule est dans la même direction que sa quantité de mouvement, alors son hélicité est droite. Si les directions sont opposées, alors son hélicité est gauche.



de neutrinos électroniques attendu [75]. Confirmé par d'autres expériences par la suite [76, 77], ce déficit peut s'expliquer par une oscillation de la saveur du neutrino (électronique, muonique ou tauique) lors de son parcours. L'oscillation des neutrinos avait déjà été théorisée par Pontecorvo en 1957 [78], puis par Maki, Nagava, et Sakata en 1962 [79].

En admettant une masse pour les neutrinos, on peut définir les différentes saveurs de neutrinos ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ ) comme des combinaisons linéaires de 3 états de masse ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$ ) selon une matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) telle que :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

ainsi, un état de saveur est donné par :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (k = 1, 2, 3) \quad (3.3)$$

Selon la théorie d'oscillation des neutrinos, l'état de masse des neutrinos évolue selon le temps [80]. Cela implique que les états de saveurs évoluent aussi comme :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad (3.4)$$

Par conséquent, la superposition des états de neutrinos massifs  $|\nu_\alpha\rangle$  à  $t = 0$ , devient une superposition d'états de saveurs différentes à  $t > 0$ . La probabilité qu'un état de saveur transitionne peut alors être écrit :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (3.5)$$

L'énergie propre des états de masses est, elle, définie par la relation de dispersion suivante :

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \quad (3.6)$$

avec  $p$  l'impulsion et  $m_k$  la masse. Pour des neutrinos ultra-relativistes, cette relation de dispersion et la différence entre les énergies de deux états peuvent être approximées comme :

$$E_k \approx E + \frac{m_k^2}{2E} \longrightarrow E_k - E_j \approx \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E} \quad (3.7)$$

avec  $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ . De plus, comme les neutrinos ultra-relativistes se propagent presque à la vitesse de la lumière, on peut approximer le temps de propagation  $t$  comme la distance de propagation  $L$ <sup>7</sup> qui correspond à la distance entre la source et le détecteur. On peut alors réécrire la probabilité d'oscillation de l'équation 3.5 :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}} \quad (3.8)$$

Cette expression montre que la phase d'oscillation des neutrinos dépend de la distance source-détecteur  $L$  et de l'énergie du neutrino  $E$  selon :

$$\Phi_{kj} = -\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \quad (3.9)$$

Comme on peut voir dans les équations 3.8 et 3.9, si les neutrinos n'ont pas de masse, alors le paramètre de différence de masse  $\Delta m_{kj}^2$  est nul. Il serait alors impossible d'observer une oscillation des neutrinos.

L'oscillation des neutrinos fut pourtant mesurée pour la première fois par l'expérience Super-Kamiokande en 1999 [81] en étudiant les neutrinos atmosphériques. Par la suite, les expériences SNO, en 2002 [82] et KamLAND en 2003 [83] corroborèrent aussi cette observation en étudiant respectivement les neutrinos solaires et ceux provenant de réacteurs nucléaires.

### 3.2.3 Hiérarchie et mesure de masse

L'étude de l'oscillation des neutrinos, nous permet d'avoir accès aux différences de masse entre les trois états des neutrinos. Les meilleurs résultats nous ont permis de déterminer que :  $\Delta m_{12} > 0$  et  $|\Delta m_{23}^2| \ll |\Delta m_{12}^2|$  [84]. Deux hiérarchies de masse sont alors possibles, celle dite normale avec  $m_3 > m_2 > m_1$ , et celle dite inversée pour laquelle  $m_2 > m_1 > m_3$ . Ces deux hiérarchies ainsi que la contribution de chaque état de saveur à chaque état de masse sont représentées sur la figure 3.3.

Cependant, il n'est pas possible de mesurer la masse des neutrinos grâce à l'os-

<sup>7</sup>En prenant la valeur de  $c=1$

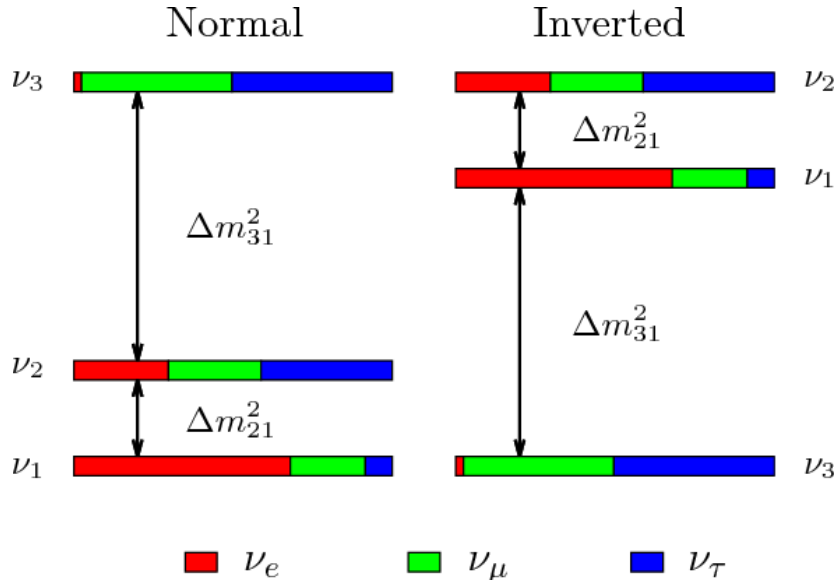


FIGURE 3.3 : Illustration des hiérarchies de masses normale et inversée des neutrinos. La contribution de chaque état de saveur pour chaque état de masse est représenté en couleur [85].

cillation. Pour cela, plusieurs approches sont envisagées :

- La méthode directe cherche à mesurer précisément le spectre en énergie d'une désintégration  $\beta$ . En effet, l'énergie maximale que peut avoir l'électron émis par une telle désintégration est  $Q_\beta - m_\nu c^2$  soit la différence entre l'énergie disponible et la masse du neutrino<sup>8</sup>. Cette méthode représentée sur la figure 3.4 est utilisée par l'expérience KATRIN qui se sert de tritium comme source beta [86]. Cela a permis de poser une limite haute sur la masse du neutrino électronique avec un niveau de confiance de 90% :  $m_\nu < 0,45$  eV [87]. Cette technique a pour avantages de ne pas se reposer sur une théorie particulière et est donc indépendante du modèle.
- La méthode indirecte se base sur l'analyse des anisotropies du fond diffus cosmologique (dont nous avons déjà parlé sous-section 2.1.2). Les derniers résultats de la collaboration Planck ont alors permis de poser une limite sur la somme des 3 états de masse des neutrinos [38]. Nous avons alors  $\sum_i m_i < 0,15$  eV pour la hiérarchie normale et  $\sum_i m_i < 0,17$  eV pour la hiérarchie inversée [89]. Cette méthode dépend néanmoins de la validité du modèle  $\Lambda$ CDM.

<sup>8</sup>Dans ce cas, l'énergie cinétique du neutrino est alors nulle.

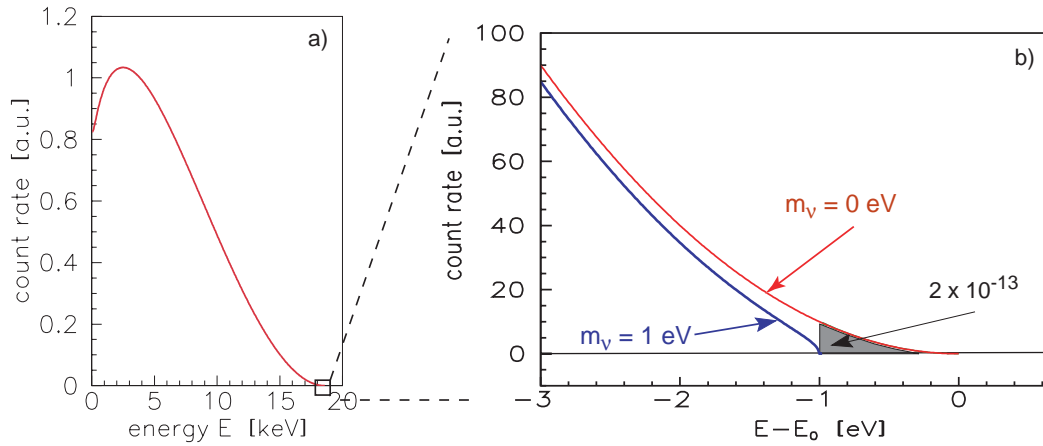


FIGURE 3.4 : Spectre en énergie des électrons émis par désintégration  $\beta$  du tritium dans l'expérience KATRIN : (a) complet et (b) région étroite autour de  $E_0$ , l'énergie maximale. Le spectre  $\beta$  y est représenté pour des masses de neutrinos de 0 et 1 eV, respectivement en rouge et en bleu [88].

- Une dernière méthode serait par l'observation d'une double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos (présentée sous-section 3.3.2). Cela permettrait de prouver que le neutrino est une particule de Majorana (voir sous-section 3.2.4) et de mesurer sa masse effective.

### 3.2.4 Origine de la masse des neutrinos

Comme vu précédemment, les neutrinos sont des fermions considérés sans masse dans le Modèle Standard. Cependant, l'observation de l'oscillation des saveurs implique que les neutrinos soient bien des particules massives. Pour expliquer l'origine de ce terme de masse, plusieurs théories existent :

- Masse de Dirac : le neutrino est ici considéré comme une particule de Dirac au même titre que les autres fermions. Il acquiert alors sa masse ( $m$ ) en étant décrit par le spineur  $\psi$  de Dirac, solution de l'équation [90] :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (3.10)$$

avec  $\partial_\mu$  la dérivée covariante telle que :

$$\partial_\mu = \left( \frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.11)$$

et  $\gamma^\mu$  les matrices de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

où  $I$  est la matrice identité à deux dimensions et  $\sigma_i$  sont les matrices de Pauli.

Dans le cas d'un fermion massif, deux états de chiralité gauche (L) et droite (R) sont possibles. On a alors les deux opérateurs suivants :

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) \quad \text{et} \quad P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5) \quad (3.13)$$

$\gamma^5$  est la matrice de Dirac définie telle que :

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

ce qui nous permet d'avoir :

$$\psi_{L/R} = P_{L/R}\psi \quad (3.15)$$

L'utilisation de l'opérateur de chiralité nous impose que :

$$\overline{\psi_{L/R}}\psi_{L/R} = \overline{\psi}P_{R/L}P_{L/R}\psi = 0 \quad (3.16)$$

La masse du neutrino apparait alors par l'interaction de Yukawa avec le boson de Higgs [91]. Son Lagrangien ( $\mathcal{L}_m^D$ ) fait intervenir le terme de masse de Dirac ( $m_D$ ) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^D &= -\overline{\psi}m_D\psi \\ &= -m_D\overline{(\psi_L + \psi_R)}(\psi_L + \psi_R) \\ &= -m_D(\overline{\psi_R}\psi_L + \overline{\psi_L}\psi_R) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Ainsi, dans cette hypothèse, un neutrino droit doit exister pour que le neutrino acquière une masse bien que, pour l'instant, seuls des neutrinos gauches ont été observés. De plus, de par la masse très faible des neutrinos, ceux-ci devraient avoir une constante de couplage de Yukawa beaucoup plus faible que les autres fermions (six ordres de grandeurs) ce qui paraît étrange.

- Masse de Majorana : Un nouveau formalisme, proposé par E. Majorana en

1937, considère le neutrino comme sa propre antiparticule [92]. Ainsi, on peut utiliser la matrice de conjugaison de charge  $C$  définie comme :

$$C\gamma_\alpha^T C^{-1} = \gamma_\alpha \quad \text{et} \quad C^T = -C \quad (3.18)$$

avec  $\alpha = (0,1,2,3)$ . Cela nous permet de définir les neutrinos droits comme une paramétrisation des neutrinos gauches :

$$C\psi_{L/R} \rightarrow (\psi_{L/R})^C = (\psi^C)_{R/L} \quad (3.19)$$

Le champ de neutrino de Majorana ( $\psi^M$ ), solution de l'équation de Dirac, peut alors s'écrire :

$$\psi^M = \psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^C \quad (3.20)$$

Son lagrangien ( $\mathcal{L}_m^M$ ) introduit alors deux termes de masses ( $m_L$  et  $m_R$ ) et est exprimé comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m^M &= -\overline{\psi^M} m_{L/R} \psi^M \\ &= -m_{L/R} \overline{(\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^C)} (\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^C) \\ &= -m_{L/R} (\overline{(\psi_{L/R})^C} \psi_{L/R} + \overline{\psi_{L/R}} (\psi_{L/R})^C) \end{aligned} \quad (3.21)$$

Ce formalisme a deux avantages principaux par rapport à celui de Dirac. Premièrement, il est possible de ne considérer que le cas L dans l'équation 3.21 et ainsi générer une masse sans neutrino droit. Secondement, il n'implique pas de couplage au champ de Higgs et donc pas de couplage de Yukawa faible. Cependant, la théorie de Majorana implique une violation du nombre Leptonique qui n'a toujours pas été observée.

- Mécanisme de la balançoire : Une dernière approche dite de "see-saw" (en anglais) est la plus populaire, permettant de générer une masse au neutrino tout en expliquant pourquoi sa valeur est si faible [91]. On considère dans ce cas les deux solutions de Dirac et de Majorana menant à un Lagrangien commun :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_m^{D+M} &= \mathcal{L}_m^D + \mathcal{L}_m^M \\
&= -m_D \bar{\psi}_R \psi_L - \frac{1}{2} (m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R) \\
&\quad - m_D \bar{\psi}_L \psi_R - \frac{1}{2} (m_L \bar{\psi}_L (\psi_L)^c + m_R \bar{\psi}_R (\psi_R)^c)
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Le facteur  $\frac{1}{2}$  de normalisation traduit la non-indépendance de  $(\psi_{L/R})^c$  et  $\overline{\psi_{L/R}}$  dans le formalisme de Majorana. On peut exprimer ce lagrangien sous la forme de matrices en introduisant deux champs spineur :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi^c)_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} (\psi^c)_R \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} \tag{3.23}$$

Le lagrangien général peut ainsi s'écrire :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_m^{D+M} &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \overline{(\psi_R)^c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + h.c. \\
&= -\frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + h.c.
\end{aligned} \tag{3.24}$$

avec  $h.c.$  la matrice hermitienne conjuguée. En diagonalisant la matrice de masse, il est possible de générer deux états de masse propre du neutrino  $m_+$  et  $m_-$  :

$$m_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \left( m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \tag{3.25}$$

En prenant en compte que  $m_L \sim 0$  pour préserver la symétrie de jauge et que  $m_R \gg m_D$  car  $m_R$  est la source de violation du nombre leptonique, les deux états de masse se simplifient en :

$$m_+ \sim m_R \quad \text{et} \quad m_- \sim \frac{m_D^2}{m_R} \tag{3.26}$$

et on a alors les deux états propres :

$$\begin{aligned}\Psi_+ &= (\psi_R + (\psi^C)_R) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_L + (\psi_L)^C) \\ \Psi_- &= (\psi_L + (\psi^C)_L) - \frac{m_D}{m_R}(\psi_R + (\psi_R)^C)\end{aligned}\quad (3.27)$$

Ainsi, puisque  $\frac{m_D}{m_R} \ll 1$ ,  $\Psi_-$  décrit un neutrino léger majoritairement gauche et  $\Psi_+$  un neutrino massif principalement droit qui interagit très peu (neutrino stérile). Toutefois, cette solution nécessite aussi que le neutrino soit une particule de Majorana. De plus, cette non-conservation du nombre leptonique pourrait être à l'origine de l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers à travers le mécanisme de leptogenèse [93]. L'identification de la nature du neutrino comme une particule de Dirac ou de Majorana est donc très importante. Pour cela, on cherche à observer une violation du nombre leptonique qui impliquerait que le neutrino soit bien de Majorana. Parmi les méthodes possibles, la détection d'une double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ ) sera décrite dans la section suivante.

### 3.3 La double désintégration $\beta$

La désintégration  $\beta^-$  [ $\beta^+$ ] simple permet la conversion d'un neutron en proton [proton en neutron] au travers de l'émission d'un électron [positron] et d'un antineutrino [neutrino]. Le nombre de masse  $A$  étant conservé, on passe alors du noyau père ( $A, Z$ ) à un noyau fils ( $A, Z+1$ ) [ $A, Z-1$ ]. Une telle désintégration n'est possible que si la masse du noyau fils est plus faible que celle du noyau père. Cette masse est donnée par la formule semi-empirique de masse de Bethe-Weizsäcker basée sur le modèle nucléaire de la goutte liquide [94] :

$$M(A, Z) = Zm_p + Nm_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (3.28)$$

où  $Zm_p$  et  $Nm_n$  correspondent respectivement aux masses des protons et des neutrons dans le noyau et les autres termes correspondent à l'énergie de liaison entre les nucléons. Elle dépend de nombreux facteurs, à savoir le volume, la surface, la répulsion coulombienne, l'asymétrie et les coefficients d'appariement. L'énergie  $Q$  de la désintégration correspond alors à la différence de masse entre le noyau père et le noyau fils ( $Q = M_{\text{père}} - M_{\text{fils}}$ ).



Dans le cas de certains isotopes  $(A,Z)$  dont la désintégration simple  $\beta^-$  [ $\beta^+$ ] vers un noyau  $(A,Z+1)$  [ $(A,Z-1)$ ] n'est pas permise, il est cependant possible d'observer une double désintégration  $\beta$  car l'état  $(A,Z+2)$  [ $(A,Z-2)$ ] possède une masse plus faible. On parle alors de mécanisme de second ordre<sup>9</sup>. Les principes de double désintégration  $\beta$  sont montrés sur la figure 3.5.

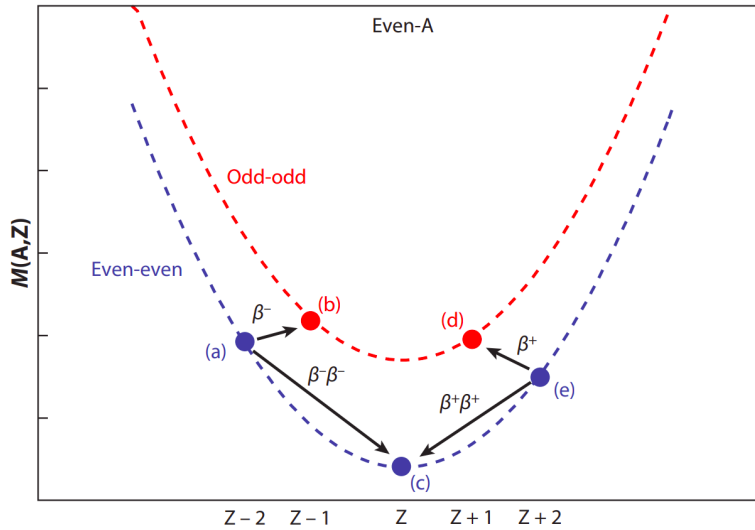


FIGURE 3.5 : Paraboles de masse pour des isobares nucléaires avec un nombre de nucléons  $(A)$  pair. En raison du terme de couplage dans la formule semi-empirique de masse (équation 3.28), les noyaux avec un nombre pair-pair (en bleu) de nucléons ont des masses plus basses que les noyaux avec un nombre impair-impair (en rouge) de nucléons. Ainsi, la désintégration  $\beta^-$  est impossible du point (a) au point (b), alors que dans un processus de deuxième ordre, la désintégration  $\beta^-\beta^-$  est énergétiquement possible du point (a) au point (c). De même, la désintégration  $\beta^+\beta^+$  ou la double capture électronique peuvent se produire entre le point (e) et le point (c) [95].

La double désintégration  $\beta$  est généralement accompagnée par l'émission de deux neutrinos ou antineutrinos. Cependant, un autre processus basé sur la théorie de Majorana fut proposé par W. Furry [96]. En utilisant la supposition que les neutrinos soient des particules de Majorana, il est possible d'imaginer une double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos. Dans la suite de cette thèse, la double désintégration  $\beta^-$  sera notée  $2\nu\beta\beta$  et  $0\nu\beta\beta$  respectivement avec et sans émission de neutrinos. Les diagrammes de Feynman de ces deux processus sont montrés figure 3.6.

<sup>9</sup>La double capture électronique est un autre mécanisme de second ordre en compétition avec la désintégration  $\beta^+\beta^+$  mais ne sera pas plus détaillée dans la suite de ce document.

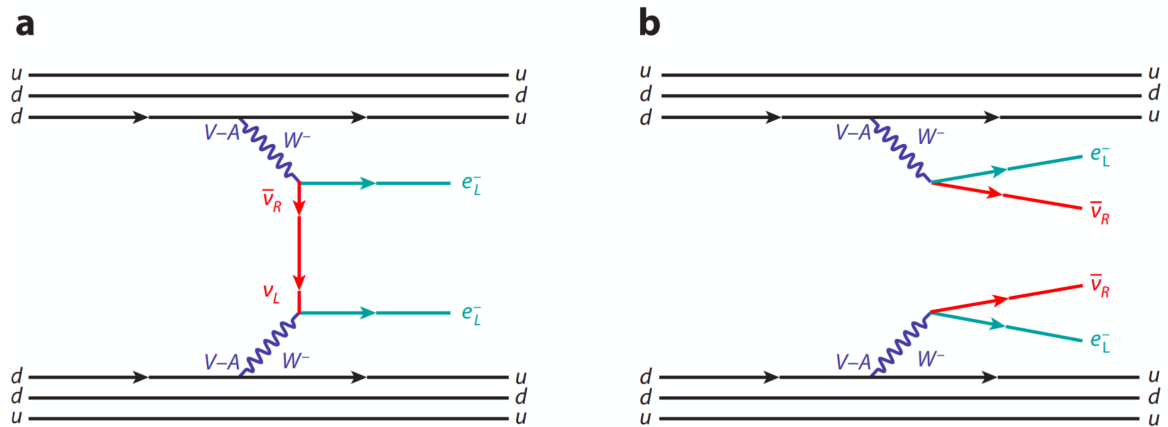


FIGURE 3.6 : Diagrammes de Feynman pour (a) la désintégration  $0\nu\beta\beta$  avec l'échange d'un neutrino léger de Majorana et (b) la désintégration  $2\nu\beta\beta$  [95].

Dans le cas d'une  $0\nu\beta\beta$ , la somme de l'énergie des deux électrons émis est égale à la  $Q_{\beta\beta}$  (énergie libérée lors de la désintégration). Dans le cas d'une  $2\nu\beta\beta$ , cette somme suit une distribution continue puisqu'une partie de l'énergie de la désintégration est prise par les neutrinos émis. Les spectres en énergie de ces deux désintégrations sont illustrés sur la figure 3.7.

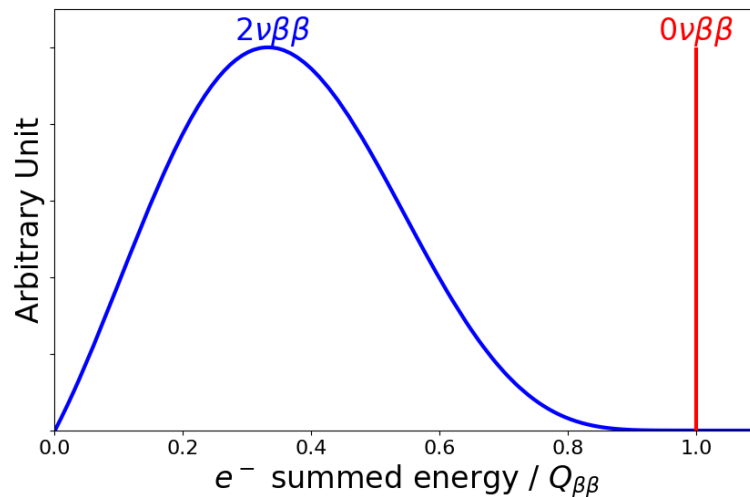


FIGURE 3.7 : Spectre théorique de l'énergie sommée des deux électrons émis normalisée par la  $Q_{\beta\beta}$  pour une décroissance  $2\nu\beta\beta$  (bleu) et une décroissance  $0\nu\beta\beta$  (rouge).

### 3.3.1 La double désintégration $\beta^-$ avec neutrinos

Comme vu précédemment, la double désintégration  $\beta$  avec émission de neutrinos est possible pour certains isotopes selon le principe :



Cependant, la probabilité que deux neutrons décroissent simultanément en protons est faible. La demi-vie de ce processus est définie comme [97] :

$$[T_{1/2}^{2\nu\beta\beta}]^{-1} = G^{2\nu\beta\beta} |M^{2\nu\beta\beta}|^2 \quad (3.30)$$

avec  $G^{2\nu\beta\beta}$  le facteur de phase calculé analytiquement dépendant grandement de l'énergie de la désintégration ( $Q_{\beta\beta}$ ) et  $M^{2\nu\beta\beta}$  l'élément de matrice nucléaire<sup>10</sup> déterminé suivant des modèles de physique nucléaire. Le calcul de ce dernier implique de passer par toutes les transitions possibles entre le noyau pair-pair initial et le noyau pair-pair final. Un exemple de double désintégration  $\beta$  est montré sur la figure 3.8 dans le cas du  $^{100}\text{Mo}$ .

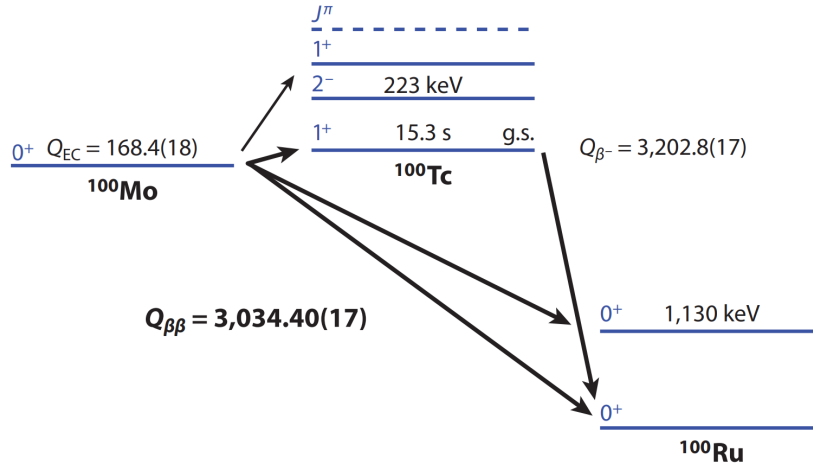


FIGURE 3.8 : Illustration du diagramme des niveaux nucléaires pour l'isotope  $^{100}\text{Mo}$  [95].

On voit alors que cette transition passe par un état intermédiaire virtuel impair-impair. Cette transition se fait sur tous les niveaux  $1^+$  du noyau intermédiaire. Il faudrait alors prendre en compte toutes ces transitions individuellement pour le calcul de la matrice nucléaire. Pour simplifier le calcul, deux approximations sont

<sup>10</sup>Nuclear Matrix Element (NME) en anglais

considérées. L'hypothèse *single-state dominance* (SSD) ne prend en compte que le passage par l'état de plus basse énergie du noyau intermédiaire qui serait dominant par rapport aux autres. L'hypothèse *higher-state dominance* (HSD) considère quant à elle que tous les états contribuent. Elle les réunit alors comme un état possédant une énergie moyenne. Ces deux hypothèses mènent à des taux de décroissance ainsi qu'à des spectres énergétiques des électrons émis légèrement différent (voir sous-section 3.4.2). Les expériences NEMO et CUPID-0 ont montré des preuves que la désintégration  $2\nu\beta\beta$  se produirait selon le mécanisme SSD pour des sources respectives de  $^{100}\text{Mo}$  [98] et de  $^{82}\text{Se}$  [99]. Dans le cadre du  $^{136}\text{Xe}$ , KamLAND-Zen a réalisé les mesures les plus récentes, sans pouvoir discriminer les deux modèles [100]. L'apport de l'expérience XENONnT est abordé dans la section 3.4.

Cette désintégration  $2\nu\beta\beta$  fut observée pour différents isotopes. Les durées de vie sont alors résumées dans le tableau 3.1

TABLE 3.1 : Demi vie de la  $2\nu\beta\beta$  mesurée pour différents isotopes [101].

Isotope	Demi vie $T_{1/2}^{2\nu}$ (année)
$^{48}\text{Ca}$	$6,4_{-0,6}^{+0,7}(\text{stat})_{-0,9}^{+1,2}(\text{syst}) \times 10^{19}$
$^{76}\text{Ge}$	$1,925 \pm 0,094 \times 10^{21}$
$^{82}\text{Se}$	$0,860 \pm 0,003(\text{stat})_{-0,013}^{+0,019}(\text{syst}) \times 10^{20}$
$^{96}\text{Zr}$	$2,35_{pm}0,14(\text{stat}) \pm 0,16(\text{syst}) \times 10^{19}$
$^{100}\text{Mo}$	$7,12_{-0,14}^{+0,18}(\text{stat}) \pm 0,10(\text{syst}) \times 10^{18}$
$^{116}\text{Cd}$	$2,63_{-0,12}^{+0,11} \times 10^{19}$
$^{128}\text{Te}$	$2,41 \pm 0,39 \times 10^{24}$
$^{130}\text{Te}$	$7,9 \pm 0,1(\text{stat}) \pm 0,2(\text{syst}) \times 10^{20}$
$^{136}\text{Xe}$	$2,165 \pm 0,016(\text{stat}) \pm 0,059(\text{syst}) \times 10^{21}$
$^{150}\text{Nd}$	$9,34 \pm 0,22(\text{stat})_{-0,60}^{+0,62}(\text{syst}) \times 10^{18}$
$^{238}\text{U}$	$2,0 \pm 0,6 \times 10^{21}$

### 3.3.2 La double désintégration $\beta^-$ sans neutrinos

En plus de la décroissance  $2\nu\beta\beta$ , nous avons vu qu'une autre désintégration sans émission de neutrinos serait possible si le neutrino était une particule de Majorana. Cette décroissance  $0\nu\beta\beta$  se présenterait donc sous la forme :

$$2n \rightarrow 2p + 2e^- \quad (3.31)$$

Comme vu sur la figure 3.6, lors de cette réaction, un neutrino léger de Majorana est échangé. La masse  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  de ce neutrino échangé serait alors [91] :

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_k U_{ek}^2 m_k \right| \quad (3.32)$$

avec  $m_k$  les masses des neutrinos de Majorana  $\nu_k$  et  $U_{ek}$  les éléments de la matrice PMNS précédemment définie équation 3.2. La demi-vie de ce processus  $0\nu\beta\beta$  est définie comme :

$$[T_{1/2}^{0\nu\beta\beta}]^{-1} = G^{0\nu\beta\beta} |M^{0\nu\beta\beta}|^2 \frac{|m_{\beta\beta}|^2}{m_e^2} \quad (3.33)$$

avec  $G^{0\nu\beta\beta}$  et  $M^{0\nu\beta\beta}$  les versions du facteur de phase et de l'élément de matrice nucléaire sans émission de neutrinos. Les expériences de recherche de la décroissance  $0\nu\beta\beta$  cherchent à mesurer cette demi-vie afin de pouvoir calculer la masse effective du neutrino de Majorana. Le calcul de  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  dépend de la masse du neutrino le plus léger (équation 3.32) et donc de la hiérarchie considérée comme on peut le voir sur la figure 3.9 en plus des limites atteintes par certaines expériences. Le  $^{136}\text{Xe}$  est alors l'isotope fournissant les contraintes les plus fortes.

Pour le  $^{136}\text{Xe}$ , la meilleure limite basse sur la demi-vie de la  $0\nu\beta\beta$  atteinte par KamLAND-ZEN est de  $3,8 \times 10^{26}$  années avec un niveau de confiance de 90% [102]. Cela a permis de placer la meilleure contrainte sur la limite haute sur la masse effective du neutrino de Majorana :  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 28 - 122$  meV. Les différences de masse possibles dépendent du modèle utilisé. En effet, le calcul du facteur de phase ( $G^{0\nu\beta\beta}$ ) [103] ainsi que le modèle utilisé pour obtenir l'élément de matrice nucléaire<sup>11</sup>  $M^{0\nu\beta\beta}$  sont les plus grandes sources d'incertitude sur le calcul de  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ . Afin d'améliorer cette limite, les futures expériences devront améliorer la masse active de détection, le temps d'exposition, l'efficacité de détection et/ou le bruit de fond. De plus, une meilleure compréhension du modèle nucléaire devra être achevée pour réduire l'incertitude théorique.

<sup>11</sup>Parmi eux, on peut citer les modèles EDF [104], IBM [105], SM [106] et QRPA [106] utilisés dans KamLAND-ZEN pour calculer les incertitudes.

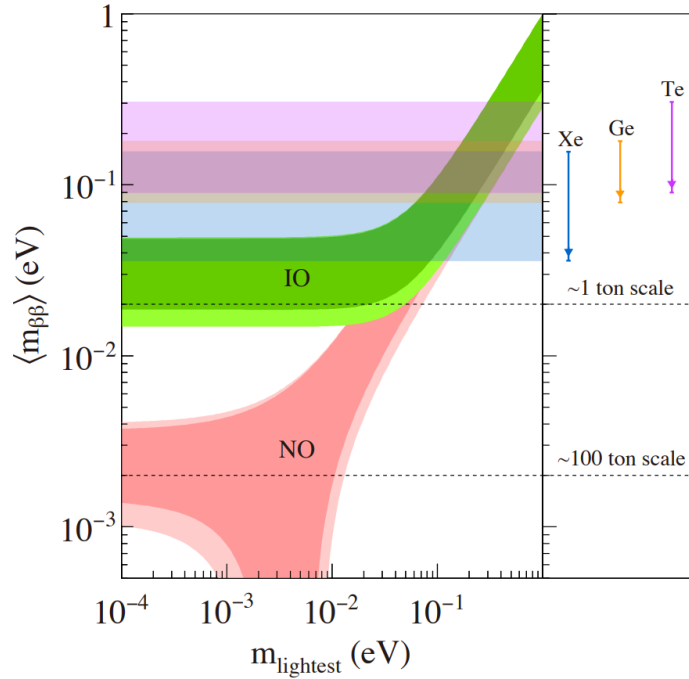


FIGURE 3.9 : Masse effective du neutrino de Majorana  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  en fonction de la masse du neutrino le plus léger  $m_{\text{lightest}}$ . Les régions rouges et vertes foncées représentent les prédictions basées sur les valeurs ajustées des paramètres d'oscillation des neutrinos pour l'ordre normal des masses (NO) et l'ordre inversé des masses (IO), tandis que les régions rouges et vertes claires indiquent les plages à  $3\sigma$  calculées à partir des incertitudes des paramètres d'oscillation [107, 108]. Les bandes horizontales représentent les limites supérieures à 90% de niveau de confiance sur  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  avec le  $^{136}\text{Xe}$  de KamLAND-Zen [20], le  $^{76}\text{Ge}$  de GERDA [109] et le  $^{130}\text{Te}$  de CUORE [110]. Les lignes horizontales en pointillés indiquent l'échelle de masse requise de la source  $\beta\beta$  pour une exploration approfondie de chaque région IO et NO [111].

### 3.4 Modèles théoriques de double désintégration $\beta$ dans XENONnT

Dans l'expérience XENONnT, le  $^{136}\text{Xe}$  est notre source pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$ . Cet isotope pouvant se désintégrer par double  $\beta$  est naturellement présent dans le xénon liquide avec une abondance de 8,9% en concentration molaire [112]. L'énergie de cette désintégration est  $Q_{\beta\beta} = 2457 \pm 13$  keV [113]. Les modélisations SSD et HSD ont été implémentées dans l'outil de simulation de XENONnT afin d'en délimiter l'impact et pour permettre à terme une modélisation plus efficace.

### 3.4.1 La double désintégration $\beta$ avec neutrinos comme source de bruit de fond

Selon la théorie, le spectre de la double désintégration  $\beta$  sans neutrinos est un dirac situé à la  $Q_{\beta\beta}$  et le spectre de la double désintégration  $\beta$  avec neutrinos se termine à la  $Q_{\beta\beta}$ . La  $2\nu\beta\beta$  ne serait donc pas un bruit de fond dans la recherche  $0\nu\beta\beta$ . Cependant, la résolution énergétique du détecteur va avoir pour effet d'élargir ces spectres. Celui de la  $0\nu\beta\beta$  sera alors une gaussienne centrée sur la  $Q_{\beta\beta}$  et celui de la  $2\nu\beta\beta$  se terminera au-delà de la  $Q_{\beta\beta}$ . Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 3.10, la désintégration  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  est un bruit de fond de la recherche  $0\nu\beta\beta$ <sup>12</sup>. De plus, ce bruit de fond est dominant pour des énergies inférieures à 2 MeV.

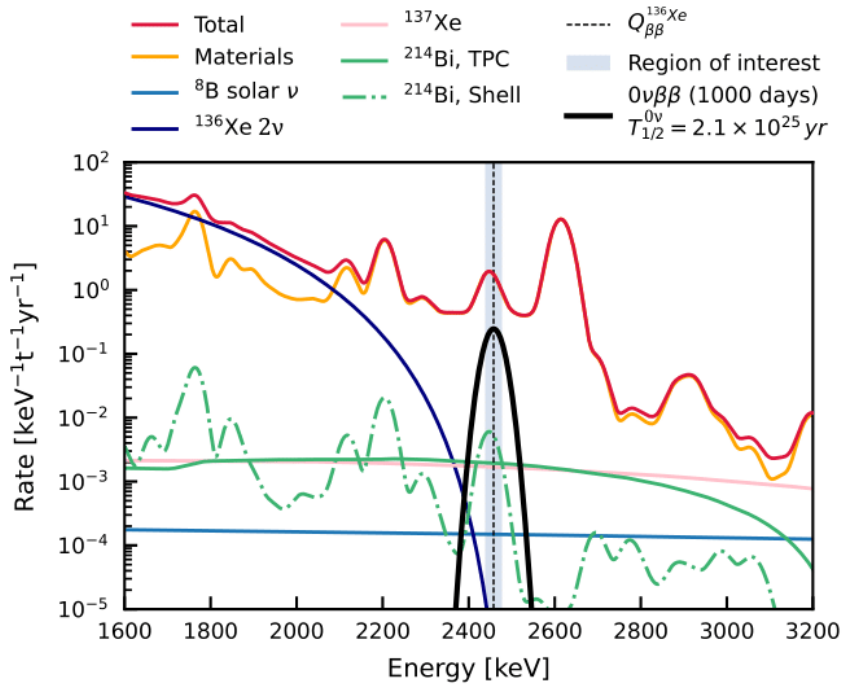


FIGURE 3.10 : Spectre en énergie des bruits de fonds pertinents pour la recherche  $0\nu\beta\beta$  simulé pour l'expérience XENONnT. La  $2\nu\beta\beta$  est dominante en dessous de 2 MeV. Cependant, les contributions dominantes autour de la  $Q_{\beta\beta}$  du  $^{136}\text{Xe}$  proviennent des matériaux et en particulier des émissions  $\beta$  et  $\gamma$  du  $^{214}\text{Bi}$  où le beta est absorbé par les matériaux. La zone bleu clair ombrée indique la ROI à  $2\sigma$  [112].

Comme les deux signaux  $2\nu\beta\beta$  et  $0\nu\beta\beta$  viennent de la même source, améliorer la contribution de l'un, en augmentant par exemple la masse de  $^{136}\text{Xe}$  ou le temps

<sup>12</sup>Même si la contribution la plus importante au bruit de fond de la recherche  $0\nu\beta\beta$  dans XENONnT vient des matériaux.

d'exposition, augmente l'impact de l'autre. Il n'est donc pas possible de diminuer la proportion de  $2\nu\beta\beta$  se produisant dans le détecteur. Il nous faut donc identifier et contraindre au mieux cette désintégration. Pour cela, il nous faut d'abord déterminer quel est le modèle de la double désintégration  $\beta$ .

### 3.4.2 Différence des modèles SSD et HSD pour le $^{136}\text{Xe}$

Comme nous avons pu le voir dans la section 3.3, il existe plusieurs modèles théoriques de la désintégration  $2\nu\beta\beta$ , à savoir les mécanismes SSD et HSD. Examiner la validité de ces mécanismes pour la  $2\nu\beta\beta$  permettrait alors d'avoir une meilleure compréhension de la double désintégration  $\beta$  et ainsi, obtenir un modèle plus précis de la  $0\nu\beta\beta$ . On pourrait alors diminuer les incertitudes théoriques sur la masse effective du neutrino de Majorana  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ . Les spectres en énergies des deux électrons émis par le  $^{136}\text{Xe}$  lors d'une double désintégration  $\beta$  furent alors étudiés par J. Kotila et F. Iachello [114] nous permettant d'avoir accès à ces spectres pour les modèles SSD et HSD. Avec une concentration naturelle de  $^{136}\text{Xe}$  dans le xénon liquide de 8,9%<sup>13</sup>, le nombre d'évènements de  $2\nu\beta\beta$  attendu dans XENONnT par tonne et par an serait de l'ordre de  $10^5$ .

Sur la figure 3.11, on montre alors les deux spectres théoriques SSD et HSD pour  $10^5$  évènements. On observe, sur la différence absolue entre ces deux spectres, que celle-ci est maximale autour de 810 keV, dans une région en énergie où la  $2\nu\beta\beta$  est dominante dans les évènements ER de XENONnT. Cependant, sur la différence relative entre ces deux spectres, on peut voir qu'à cette région en énergie, la différence relative est faible, ce qui pourra rendre cette différence difficile à repérer à cause des bruits de fond ou de la résolution. On remarque toutefois que la différence relative devient plus importante à haute énergie, approchant les 15% à la  $Q_{\beta\beta}$ . Cela permettrait, suite à une prise de données suffisamment, d'observer le spectre à diverse énergie et ainsi investiguer, quel modèle est le plus probable.

Pour cela, il nous faut comparer les données de désintégration  $2\nu\beta\beta$  obtenues dans XENONnT avec les modèles théoriques. Pour connaître la réponse du détecteur pour ces deux modèles, nous allons avoir besoin de réaliser des simulations précises.

<sup>13</sup>concentration présente dans XENONnT.



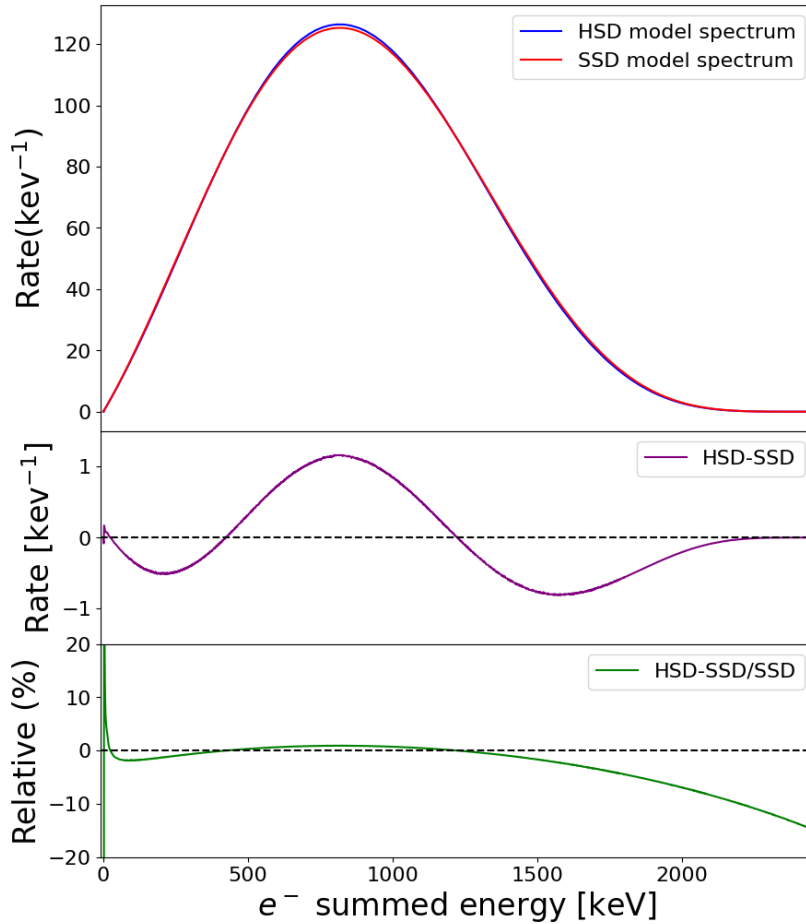


FIGURE 3.11 : Comparaison du spectre en énergie sommé de deux électrons émis lors de la  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  pour les modèles SSD (rouge) et HSD (bleu) calculé par J.Kotilla et F. Iachello [115] pour  $10^5$  évènements. Les différences absolue (violet) et relative (vert) sont aussi montrées dans les panneaux du bas.

### 3.4.3 Simulation de double désintégrations $\beta$ dans XENONnT

Les simulations jouent un rôle crucial dans la conception et l'analyse des données des expériences de physique des événements rares. Elles permettent d'estimer la forme des signaux ou la sensibilité du détecteur. Une méthode couramment utilisée pour la simulation est le Monte-Carlo [116]. Cette méthode probabiliste cherche à calculer une valeur approchée grâce à des procédés aléatoires. Le logiciel GEANT4 (GEometry ANd Tracking) se sert de la méthode Monte-Carlo et est généralement utilisé pour la simulation de particules dans la matière. Il est toutefois nécessaire, pour la simulation, de posséder des modèles des réactions. Cela nous impose donc

de bien comprendre les processus attendus dans le détecteur.

En plus des spectres en énergies des électrons émis par le  $^{136}\text{Xe}$  lors d'une double désintégration  $\beta$ , les travaux de J. Kotila et F. Iachello nous permettent aussi d'obtenir la corrélation angulaire entre ces deux électrons en fonction de l'énergie du premier électron [114]. Cette corrélation angulaire, liée à l'angle d'émission entre les deux électrons, dépend des moments angulaires des niveaux nucléaires impliqués [117] et donc du modèle considéré. En effet, les modèles SSD et HSD proposent des transitions nucléaires différentes modifiant les valeurs de corrélation angulaire. Cependant, par le fort pouvoir d'arrêt du xénon liquide, les deux électrons émis sont détectés après un trajet très faible (de l'ordre de 1 mm), ce qui ne permet pas de les séparer<sup>14</sup>. Les évènements double  $\beta$  apparaîtront donc comme des évènements simples (voir section 6.1 pour plus de détail). La différence de corrélation angulaire ne sera donc pas directement observable par XENONnT mais utilisée pour la simulation.

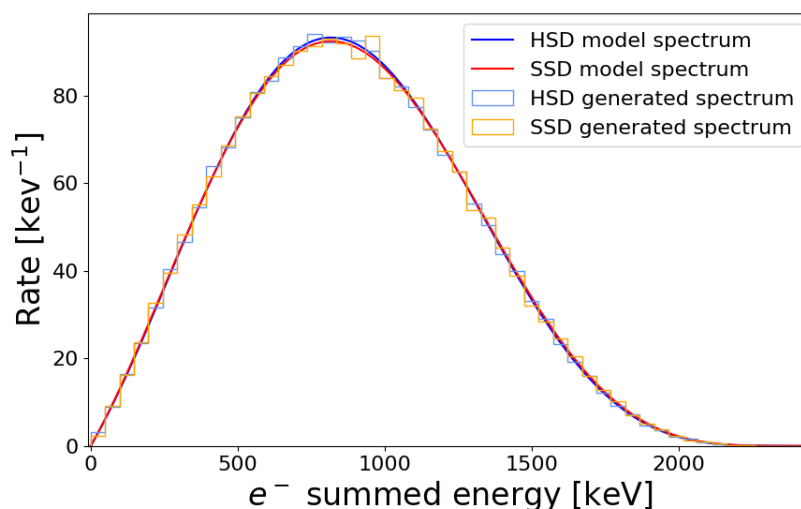


FIGURE 3.12 : Comparaison du spectre en énergie sommée de deux électrons émis lors de la  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  pour les modèles calculés par J.Kotilla et F. Iachello [115] et par la simulation GEANT4 pour  $10^5$  évènements pour les théories SSD et HSD.

L'utilisation de ces spectres en énergie et en corrélation angulaire nous permettent de calculer les impulsions  $x, y$  et  $z$  des électrons émis. De plus, afin de rendre un peu plus compte du caractère probabiliste des particules émises, une contribution aléatoire fut appliquée lors du calcul des impulsions. Celles-ci sont ensuite utilisées

<sup>14</sup>La résolution spatiale de XENONnT est similaire à celle de XENON1T soit 0,5 mm en  $z$  et 8 mm en  $x, y$  [118]

par la simulation GEANT4 développée par la collaboration XENON pour simuler des événements  $2\nu\beta\beta$  dans XENONnT selon les modèles SSD ou HSD ainsi que des événements  $0\nu\beta\beta$ . La figure 3.12 montre les spectres de  $10^5$  événements simulés dans XENONnT grâce à cette méthode selon les théories SSD et HSD de la  $2\nu\beta\beta$ . Les spectres des modèles théoriques sont aussi indiqués afin de les comparer avec les spectres simulés et ainsi vérifier le bon fonctionnement de la conversion et de la simulation. On observe alors un bon accord entre les données simulées et les modèles de J. Kotila et F. Iachello avec des  $\chi^2$  par degré de liberté respectifs de 1,16 pour le modèle SSD et 1,52 pour le modèle HSD.

Il nous est alors maintenant possible de simuler les réponses du détecteur pour des désintégrations  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  selon les modèles SSD et HSD grâce à l'environnement GEANT4 de la collaboration XENON. Le but sera alors de comparer ces deux spectres simulés avec des données expérimentales obtenues par XENONnT afin de savoir s'il est possible d'étudier la validité des modèles SSD et HSD à différentes énergies jusqu'à la  $Q_{\beta\beta}$ . Vu la faible différence d'événements entre les deux modèles, l'expérience se doit d'être la plus stable possible. L'étude de la stabilité spatiale de l'expérience XENONnT sera alors abordée chapitre 5.

De plus, grâce à cette méthode, il nous est aussi possible de simuler des événements de  $0\nu\beta\beta$  afin d'étudier quelle serait la réponse du détecteur à ces événements. Cela permet d'avoir une plus grande compréhension des signaux attendus pour cette désintégration (énergie, forme, distribution, etc).

### 3.5 Conclusion

La détermination de la nature du neutrino en particule de Majorana nous permettrait d'en apprendre plus sur eux. La recherche de la  $0\nu\beta\beta$  est alors une très bonne sonde pour cette recherche qui permettrait d'obtenir la masse effective des neutrinos si elle était observée. Grâce au  $^{136}\text{Xe}$  pouvant se désintégrer par double  $\beta$ , et naturellement présent dans le xénon liquide, l'expérience XENONnT peut participer à cette recherche  $0\nu\beta\beta$ . De plus, grâce à sa grande gamme en énergie et son faible bruit de fond, elle rend possible l'étude du spectre  $2\nu\beta\beta$  à différente énergie tout en continuant d'être sensible aux WIMP comme discuté chapitre 2. Cependant, comme nous pourrons le voir dans la sous-section 4.5.4, la sensibilité de XENONnT à la double désintégration  $\beta$  reste inférieure à d'autres expériences dédiées. Ce travail pourra alors servir en précision de future expérience

## Chapitre 4

# L'expérience XENONnT

La collaboration XENON a été fondée en 2004 dans le but de prouver l'existence des WIMP via la détection directe de leur interaction avec une cible de xénon liquide (LXe). Elle comprend désormais 27 institutions à travers le monde. Quatre détecteurs de taille croissante, basés sur la technologie TPC, ont alors été construits : XENON10, XENON100, XENON1T et XENONnT (montrés figure 4.1) au Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) sous la montagne du Gran Sasso en Italie afin de les protéger des bruits de fond cosmiques. Avec 2 tonnes de xénon liquide comme cible, l'expérience XENON1T a été la première TPC double phase au xénon à l'échelle de la tonne au monde et a fonctionné jusqu'en 2019. Désormais, l'expérience XENONnT possède une masse cible trois fois plus grande et un bruit de fond cinq fois plus faible dans la région d'énergie des WIMP que sa prédécesseure et est en cours d'acquisition de données au LNGS [119].

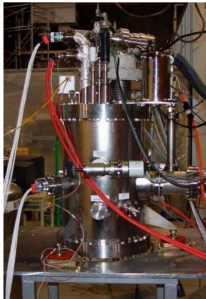



	XENON10	XENON100	XENON1T	XENONnT
				
Date	2005 - 2007	2008 - 2016	2013 - 2019	2021 -
Masse active	15 kg	62 kg	2000 kg	5900 kg
Sensitivité	$\sim 10^{-44}$ cm <sup>2</sup>	$\sim 10^{-45}$ cm <sup>2</sup>	$\sim 10^{-47}$ cm <sup>2</sup>	$\sim 10^{-48*}$ cm <sup>2</sup>
				* Projection

FIGURE 4.1 : Chronologie des expériences de la collaboration XENON avec la période de fonctionnement respective, la masse active du xénon utilisée et la meilleure sensibilité aux WIMP obtenue ou projetée. Crédits : Collaboration XENON.

De plus, grâce aux excellentes performances du détecteur, il est également possible de rechercher d'autres événements rares tels que la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos ( $0\nu\beta\beta$ ).

## 4.1 Principe de détection au xénon

### 4.1.1 Utilisation du xénon comme cible

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 1, les expériences qui ont pour but de détecter des événements rares doivent augmenter la probabilité de détecter les signaux recherchés. Pour cela, il faut, d'une part, maximiser l'exposition en augmentant le temps d'acquisition et le volume cible et, d'autre part, minimiser le bruit de fond en se protégeant de ceux provenant de l'extérieur du détecteur et en réduisant ceux venant du détecteur en lui-même. Il est alors important de bien choisir la cible de détection pour qu'elle soit la plus pertinente possible pour les événements recherchés. Par leur nature, les gaz nobles liquéfiés font d'excellentes cibles. En effet, ils permettent de créer un milieu homogène et stable même avec un grand volume de détection.

De plus, comme expliqué dans la sous-section 2.3.2, la section efficace d'interaction entre un WIMP et un noyau est proportionnelle au carré du nombre de masse ( $A^2$ ). Ainsi, en utilisant un noyau lourd, on augmente la probabilité d'interaction du WIMP. Parmi les gaz nobles, le plus lourd est le radon. Cependant, la totalité de ses isotopes sont radioactifs, ce qui l'exclue des cibles potentielles. Le deuxième plus lourd est le xénon dont la majorité des isotopes naturels sont stables.

Les isotopes radioactifs à grande durée de vie naturellement présents dans le xénon sont : le  $^{124}\text{Xe}$  présent à 0,1% et le  $^{136}\text{Xe}$  présent à 8,9% se désintégrant respectivement par double capture électronique et par double désintégration  $\beta$  avec des durées de vie de  $(1,1 \pm 0,2_{stat} \pm 0,1_{sys}) \times 10^{22}$  ans et  $(2,165 \pm 0,016_{stat} \pm 0,059_{sys}) \times 10^{21}$  ans [112]. Le  $^{136}\text{Xe}$  sert alors de source naturelle pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$ . De plus, la densité élevée du xénon ( $\rho_{LXe} = 2,953 \text{ g/cm}^3$  à 177 K<sup>1</sup> [120]) permet d'augmenter la probabilité d'interaction d'une particule incidente dans un volume réduit. En plus de servir à augmenter les chances d'observer un événement rare comme l'interaction d'un WIMP, le xénon présent dans le détecteur mais en dehors

<sup>1</sup>température pour laquelle le xénon est dans sa phase liquide.

du volume fiduciel sert de blindage supplémentaire contre les bruits de fond extérieurs.

Enfin, les propriétés de scintillation et d'ionisation du xénon en font un excellent milieu de détection. En effet, lorsqu'une particule incidente interagit avec du xénon, elle génère soit un recul nucléaire (NR) si la particule est un WIMP ou un neutron, soit un recul électronique (ER) si la particule est un photon ou une particule chargée [121]. Dans les deux cas, une telle collision va produire de la chaleur (mouvement atomique), de l'excitation (au travers de la création d'excitons  $\text{Xe}^*$ ) et des ionisations (par création de  $\text{Xe}^+$  avec émission d'électrons) comme montré sur la figure 4.2. Les excitons  $\text{Xe}^*$  vont alors se combiner avec d'autres atomes de xénon pour créer des dimères excités  $\text{Xe}_2^*$ . La durée de vie de ces dimères dépend de leur état de spin qui peut être soit un singlet, soit un triplet. Les durées de vie respectives de ces états sont alors de  $\sim 4$  ns et  $\sim 22$  ns [122] qui vont se désexciter en émettant un signal ultraviolet d'une longueur d'onde de 178 nm [123]. De leurs côtés, les électrons émis pourront soit se recombiner avec des ions  $\text{Xe}^+$  en excitons  $\text{Xe}^*$ , contribuant par la suite à l'émission du signal de lumière avec un retard de  $\sim 35$  ns, soit s'échapper et ainsi créer un signal de charge. Le signal de lumière émis lors de la collision est appelé S1 alors que le signal de charge contribuera à la création d'un signal S2 comme nous le verrons dans la sous-section suivante. De plus, grâce à la recombinaison des électrons participant à la génération du signal S1, on observe une anti-corrélation entre les signaux S1 et S2.

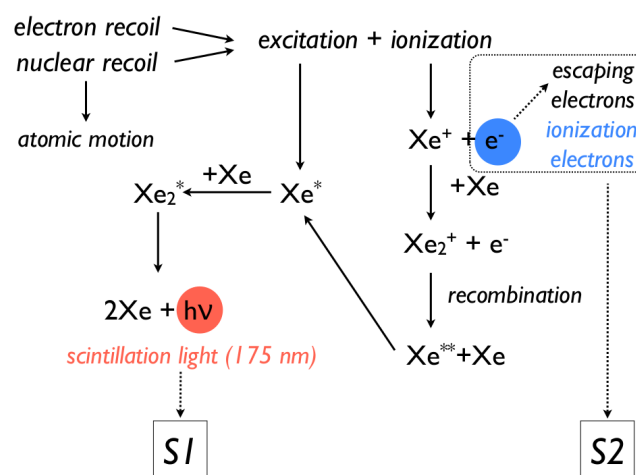


FIGURE 4.2 : Illustration de la production des signaux dans un détecteur au xénon [124].

### 4.1.2 Chambre à projection temporelle

Afin de détecter les signaux de lumière et de charge émis lors de la collision entre une particule incidente et le xénon, la collaboration XENON utilise une chambre à projection temporelle double phase. La TPC de l'expérience XENONnT mesure 1,5 m de hauteur et 1,3 m de diamètre [22]. Une représentation de la TPC utilisée par la collaboration XENON est montrée figure 4.3.

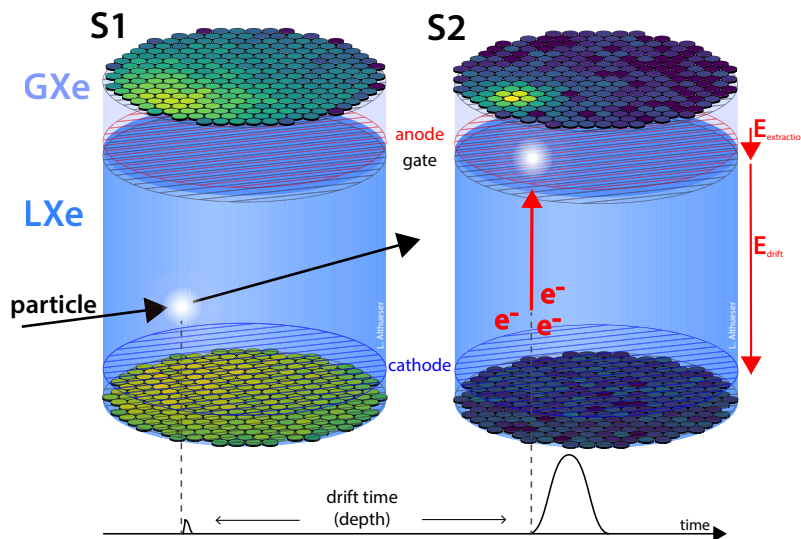


FIGURE 4.3 : Principe de fonctionnement du détecteur à double phase de l'expérience XENONnT. Gauche : Une particule incidente entre en collision avec un atome de xénon liquide, émettant le premier signal lumineux S1. Droite : Les électrons libres sont dérivés par un premier champ électrique puis extraits vers la phase gazeuse par un second champ électrique plus intense, créant le deuxième signal lumineux S2 [125].

Le volume actif de la TPC est encapsulé par 24 panneaux réflecteurs en polytétrafluoroéthylène (PTFE) [22] servant à réfléchir les signaux de lumière émis dans la TPC. Ils cloisonnent le volume actif de détection composé de 5,9 t de LXe à 175 K. Le LXe forme la cible aux particules incidentes et est surplombé par du xénon gazeux (GXe). Lors de la collision avec le LXe, celui-ci émet un premier signal de lumière (S1) qui est immédiatement détecté par des réseaux de PMT (Photo Multiplier Tube) situés en haut et en bas du détecteur. et constitués de respectivement 253 et 241 PMT Hamamatsu R11410-21 [126]. Ces PMT ont été choisis pour leur efficacité à 178 nm [127] (efficacité quantique moyenne de 34,1% à 178 nm et 20°C et efficacité de collection de 90%) et leur faible radioactivité [128]. Le fonctionnement d'un PMT

sera expliqué sous-section [4.1.3](#)

Le LXe émet aussi des électrons lors d'une collision. Grâce aux champs électriques appliqués, ces électrons dérivent vers l'interface liquide-gaz puis sont extraits vers la phase gazeuse. Enfin, les électrons interagissent avec le GXe, produisant un deuxième signal lumineux appelé S2 et détecté par les mêmes réseaux de PMT. Les tensions appliquées aux électrodes sont de 4,9 kV pour l'anode, de 0,3 kV pour la gate et de -2,75 kV pour la cathode. En plus de ces électrodes, la TPC possède deux électrodes de blindage situées respectivement au-dessous et au-dessus des réseaux de PMT supérieur et inférieur afin de protéger les PMT du champ produit par l'anode et la cathode. Ces cinq électrodes sont constituées de fils parallèles d'acier inoxydable d'une épaisseur de 216  $\mu\text{m}$  à l'exception de la cathode (304  $\mu\text{m}$ ), tendus sur des anneaux d'acier inoxydable. La gate et l'anode possède respectivement deux et quatre fils supplémentaires de 304  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, perpendiculaires aux autres fils. Ils servent à contrecarrer la déformation de l'électrode sous l'effet de forces électrostatiques. L'uniformité du champ de dérive est obtenue grâce à des fils de cuivre OFHC<sup>2</sup> parallèles placés autour des panneaux en PTFE [129].

À cause de la diffusion des électrons se produisant lors de leurs dérives dans le xénon liquide, le signal S2 est plus large que le signal S1. De plus, le gain dans la phase gazeuse étant plus élevé, les signaux S2 sont plus intenses que les S1. Ainsi, même s'ils sont détectés par les mêmes PMT, les signaux S1 et S2 ont des caractéristiques différentes, ce qui permet de les distinguer. Les événements sont alors reconstruits en associant les signaux S1 et S2 et en les utilisant pour déterminer la position de l'interaction dans le TPC. En effet, le motif de détection sur les réseaux PMT permet de reconstruire les coordonnées (x,y) tandis que la différence de temps entre S1 et S2, correspondant au temps de dérive des électrons, fournit la profondeur de l'interaction (coordonnée z). La reconstruction des événements sera expliquée plus en détail dans la section [4.4](#).

### 4.1.3 Tubes photomultiplicateurs

Un tube photomultiplicateur (ou PMT) est un dispositif extrêmement sensible utilisé pour détecter des photons et convertir ces signaux lumineux en signaux électriques amplifiés. Un PMT (schématisé figure [4.4](#)) est composé d'un tube sous vide contenant :

---

<sup>2</sup>cuivre sans oxygène et possédant une conductivité élevée.



- Une photocathode : Lorsque frappée par un photon, des électrons sont émis par effet photoélectrique suite à l'excitation du matériau de la photocathode. Le nombre d'électrons éjectés dépend de l'intensité lumineuse.
- Une électrode de focalisation : Elle fait converger l'intégralité des électrons émis en un seul faisceau et les accélère vers les dynodes
- Des dynodes : des électrodes successives de charges croissantes. Lorsqu'un électron frappe une dynode, il libère plusieurs autres électrons. Ce processus est répété à chaque dynode, ce qui multiplie le nombre d'électrons à chaque étape.
- Une anode : le flux d'électrons amplifié est finalement capturé par une anode, où il est converti en un signal électrique mesurable.

L'intensité du signal électrique de sortie dépend ainsi de l'intensité lumineuse du signal collecté par le PMT.

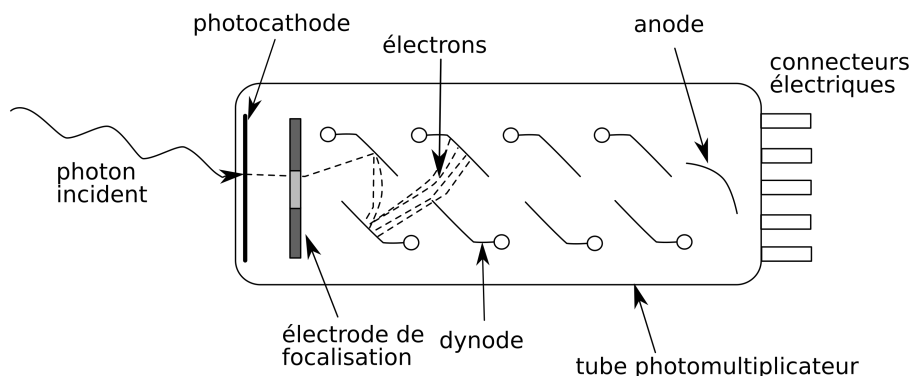


FIGURE 4.4 : Schéma d'un tube photomultiplicateur

#### 4.1.4 Cryostat et protections extérieures

Cette TPC est encapsulée dans un cryostat à double paroi représenté sur la figure 4.5 (à gauche) et constitué de deux cuves en acier inoxydable, choisies afin de minimiser la radioactivité des matériaux dans le domaine énergétique des WIMP ( $\sim 10$  keV).

Le cryostat est placé dans un réservoir en acier inoxydable de 9,6 m de large et de 10,2 m de haut hérité de XENON1T. Ce réservoir rempli de  $\sim 700$  t d'eau sert de

protection passive contre les rayonnements  $\gamma$  et neutroniques environnementaux. De plus, l'instrumentation des parois internes du réservoir avec 84 PMT permet d'en faire un veto à muons actif identifiant les muons provenant des rayons cosmiques en détectant leurs émissions Cherenkov [130]. Un veto neutronique supplémentaire a été développé pour XENONnT encapsulant environ  $33 \text{ m}^3$  autour du cryostat. Il est isolé optiquement du veto à muons par des surfaces réfléchissantes de PTFE et instrumentées avec 120 PMT supplémentaires pour détecter la cascade de rayons  $\gamma$  se produisant après la capture d'un neutron par l'eau [131]. Il permet ainsi de réduire davantage le bruit de fond avec une efficacité de détection des neutrons incidents de  $53 \pm 3\%$  [132] pour les premières prises de données. Un dopage de l'eau par l'injection de sulfate de gadolinium a récemment été réalisé, ce qui permettra d'améliorer l'efficacité du veto à neutrons pour les futures prises de données [126]. Le cryostat et les deux veto sont représentés sur la figure 4.5 (à droite).

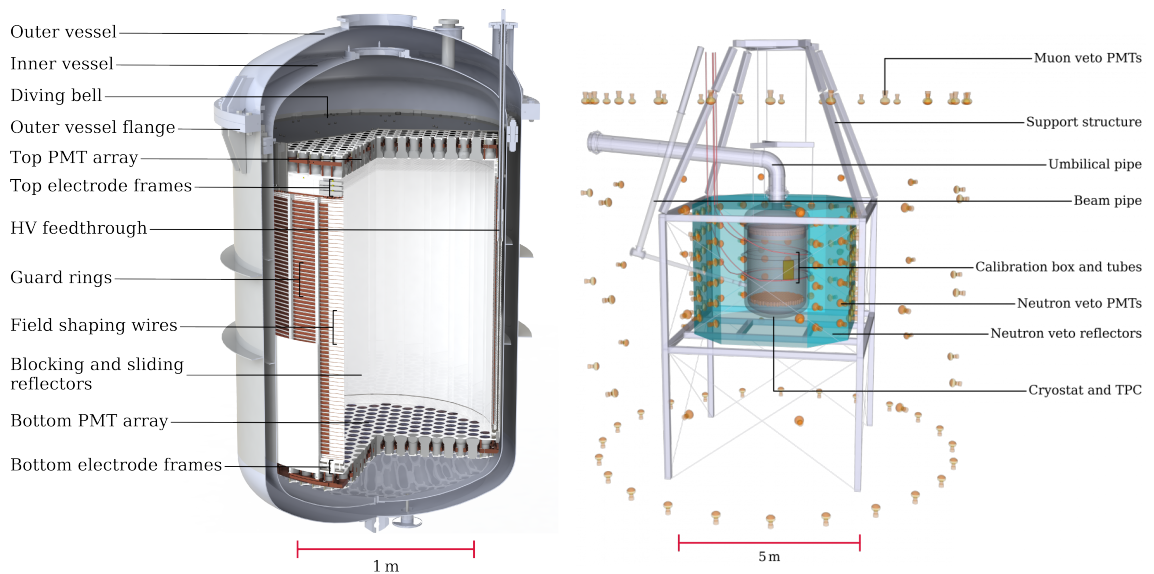


FIGURE 4.5 : Gauche : Représentation du cryostat et de la TPC de XENONnT. La TPC a un diamètre de 1,3 m et fait 1,5 m de haut. Droite : Représentation des trois détecteurs imbriqués, comprenant les vetos à muons et à neutrons. Les parois du réservoir d'eau sont omises pour plus de clarté. Les panneaux réfléchissants, qui séparent optiquement les vetos à muons et à neutrons, sont représentés par des surfaces turquoise transparentes. Les PMT du veto à neutron font face à la région du veto à neutrons à travers des ouvertures dans les panneaux. Les positions des tubes d'étalonnage ainsi que du tube à faisceau sont aussi indiquées. Leur utilité sera détaillée sous-section 4.2.3. Adaptée de [22].

## 4.2 Systèmes additionnels

En plus de la TPC et du réservoir contenant les vetos à muons et à neutron, l'expérience XENONnT est composée de nombreux autres systèmes servant à la manipulation du xénon. On peut alors citer les systèmes de cryogénies, de stockage et de purification du xénon représentés sur la figure 4.6 et qui seront détaillés dans les sous-sections suivantes.

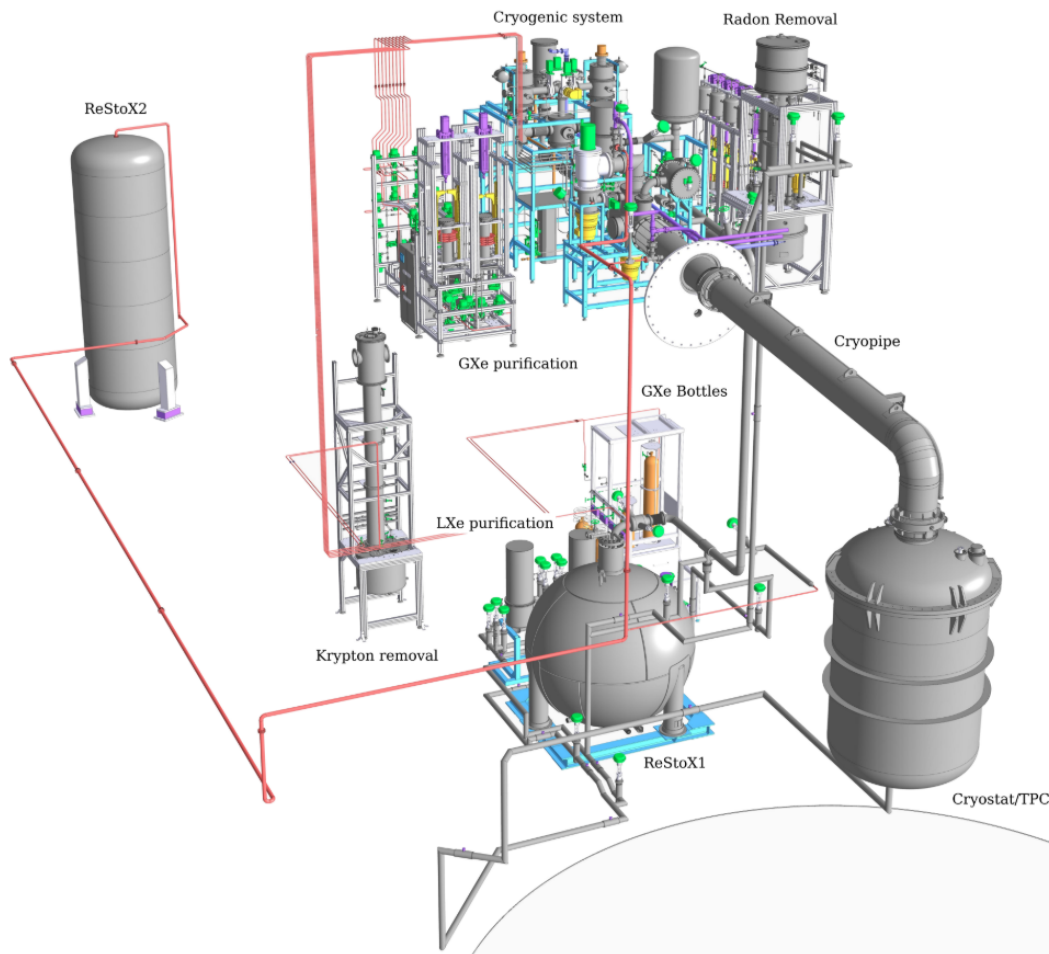


FIGURE 4.6 : Représentation des systèmes de manipulation du xénon dans XENONnT. Ils comprennent le cryostat hébergeant la TPC, le système cryogénique utilisé pour refroidir le xénon (CRY), les systèmes de purification liquide (LXe-PUR) et gazeuse (GXe-PUR) pour éliminer les impuretés électronégatives, les colonnes de distillation cryogénique pour le retrait du krypton (Kr-DST) et du radon (Rn-DST), ReStoX1 et ReStoX2 pour le stockage, le remplissage et la récupération du LXe, et le casier à bouteilles de gaz pour l'ajout de xénon gazeux dans le système [126].

### 4.2.1 Refroidissement et stockage du xénon

Afin de refroidir le LXe à l'intérieur de la TPC jusqu'à sa température de fonctionnement de  $T_0 = -96^\circ\text{C}$ , on utilise un système cryogénique pratiquement identique à celui utilisé pour XENON1T. Ce système cryogénique est composé d'un tuyau isolé sous vide de 6m de long reliant la TPC à la station de refroidissement situé en dehors du réservoir d'eau [133]. L'afflux de chaleur est compensé par deux tubes réfrigérants pulsés redondants (PTR), fournissant chacun une puissance de refroidissement de 250 W. La régulation de la température est obtenue par des contrôleurs qui mesurent la température au niveau d'un bloc de cuivre couplé aux PTR et alimente les radiateurs connectés. En cas de coupure de courant, la pression et la température sont maintenues par un système de secours au diazote liquide ( $\text{LN}_2$ ).

XENONnT est aussi accompagné de deux systèmes de stockage nommés ReStoX1 et ReStoX2 (Recovery and Storage of Xenon) pouvant rapidement récupérer la totalité du xénon en cas d'urgence. ReStoX1 avait été conçu pour l'expérience XENON1T [133]. Il s'agit d'une sphère d'acier inoxydable isolée sous vide pouvant stocker 7,6 tonnes de xénon. ReStox2 peut, quant à lui, contenir 10 tonnes de xénon à température ambiante [126]. En plus d'augmenter la capacité de stockage, il permet aussi de compléter ReStoX1 dans la récupération du xénon. Ainsi, le xénon peut être récupéré avec une vitesse de transfert dépassant 1 t/heure.

### 4.2.2 Purification du xénon

Parmi les systèmes utilisés pour purifier le xénon dans l'expérience XENONnT, on trouve les systèmes de purification au GXe et LXe servant à supprimer les impuretés électronégatives<sup>3</sup> ainsi que les colonnes de distillation du krypton et du radon.

**Purification du xénon gazeux (GXe-PUR)** Le système GXe-PUR est similaire à celui utilisé pour XENON1T [133]. Une partie du LXe est extraite du tuyau du système cryogénique puis évaporée par une combinaison d'échangeurs de chaleur et envoyée au système GXe-PUR. Les impuretés sont supprimées dans deux branches parallèles, chacune équipée d'un purificateur de gaz rares haute température (getter) [126]. De plus, afin de retirer de potentielles traces de tritium observées dans XENON1T [134], les unités de suppression d'hydrogène des getters furent entièrement

<sup>3</sup>Ces impuretés peuvent absorber avec les électrons de dérive réduisant le nombre d'entre eux atteignant la phase gazeuse et donc l'intensité du signal S2.

régénérées pour XENONnT. Les pompes au GXe (QDrive) utilisées dans XENON1T ont été remplacées par des pompes à pistons à couplage magnétique développées sur mesure pour XENONnT [135], pouvant conduire un débit de 50 SLPM (Standard Litre Per Minute) par ligne. De plus, ces nouvelles pompes ont un taux d'émanation de radon bien inférieur aux précédentes [136]. Le système fonctionne généralement à  $\sim 80$  SLPM, répartis également entre les deux branches du purificateur. Le xénon est ensuite liquéfié par des échangeurs de chaleur puis renvoyé dans le cryostat.

**Purification du xénon liquide (LXe-PUR)** En addition au système de GXe-PUR, un nouveau système LXe-PUR a été développé pour XENONnT. Le LXe est alors extrait par un tuyau isolé sous vide situé en bas du cryostat puis refroidi à nouveau par un échangeur de chaleur au LN<sub>2</sub>. Il passe ensuite par l'une des deux branches de purification parallèle où il est purifié par un getter SAES St707 choisis pour sa faible émission de radon<sup>4</sup> [134] pour retirer l'O<sub>2</sub> et d'autres traces d'impuretés électronégatives. Le système est aussi équipé d'une pompe cryogénique avec un faible apport de chaleur permettant un débit de 1 à 4 LPM ( $\sim 4$  à 16 tonnes/jour). Ce système LXe-PUR permet alors de réduire la présence d'impuretés électronégatives en dessous des 0,1 ppb O<sub>2</sub>-équivalent.

L'utilisation de ces deux systèmes de purification a permis d'augmenter la durée de vie des électrons au-delà de 10 ms, ce qui est supérieur à la durée maximale de dérive des électrons dans la TPC ( $\sim 2$  ms).

**Colonne de distillation du krypton (Kr-DST)** Le <sup>85</sup>Kr est un isotope du krypton naturellement présent dans le xénon et pouvant se désintégrer par émission  $\beta$ . Étant, lui aussi, un gaz noble, le krypton ne peut être supprimé par les getters (et donc les systèmes GXe-PUR et LXe-PUR). Pour retirer les traces de krypton du xénon, on utilise une colonne de distillation cryogénique qui fut développée et utilisée pour XENON1T [137]. Cette Kr-DST se sert de la différence de pression de vapeur du krypton et du xénon ainsi que de leurs différentes mobilités dans les milieux poreux. Une concentration inférieure à 360 ppq de <sup>nat</sup>Kr<sup>5</sup> dans le xénon avait été atteinte pour XENON1T en faisant fonctionner la Kr-DST pendant l'acquisition des

<sup>4</sup>Au début des opérations, lorsque la quantité d'impuretés était plus élevée, un purificateur Engelhard Q-5 a été utilisé à la place pour rapidement améliorer la pureté malgré son émanation de radon plus importante.

<sup>5</sup>krypton naturel présent dans le xénon.

données scientifiques (on parle alors d'opération "online") [138]. Pour XENONnT, la totalité du xénon fut distillée avant d'être injectée dans le cryostat (on parle alors d'opération "offline") [126]. De plus, la Kr-DST continue de fonctionner pendant la prise de données traitant 5 SLPM ( $\sim 43$  kg/jour). Grâce à ces 2 opérations, la concentration de  $^{nat}\text{Kr}$  dans le xénon a été réduite à  $56 \pm 36$  ppq au bout de six semaines d'opération "online" [119].

**Colonne de distillation du radon (Rn-DST)** Le radon émanant des matériaux en contact avec le xénon est aussi une source importante de bruit de fond. En effet, parmi ses descendants, on trouve le  $^{214}\text{Pb}$  qui était le bruit de fond ER le plus important dans XENON1T [139]. En raison de sa pression de vapeur différente, la distillation cryogénique peut alors être utilisée pour séparer efficacement le radon du xénon. Ainsi, pour réduire sa concentration dans XENONnT, en plus des choix rigoureux sur les matériaux [11], un nouveau système de purification a été développé. Compte tenu de la demi-vie du  $^{222}\text{Rn}$  de 3,8 jours, un flux de traitement du xénon d'environ 200 SLPM (1,7 tonne/jour) est nécessaire pour atteindre un facteur de réduction du radon de 2,1 dans le volume actif. La Rn-DST permet alors de distiller du xénon extrait à la fois de la phase liquide et de la phase gazeuse [140]. Le LXE est envoyé à la Rn-DST par le LXe-PUR où il y est évaporé. Le radon va s'accumuler en bas de la colonne pendant que le xénon, plus léger, va se diriger vers le haut de la colonne. De plus, le xénon gazeux traverse le tube, offrant une grande surface pour les échanges liquide-gaz, ce qui réduit encore la concentration en radon. Arrivé en haut, le xénon est liquéfié et renvoyé dans le cryostat. L'utilisation de la Rn-DST a permis d'atteindre une activité du  $^{222}\text{Rn}$  inférieur à  $1 \mu\text{Bq/kg}$  dans XENONnT [126]. Malgré cette réduction, le bruit de fond ER à basse énergie ( $< 50$  keV) est toujours dominé par le  $^{214}\text{Pb}$  mais, à plus haute énergie, il devient dominé par la désintégration  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  (voir 4.5.2).

### 4.2.3 Étalonnages interne et externe

Les étalonnages sont nécessaires pour caractériser la réponse de la TPC et des vetos pour une large gamme en énergie et pour différentes particules. Pour la TPC, deux types d'étalonnage existent, l'étalonnage interne où une source radioactive est directement injectée dans le xénon par le GXe-PUR et l'étalonnage externe où la source est placée juste en dehors du cryostat.

**Étalonnage  $^{83m}\text{Kr}$**  Première source d'étalonnage interne, cet isotope du krypton se désintègre en émettant deux  $\gamma$  de 32,2 et 9,4 keV observables dans toute la TPC. La demi-vie de 1,83 h rend cette source idéale pour régulièrement calibrer la TPC pendant les opérations scientifiques, généralement une fois toutes les deux à trois semaines. Elle sert à surveiller la stabilité des rendements de lumière et de charge (à la fois temporellement et spatialement) ainsi que la durée de vie des électrons [141]. L'utilisation et la désintégration du  $^{83m}\text{Kr}$  seront plus amplement détaillées dans le chapitre 5.

**Étalonnage  $^{220}\text{Rn}$**  Le deuxième source radioactive interne est le  $^{220}\text{Rn}$ . Sa chaîne de désintégration contient des émissions  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  de différentes énergies. La désintégration du  $^{212}\text{Pb}$  présent dans la chaîne est particulièrement intéressante en permettant d'obtenir un spectre  $\beta$  jusqu'à une énergie de 560 keV pour caractériser les signaux ER de faible énergie [142]. Une fois l'injection de  $^{220}\text{Rn}$  terminée, le taux de désintégration au sein de la TPC diminue jusqu'à atteindre un niveau équivalent au bruit de fond en quelques heures.

**Étalonnage  $^{37}\text{Ar}$**  La troisième et dernière source radioactive interne est le  $^{37}\text{Ar}$ . Il se désintègre par capture d'électrons, en libérant des électrons Auger et des rayons X conduisant à des raies mono-énergétiques de 2,82, 0,27 et 0,01 keV [143]. Ces pics de très faible énergie sont particulièrement utiles pour calibrer le détecteur à bas seuil de charge. À cause de sa demi-vie assez longue de 35 jours, cet étalonnage est réalisé à la fin ou bien avant une analyse scientifique. Les atomes de  $^{37}\text{Ar}$  sont ensuite éliminés grâce à la Kr-DST.

**Sources externes** Certaines sources ont des durées d'activité trop longues pour être directement diluées dans le xénon. On utilise alors des systèmes extérieurs permettant de les positionner à l'intérieur du veto à neutrons et à proximité du cryostat. Un collimateur en tungstène pouvant contenir une source  $^{88}\text{Y-Be}$  de photo-neutrons peut alors être placée à différentes coordonnées z pour l'étalonnage des NR à faible énergie. De plus, un système de tubes présent autour du cryostat permet d'approcher des sources radioactives de la TPC. Ce système a été utilisé pour calibrer la TPC et le veto à neutrons avec des sources  $\gamma$  de haute énergie ( $^{228}\text{Th}$  et  $^{137}\text{Cs}$ ) et une source de neutrons  $^{241}\text{AmBe}$ . Une source de  $^{232}\text{Th}$  fut aussi utilisée grâce à ces tubes afin de calibrer la réponse du détecteur pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$  (voir

chapitre 6).

**Faisceau à neutrons** Un tube de guidage permet d'envoyer un faisceau collimaté de neutrons provenant d'un générateur émettant des neutrons à une énergie de 2,5 MeV. De plus, pour caractériser la réponse du détecteur aux neutrons de basse énergie, un petit récipient métallique pouvant être remplie d'eau lourde ( $D_2O$ ) depuis l'extérieur est installé. Les neutrons émis par le générateur sont rétro-diffusés par le  $D_2O$  et verront alors leur énergie être réduite ( $\leq 100$  keV) [126]. Les positions des tubes d'étalonnage et du tube de guidage du faisceau à neutrons sont indiquées sur la figure 4.5.

## 4.3 Acquisition et traitement des données

### 4.3.1 Slow control et système d'acquisition des données

Comme nous venons de le voir, l'expérience XENONnT est composée de nombreux sous-systèmes. Le "*slow control*" a alors pour but de surveiller l'état de tous les équipements de ces sous-systèmes. Il utilise une architecture identique à l'expérience XENON1T [133], s'appuyant sur des équipements industriels standards pour le hardware (PAC<sup>6</sup>) et le software (SCADA) [144]. Le "*slow control*" permet de contrôler et automatiser des opérations avancées (modifications des paramètres de la cryogénie, ajustements des tensions des PMT, ect). Les procédures d'étalonnage des 494 PMT de la TPC y sont aussi automatisées pour tester plusieurs grandeurs (gains des PMT, niveau de bruit de fond, taux d'afterpulses<sup>7</sup>) De plus, les paramètres contrôlés sont régulièrement stockés dans une base de données.

En comptant la TPC et les deux veto, l'expérience XENONnT est composée de 698 PMT. Le système d'acquisition des données (DAQ) est utilisé pour lire tous ces PMT tout en permettant à ces trois détecteurs de fonctionner conjointement ou indépendamment [145]. Pour la TPC, les 494 signaux de PMT analogiques sont envoyés dans des amplificateurs à double gain développés sur mesure, dotés d'une sortie à gain élevé ( $\times 10$ ) et d'une sortie à faible gain ( $\times 0,5$ ). Tous les canaux à gain élevé sont numérisés par des cartes ADC flash CAEN V1724 (numériseurs) développées pour permettre une lecture sans déclenchement [146]. Ce système de lecture

<sup>6</sup>Programmable Automation Controllers ou contrôleurs d'automatisation programmables.

<sup>7</sup>Signaux indésirables suivant le signal induit par la lumière dans un PMT.



permet que pratiquement tous les signaux apparaissant dans la TPC pendant les analyses de matière noire soient lus et stockés sans aucune présélection, donnant une plus grande flexibilité pour le traitement des données. Les sorties à faible gain sont aussi numérisées individuellement à l'aide de modules CAEN V1724. Cela permet d'éviter de saturer les numériseurs par des signaux à haute énergie, améliorant la reconstruction pour, par exemple, les recherches de double désintégration  $\beta$  sans neutrinos [118]. Les signaux des PMT des veto à muon et à neutron ne sont pas amplifiés et sont respectivement numérisés par des modules CAEN V1724 et CAEN V1730. Tous ces numériseurs sont lus par différents serveurs "lecteurs" puis les données sont stockées pour être traitées.

### 4.3.2 Environnement de traitement des données

Les PMT de XENONnT vont, lors d'une interaction dans la TPC, enregistrer des impulsions individuellement. Afin de traiter ces données brutes, la collaboration XENON utilise des environnements basés sur le langage python : l'environnement générique strax [147] et celui construit par-dessus spécifiquement pour XENONnT, straxen [148]. Ces environnements seront désignés comme strax(en) pour la suite.

Strax(en) utilise des blocs de fonction appelés plugins permettant de traiter les données à différent niveau, les plugins de plus haut niveau dépendent alors des plugins de plus bas niveau. En effet, les impulsions enregistrées par les PMT sont stockées comme 'raw\_records'. Celles dépassant une certaine limite forment les hits puis sont regroupées en cluster selon une fenêtre en temps. Ainsi, si au moins 3 hits ont été détectés par au moins 3 PMT dans une période de 50 ns, ils sont regroupés en 'peaklets'. Chaque peaklet est ensuite classé comme 'peak' S1 ou partie d'un 'peak' S2 (l'algorithme marque également les peaklets non identifiés probablement induits par le bruit). Les peaks S2 sont alors composés de plusieurs peaklets en raison de la diffusion longitudinale des électrons lors de la dérive. Enfin, en exploitant la séquence temporelle des peaks S1 et S2 et le temps de dérive maximum, il est possible d'identifier les 'events' en associant les S1 et S2.

En plus de ces différents niveaux de données, de nombreux plugins intermédiaires sont utilisés pour le traitement des données, dédiés aux calculs de certaines grandeurs (comme l'intensité détectée par chaque PMT pour chaque 'peak' par exemple). Cette structure modulaire accorde une grande flexibilité permettant de retraiter un type de données spécifique sans avoir à tout retraiter depuis les 'raw\_

records' au besoin. Il est ainsi possible de développer de nouveaux plugins à certains niveaux de traitement lors d'analyse en ne les appliquant qu'aux données voulues (comme des périodes d'étalonnages spécifiques).

## 4.4 Reconstruction et correction des évènements

### 4.4.1 Reconstruction de la position

La position  $x,y$  des évènements est déterminée en utilisant le motif de détection du signal S2 sur le réseau PMT situé en haut de la TPC. En effet, en considérant que la dérive des électrons est rectiligne et uniforme dans la TPC, alors les coordonnées  $x,y$  du signal S2 seront les mêmes que pour l'évènement. Pour reconstruire cette position, trois algorithmes de reconstruction basés sur des réseaux de neurones sont utilisés<sup>8</sup>. Ces réseaux de neurones sont entraînés sur des simulations. En combinant les positions reconstruites par les trois réseaux de neurones, il est alors possible d'améliorer la précision.

Dans le cas de la coordonnée  $z$ , celle-ci est reconstruite en utilisant la différence de temps entre les signaux S1 et S2 ( $\Delta t$ ). En effet, en considérant que le déplacement des photons dans la TPC est instantané, alors  $\Delta t$  correspond au temps de dérive des électrons dans le xénon liquide. Ainsi, en connaissant la vitesse de dérive des électrons<sup>9</sup> ( $v_d$ ), on peut calculer  $z = v_d \cdot \Delta t$ .

Cependant, le champ électrique n'est pas homogène dans la TPC malgré les efforts réalisés. En effet, une partie des photons produits dans la phase gazeuse va pouvoir ioniser les panneaux PTFE créant des paires électron-trou qui vont s'accumuler aux bords de la TPC [129]. Cela va induire une distorsion du champ électrique qui sera plus marqué au bord de la TPC comme on peut le voir sur la figure 4.7. Ainsi, la position  $x,y$  observée en haut de la TPC n'est pas la bonne mais est légèrement décalée vers l'intérieur de la TPC (en particulier pour les évènements à rayon ( $r$ ) et/ou profondeur ( $z$ ) élevé. Une correction utilisant les étalonnages au  $^{83m}\text{Kr}$ <sup>10</sup> fut alors développée afin de corriger le rayon de l'interaction (et donc les coordonnées  $x,y$ ). De plus, la position  $z$  doit également être corrigée pour prendre

<sup>8</sup>Les trois types de réseaux de neurones utilisés sont : Convolutional Neural Network (CNN), MultiLayer Perceptron (MLP) et Graph Convolution Network (GCN)

<sup>9</sup>Cette vitesse de dérive est proportionnelle à l'intensité du champ électrique de dérive appliqué entre la cathode et la gate.

<sup>10</sup>L'utilisation du  $^{83m}\text{Kr}$  sera plus amplement discutée dans le chapitre 5.

en compte l'allongement du trajet des électrons selon les lignes de champs dans la TPC<sup>11</sup> selon [149] :

$$z_{cor} = -\sqrt{z_{obs}^2 - (r_{cor} - r_{obs})^2} \quad (4.1)$$

Par la suite, les positions corrigées seront notées  $r$  et  $z$  pour alléger les notations.

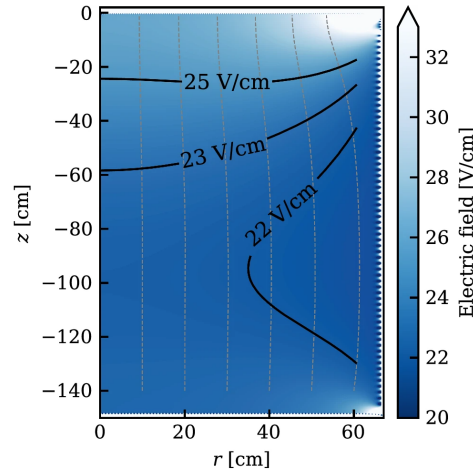


FIGURE 4.7 : Carte du champ électrique déterminé à partir de simulations axisymétriques 2D incluant une distribution de charge linéaire sur les réflecteurs PTFE adaptée à la distribution radiale des événements de  $^{83m}\text{Kr}$ . Les lignes noires indiquent le contour du champ électrique, tandis que les lignes grises en pointillés sont des lignes de champ [129].

#### 4.4.2 Reconstruction de l'énergie

L'énergie déposée lors d'une interaction dépend du nombre de photons ( $n_\gamma$ ) et d'électrons ( $n_e$ ) émis par les atomes de xénon tel que :

$$E = (n_\gamma + n_e) \cdot \frac{W}{L} \quad (4.2)$$

avec  $W = 13,7 \pm 0,2$  eV [150], l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon ou d'une paire électron-ion et  $L$ , le facteur de Linhard prenant en compte la déperdition d'énergie par émission de chaleur. Dans le cas d'un ER, cette déperdition de chaleur est considérée nulle ( $L=1$ ) alors que pour un NR, elle correspond à

<sup>11</sup>Comme on peut le voir sur la figure 4.7, les lignes de champs ne sont pas totalement verticales à cause des distorsions rallongeant le temps de trajet des électrons et donc la position  $z$  reconstruite.

~80 % de l'énergie déposée [151]. Ce facteur L dépend de l'énergie et seules des approches semi-empiriques peuvent l'estimer pour une cible au xénon. On utilise alors des bases de données comme NEST (Noble Element Simulation Technique) [152] pour estimer ce facteur. Les nombres de photons et d'électrons émis  $n_\gamma$  et  $n_e$  dépendent des signaux détectés comme :

$$n_\gamma = \frac{cS1}{g1} \quad \text{et} \quad n_e = \frac{cS2}{g2} \quad (4.3)$$

où  $cS1$  et  $cS2$  correspondent aux intensités en photoélectron (PE) corrigé des signaux  $S1$  et  $S2$ . Ces corrections dépendent respectivement de l'efficacité de détection des photons ( $g_1$ ) et du facteur d'amplification de charge ( $g_2$ ) définis comme :

$$g_1(x, y, z) = \epsilon_{LCE}^{S1}(x, y, z) \cdot \epsilon_{QE} \cdot \epsilon_{CE} \cdot (1 + \rho_{DPE}) \quad (4.4)$$

$$g_2(x, y) = \epsilon_{ext}(x, y) \cdot G_{gaz}(x, y) \quad (4.5)$$

avec  $\epsilon_{LCE}$ , l'efficacité de collection de lumière dans la TPC,  $\epsilon_{QE}$  l'efficacité quantique des PMT,  $\epsilon_{CE}$  l'efficacité de collection des PMT,  $\rho_{DPE}$  la probabilité de double émission de photoélectrons par la photocathode des PMT suite à l'absorption d'un photon,  $\epsilon_{ext}$  l'efficacité d'extraction des électrons dans la phase gazeuse et  $G_{gaz}$  le gain dans le xénon gazeux correspondant au nombre de photoélectrons générés par les PMTs par électron extrait dans le xénon gazeux<sup>12</sup> Les signaux corrigés  $cS1$  et  $cS2$  sont quant à eux calculés de la manière suivante [153] :

$$cS1 = S1 \cdot \frac{g_1}{g_1(x, y, z)} \quad (4.6)$$

$$cS2 = S2 \cdot \frac{g_2}{g_2(x, y)} \cdot e^{\frac{z}{\tau_e \cdot v_d}} \quad (4.7)$$

$g_1$  et  $g_2$  correspondent ici aux valeurs moyennes respectives de  $g_1(x, y, z)$  et  $g_2(x, y)$ .  $\tau_e$  est la durée de vie des électrons dans le xénon liquide. Afin de calculer les valeurs de  $g_1$  et  $g_2$ , on utilise les rendements de lumière (LY) et de charge (CY) :

$$LY = \frac{cS1}{E} \quad \text{et} \quad CY = \frac{cS2}{E} \quad (4.8)$$

<sup>12</sup>Ce gain prend alors en compte  $\epsilon_{LCE}$ ,  $\epsilon_{QE}$ ,  $\epsilon_{CE}$  et  $\rho_{DPE}$  pour les signaux  $S2$ .

En fusionnant les équations 4.2 et 4.8 dans le cas d'un ER (et donc avec  $L=1$ ), on obtient :

$$CY = -\frac{g_1}{g_2}LY + \frac{g_2}{W} \quad (4.9)$$

Ainsi, en utilisant des sources mono-énergétiques, il est possible d'extraire les valeurs de  $g_1$  et  $g_2$  et ainsi calculer l'énergie déposée comme :

$$E = \left( \frac{cS1}{g_1} + \frac{cS2}{g_2} \right) \cdot W \quad (4.10)$$

### 4.4.3 Autres grandeurs d'intérêts

En plus de l'énergie, la position et les intensités de pics S1 et S2, d'autres grandeurs physiques sont automatiquement calculées par `strax(en)`. Parmi elles, on peut trouver :

- Des informations temporelles comme les temps de début et de fin des signaux par rapport à l'heure Unix<sup>13</sup>, mais aussi le temps du centre des signaux (soit la moyenne pondérée des temps de début et de fin avec l'intensité du signal)
- Des informations sur la forme des signaux. On a par exemple les largeurs temporelles des signaux `range_50p_area` et `range_90p_area` correspondant respectivement aux temps où le signal se situe entre 25% et 75% de son intensité totale (en PE) et entre 5% et 95% de son intensité totale. On a aussi le temps de montée, à savoir le temps où le signal se situe entre 10% et 50% de son aire totale.
- Des informations sur les PMT impliqués dans la détection. Cela nous permet de connaître le nombre de PMT impliqués dans la détection d'un signal et le nombre de PE détectés par chaque PMT. L'utilisation de ces données nous permet aussi de calculer l'`Area_Fraction_Top` (AFT) correspondant à la proportion du signal détecté par les PMT du haut de la TPC. Cette grandeur comprise entre 0 et 1 (Les événements avec un AFT proche de 0 sont ceux se produisant en bas de la TPC) est corrélée à la profondeur  $z$  de l'interaction.

Ces grandeurs physiques sont utilisées pour déterminer des critères de sélection appliquées sur les signaux permettant de supprimer des bruits de fonds et/ou des

<sup>13</sup>1<sup>er</sup> janvier 1970 à 00 :00 UTC.

signaux résiduels parasites. Leur utilisation sera plus amplement détaillée dans les chapitres 5 et 6.

#### 4.4.4 Détermination du type de recul

Le pouvoir d'arrêt du xénon liquide est plus grand dans le cas d'un NR que d'un ER [121]. Cela implique que les NR ont une plus grande densité d'ionisation<sup>14</sup>. La probabilité de recombinaison des électrons libres avec les ions  $\text{Xe}^+$  est donc plus importante pour les NR que pour les ER, se traduisant par une augmentation de l'intensité du signal S1 et une diminution du signal S2 à même énergie. Ainsi, les NR auront un rapport S2/S1 plus petit que les ER comme on peut le voir sur la figure 4.8 montrant la répartition des données d'étalonnage au  $^{241}\text{AmBe}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  et  $^{37}\text{Ar}$  dans le plan cS2/cS1. Il est alors possible de réduire l'impact d'un type de recul dans la recherche d'évènements rares, en ne sélectionnant, par exemple, que des évènements NR dans la recherche de WIMP.

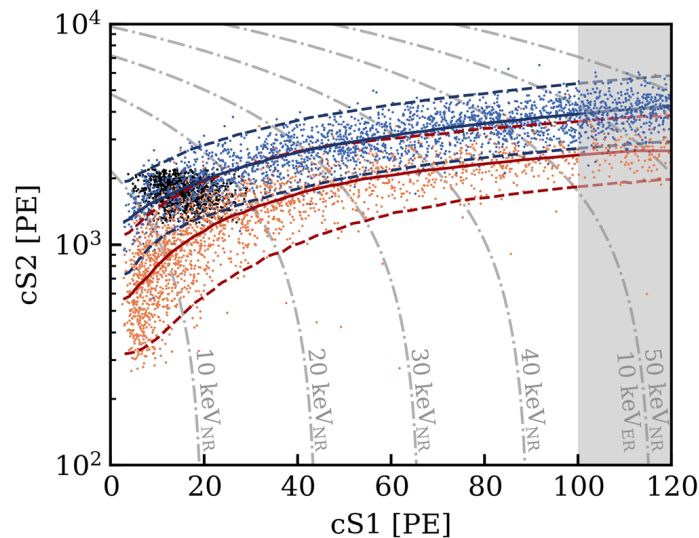


FIGURE 4.8 : Données d'étalonnage NR des  $^{241}\text{AmBe}$  (orange) et ER des  $^{220}\text{Rn}$  (bleu) et  $^{37}\text{Ar}$  (noir). La médiane et les contours à  $\pm 2\sigma$  des modèles NR et ER sont représentés respectivement en bleu et en rouge. Les courbes de niveau en pointillés gris montrent l'énergie NR reconstruite ( $\text{keV}_{\text{NR}}$ ). Seuls les évènements jusqu'à un cS1 de 100 PE sont pris en compte dans les ajustements du modèle de réponse. [132].

<sup>14</sup>La densité d'ionisation correspond aux nombres d'ions et d'électrons produits par unité de distance le long de la trace d'une particule.

## 4.5 Sensibilité de l'expérience XENONnT

### 4.5.1 Prise de données

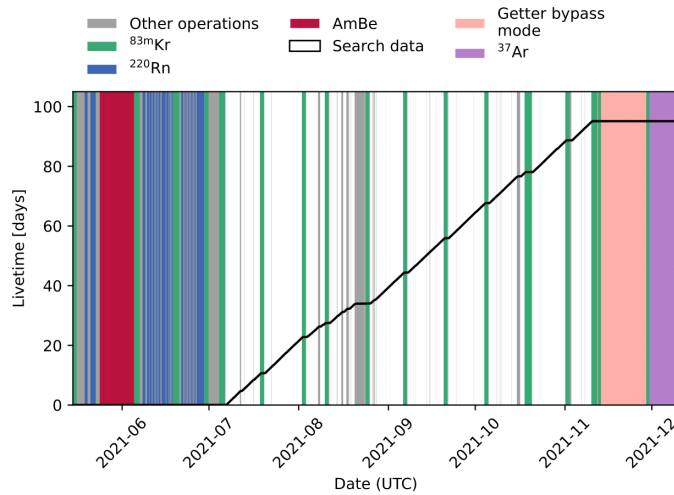


FIGURE 4.9 : Durée de vie accumulée des données masquées acquises lors de SR0. Les différentes bandes colorées correspondent aux périodes d'étalonnage du détecteur avec les sources  $^{83m}\text{Kr}$  (vert),  $^{220}\text{Rn}$  (bleu),  $^{241}\text{AmBe}$  (rouge),  $^{37}\text{Ar}$  (violet), ou des périodes avec des conditions de fonctionnement différentes de SR0 en raison de la maintenance (gris) ou de modes de recirculation alternatifs des systèmes de purification du xénon (rose). Crédit : Collaboration XENON.

La première prise de données scientifiques de XENONnT nommé SR0 a commencé le 6 juillet 2021 et fini le 10 novembre 2021. Comme on peut le voir sur la figure 4.9, cette prise de données fut entrecoupée de périodes d'étalonnage et d'opération. Le temps total d'acquisition de données est alors de 97,1 jours (soit 76% du temps total). Cela correspond alors à une exposition de  $(1,09 \pm 0,03) \text{ t} \cdot \text{y}^{15}$  (volume fiduciel de 4 t). Afin de minimiser les biais lors de l'analyse des données, les régions d'intérêt de chaque recherche physique sont étudiées en aveugle, c'est-à-dire inaccessibles aux analystes pendant le développement et l'optimisation des analyses spécifiques à chacune de ces recherches physiques. Pendant SR0, le gadolinium n'avait pas encore été introduit dans le veto à neutrons (voir sous-section 4.1.4) et l'activité du  $^{222}\text{Rn}$  était de  $1,8 \mu\text{Bq}/\text{kg}$  (voir sous-section 4.2.2). Cette prise de don-

<sup>15</sup>tonne-year : unité de mesure servant à normaliser l'exposition des expériences au regard de leur taille et de leur temps d'acquisition.

nées permet alors de poser de nouvelles limites sur la section efficace WIMP-nucléon (voir sous-section 4.5.3).

## 4.5.2 Reculs électroniques dans XENONnT

À l'aide des données SR0 collectées par XENONnT, une analyse des ER a été réalisée. Le bruit de fond des ER entre 1 et 30 keV a été mesuré comme étant de  $(15,8 \pm 1,3)$  events/(t·y·keV) correspondant à un facteur de réduction  $\sim 5$  par rapport au taux de XENON1T. Cette valeur correspond au bruit de fond ER le plus bas pour la recherche WIMP dans le domaine [119].

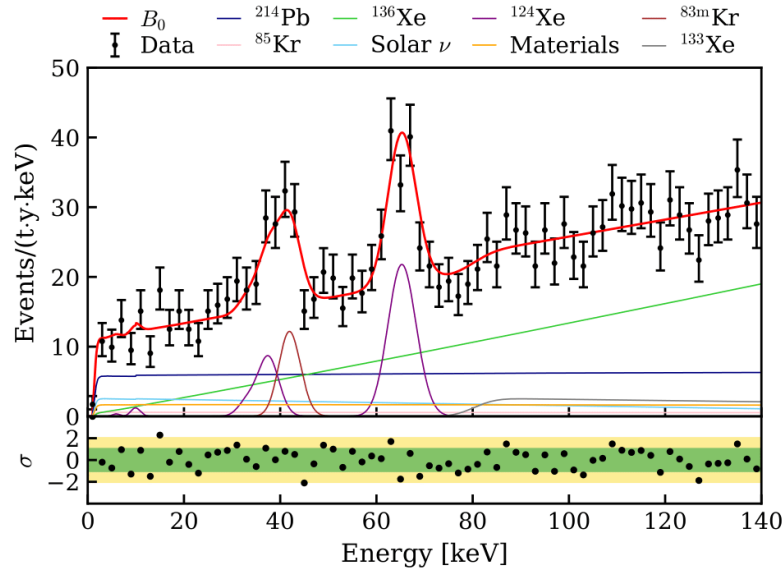


FIGURE 4.10 : Ajustement des données de SR0 (points noirs) à l'aide du modèle de bruit de fond. Le résultat de l'ajustement est la ligne rouge. Une contribution claire est observée des processus nucléaires faibles de second ordre comme la  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  (en vert) et la  $2\nu\text{ECEC}$  du  $^{124}\text{Xe}$  (en violet) [119].

De plus, en examinant le spectre des événements ER dans la bande (1-140) keV affiché sur la figure 4.10, des contributions de deux processus nucléaires faibles de second ordre,  $2\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  et  $2\nu\text{ECEC}$  du  $^{124}\text{Xe}$ , sont visibles. Des détails concernant l'étude des ER à plus haute énergie et la sensibilité attendue pour la  $0\nu\beta\beta$  seront données sous-section 4.5.4.



### 4.5.3 Premiers résultats pour la recherche de WIMP

Comme vu au chapitre 2, les WIMP sont des candidats potentiels pour la composition de la matière noire. Ces particules hypothétiques devraient interagir avec le xénon, induisant un recul nucléaire (NR). En utilisant les événements NR de SR0, il est ainsi possible d'imposer de nouvelles contraintes sur la section efficace WIMP-nucléon. L'efficacité finale des NR se produisant dans la TPC dépend de trois sélections majeures. La première est l'efficacité de détection du détecteur. Elle est évaluée à l'aide d'une simulation puis validée avec une méthode basée sur les données [153]. La seconde est issue de critères de sélection optimisés pour cette analyse [149]. Parmi eux, des coupures de qualité des données sont appliquées permettant de ne conserver que les événements bien reconstruits afin de diminuer le bruit de fond. De plus, une coupure additionnelle a été développée pour réduire le bruit dû aux signaux S1-S2 appariés de manière aléatoire appelés coïncidences accidentelles (AC). Cette coupure dédiée utilise des modèles basés sur les données pour examiner l'aire et la forme des S2, ainsi que la profondeur de l'interaction, afin de réduire ces événements AC [136]. La dernière contribution est la région d'intérêt (ROI) définie pour optimiser la détection des WIMP [132].

Dans cette ROI, le modèle de bruit de fond contient quatre populations principales visibles sur la figure 4.11 montrant les distributions de densité de probabilité de ces populations dans l'espace des paramètres  $cS2$ - $cS1$  :

- Les ER présentés précédemment. Pour la recherche WIMP, ce bruit de fond est dominé par la désintégration  $\beta$  du  $^{214}\text{Pb}$ , un isotope provenant de la chaîne du  $^{222}\text{Rn}$ .
- Les NR provenant de deux sources principales : les neutrons radiogéniques non identifiés par le veto neutronique et les neutrinos de  $\text{CE}\nu\text{NS}$  [136]. Comme les WIMP sont censés interagir en tant que NR, leurs distributions de densité de probabilité sont similaires.
- Le bruit de fond de surface provenant du  $^{210}\text{Pb}$  contenu dans la paroi de la TPC en PTFE. Ces événements sont principalement supprimés par une sélection du volume fiduciel.
- Les coïncidences accidentelles (AC) définies précédemment et grandement supprimées par une coupure dédiée.

TABLE 4.1 : Nombre d'évènements attendu pour chaque composant du modèle et évènements observés. La colonne "nominale" indique les valeurs attendues et les incertitudes, le cas échéant, avant la levée de l'aveuglement (La valeur nominale ER est le nombre observé d'évènements ER avant la levée de l'aveuglement). La deuxième colonne montre les valeurs mesurées et les incertitudes pour un ajustement, y compris une composante de signal WIMP de 200 GeV/c<sup>2</sup>. Les valeurs nominales et les mieux ajustées concordent dans les limites des incertitudes pour tous les composants [132].

Valeur	Nominale	Ajustée
ER	134	135 <sup>+12</sup> <sub>-11</sub>
Neutron	1,1 <sup>+0,6</sup> <sub>-0,5</sub>	1,1 ± 0,4
CEνNS	0,23 ± 0,06	0,23 ± 0,06
AC	4,3 ± 0,2	4,4 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,8</sub>
Surface	14 ± 3	12 ± 2
Bruit total	154	152 ± 12
WIMP	–	2,6
Observé	–	152

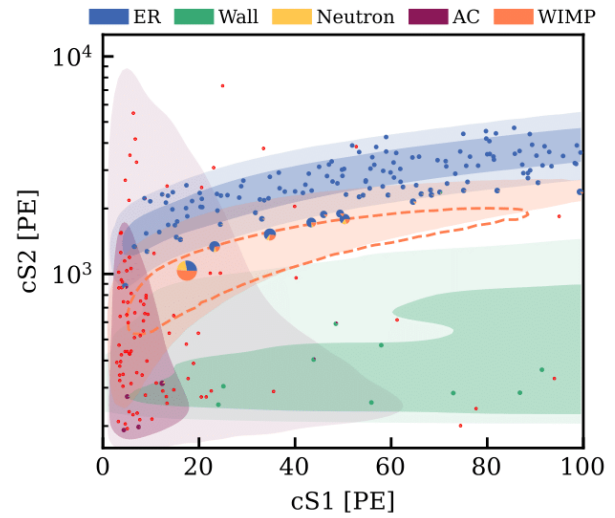


FIGURE 4.11 : Recherche de matière noire dans l'espace des paramètres cS2-cS1. Chaque évènement est représenté par un diagramme circulaire montrant la fraction du modèle le mieux adapté, y compris le nombre attendu de WIMP de 200 GeV/c<sup>2</sup> (orange) évalués à la position de l'évènement. La taille des diagrammes circulaires est proportionnelle au modèle du signal de WIMP à cette position. Les distributions de densité de probabilité de bruit de fond sont présentées sous forme de régions 1σ (sombre) et 2σ (clair), comme indiqué dans la légende pour les ER (bleu), AC (violet) et évènements de surface (vert). Le bruit de fond neutronique (en jaune dans les diagrammes) a une distribution similaire à celle du WIMP (zone orange montrant la région 2σ). Le contour en pointillés orange contient une région qui est construite pour contenir 50% des signaux WIMP de 200 GeV/c<sup>2</sup> avec le rapport signal/bruit le plus élevé possible [132].

Après avoir levé l'aveuglement des données, 152 évènements ont été trouvés dans la ROI, parmi lesquels 16 se trouvaient dans la région WIMP (région orange). Ces données sont présentées sur la figure 4.11 et leurs modèles les mieux adaptés sont dans le tableau 4.1. Aucun excès significatif n'a été observé avec une probabilité p de découverte des WIMP  $\geq 0,20$ . Cependant, ces données nous permettent de fixer de nouvelles limites supérieures à l'interaction WIMP-nucléon. La limite supérieure avec un niveau de confiance de 90% sur l'interaction indépendante du spin est indiquée sur la figure 4.12. Sa valeur la plus basse de  $2,58 \times 10^{-47}$  cm<sup>2</sup> est atteinte pour une masse de WIMP de 28 GeV/c<sup>2</sup> [132] correspondant à un facteur

d'amélioration de  $\sim 1,6$  par rapport aux résultats de XENON1T avec une prise de données plus courte [139]. De plus, les limites sur les sections efficaces dépendantes du spin montrent des améliorations similaires [132].

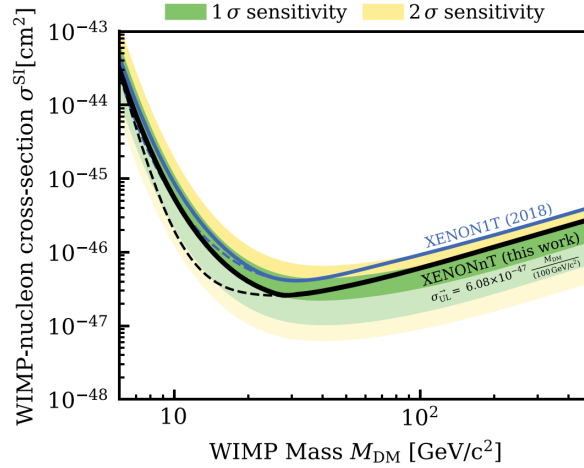


FIGURE 4.12 : Limite supérieure de la section efficace WIMP-nucléon indépendante du spin à un niveau de confiance de 90% pour XENONnT (ligne noire complète) en fonction de la masse du WIMP. Les lignes pointillées montrent la limite supérieure sans la contrainte. Les bandes de sensibilité  $1\sigma$  (vert) et  $2\sigma$  (jaune) sont représentées sous forme de régions plus claires indiquant la plage des fluctuations possibles [132]. Le résultat de XENON1T [139] est affiché en bleu avec la même contrainte appliquée.

Les meilleures limites sont actuellement détenues par cette technologie que LZ partage avec XENONnT. La collaboration LZ a très récemment annoncé une nouvelle analyse de ses données avec une limite supérieure sur la section efficace d'interaction des WIMP de  $2,2 \times 10^{-48} \text{ cm}^2$  atteinte pour une masse de WIMP de  $43 \text{ GeV}/c^2$ . Il faut cependant noter que cette analyse n'a pas été réalisée en aveugle. La meilleure limite obtenue par une analyse en aveugle est actuellement détenue par l'expérience PandaX-4T avec une limite supérieure sur la section efficace de  $1,6 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  pour une masse de WIMP de  $40 \text{ GeV}/c^2$  [154]. La collaboration XENONnT est en train d'analyser ses nouvelles données afin de réaliser une nouvelle analyse en aveugle pour la matière noire qui devrait bientôt sortir.

#### 4.5.4 Sensibilité attendue pour la double désintégration $\beta\beta$

L'expérience XENON1T avait permis, avec 202,7 jours de prise de données, de poser une limite basse sur la demi-vie de la  $0\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  :  $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 1,2 \times 10^{24}$  ans à

un niveau de confiance de 90% résultant en une masse effective du neutrino de Majorana de  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = (0,8-2,5) \text{ eV}/c^2$  [112]. Grâce à sa cible de xénon plus importante et son bruit de fond plus faible, l'expérience XENONnT serait capable de grandement améliorer cette limite d'un facteur  $\sim 5$ . Ainsi, en considérant une prise de données de 1000 jours, la limite basse sur la demi-vie de la  $0\nu\beta\beta$  attendue serait de  $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 2,1 \times 10^{25}$  (figure 4.13 gauche) correspondant à une masse effective du neutrino de Majorana de  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = (0,19-0,59) \text{ eV}/c^2$  (figure 4.13 droite) [112].

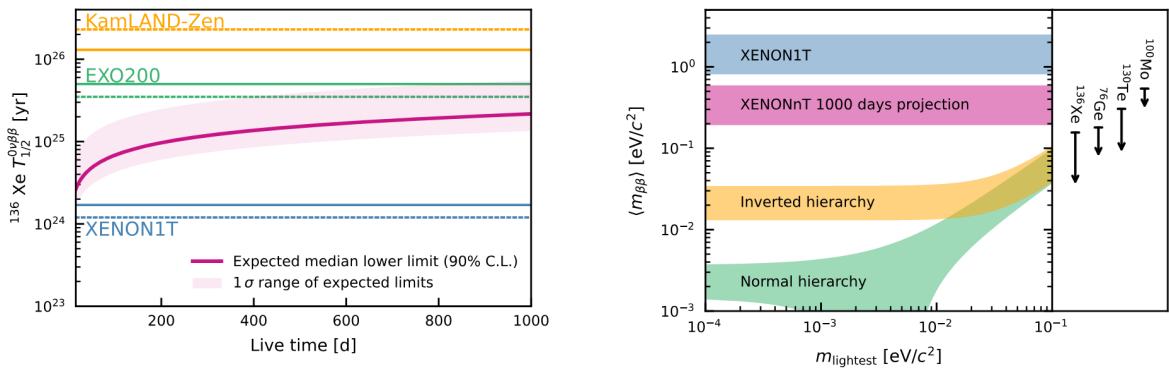


FIGURE 4.13 : Gauche : Évolution temporelle de la sensibilité médiane attendue pour la limite inférieure de la demi-vie de désintégration  $0\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  pour XENONnT [155] avec son incertitude statistique de  $1\sigma$ . Les sensibilités attendues et les résultats observés de XENON1T, KamLAND-Zen [20] et EXO-200 [156] sont représentés respectivement sous forme de lignes pleines et pointillées. Droite : Masse effective des neutrinos de Majorana  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  pour la projection de XENONnT après 1000 jours (violet), XENON1T (bleu) et des valeurs prédites selon l'ordre de masse des neutrinos en fonction de la masse du neutrino le plus léger (jaune et vert). Les meilleures limites expérimentales actuelles pour différents isotopes candidats à la double  $\beta$  ( $^{136}\text{Xe}$  [20],  $^{76}\text{Ge}$  [109],  $^{130}\text{Te}$  [110] et  $^{100}\text{Mo}$  [157]) sont indiquées dans le panneau de droite [112].

Cette limite sur la demi-vie de la  $0\nu\beta\beta$  du  $^{136}\text{Xe}$  est malheureusement en dessous d'un ordre de grandeur de la valeur obtenue par l'expérience KamLAND-Zen dédiée à la recherche de la  $0\nu\beta\beta$  [20]. Cependant, les futurs détecteurs de recherche de matière noire au xénon pourront être compétitifs avec des bruits de fonds plus optimisés à haute énergie et des expositions plus importantes (comme pour la future expérience XLZD<sup>16</sup>). Ces résultats s'inscrivent donc dans une étude de potentiel de détection de cette technologie prometteuse.

<sup>16</sup>Le consortium XLZD regroupe les collaborations XENON, LZ et DARWIN. Cela permettra de réaliser une expérience contenant  $\sim 60$  t de xénon

## 4.6 Conclusion

L'expérience XENONnT développée pour la recherche de matière noire par la collaboration XENON a permis d'atteindre un bruit de fond extrêmement bas grâce à une TPC double phase au xénon. Cela a permis, avec les premières données acquises SR0, d'améliorer la limite haute sur la section efficace WIMP-nucléon précédemment observée par XENON1T. Pour la suite, une seconde période d'acquisition de données nommée SR1 est actuellement en cours d'analyse en présentant une activité au  $^{222}\text{Rn}$  encore plus basse de  $0,8 \mu\text{Bq/kg}$  ce qui permettra d'encore améliorer cette limite. De plus, bien qu'optimisée pour la recherche de la matière noire, l'expérience XENONnT permet d'explorer d'autres domaines de recherche physique telle que la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos.

## Chapitre 5

# Contrôle de l'expérience XENONnT grâce au $^{83\text{m}}\text{Kr}$

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent, l'expérience XENONnT utilise, comme détecteur, une TPC double phase au xénon mesurant 1,5 m de hauteur et 1,3 m de diamètre. Par le volume relativement important ainsi que la longue durée d'acquisition (on parle ici de plusieurs années de prise de données), il est nécessaire de pouvoir contrôler le bon fonctionnement de l'expérience tout au long de sa durée de vie pour la totalité du volume de détection. Il nous faut pour cela une source d'étalonnage pouvant être injectée directement dans le xénon liquide de manière régulière. On utilise alors le  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  brièvement présenté sous-section 4.2.3.

### 5.1 Caractéristique du $^{83\text{m}}\text{Kr}$

#### 5.1.1 Double désintégration $\gamma$

Le  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  est un isotope du krypton dont la désintégration est caractérisée par deux transitions consécutives. En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.1, ces deux désintégrations possèdent des demi-vies respectives de 1,83 h et 156,94 ns émettant des  $\gamma$  de respectivement 32,1516 et 9,4057 keV [158]. L'énergie de ces  $\gamma$  est du même ordre de grandeur que l'énergie attendue déposée par les WIMP interagissant avec le xénon liquide, permettant donc l'étalonnage des ER dans la gamme en énergie de la recherche de matière noire. De plus, la demi-vie totale relativement courte du  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  permet de l'injecter directement dans le détecteur. En effet, après une courte période de temps<sup>1</sup>, il n'y a pratiquement plus de traces de  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  dans le

---

<sup>1</sup>Les campagnes d'étalonnage au  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  durent généralement de 1 à 3 jours

détecteur, permettant une reprise rapide des données. Il est ainsi possible de réaliser régulièrement des périodes d'étalonnage courtes de l'entièreté de la TPC (voir sous-section 4.5.1) à l'énergie attendue pour la collision WIMP-noyau.

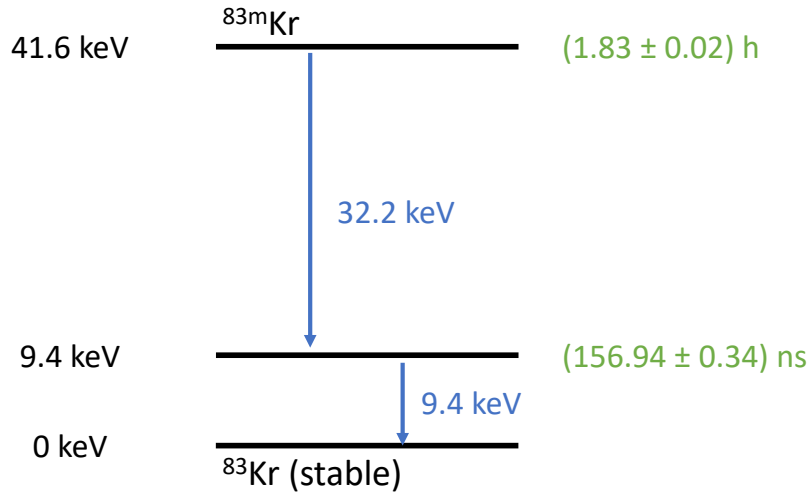


FIGURE 5.1 : Schéma de désintégration du  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  [67]

### 5.1.2 Populations reconstruites

Les deux  $\gamma$  produits lors de la désintégration du  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  interagiront chacun avec le xénon liquide, induisant alors deux émissions de lumière et de charges (et donc deux signaux S1 et S2). Cependant, les largeurs typiques des signaux S1 et S2 sont respectivement de l'ordre de 100 ns et 1  $\mu\text{s}$ . La demi-vie de 156,8 ns du niveau intermédiaire du  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  rend alors difficile la discrimination des signaux provenant de l'interaction des deux  $\gamma$  (notamment pour les S2 qui sont alors superposés). Cela conduit à trois typologies possibles reconstruites par straxen (illustrées sur la figure 5.2) :

- Topologie DoubleS1S2 : Dans ce cas, les deux signaux S1 et les deux signaux S2 de 32,2 et 9,4 keV sont parfaitement discriminés. Cependant, en raison de la largeur de  $\sim 1 \mu\text{s}$  des signaux S2, cette topologie est extrêmement compliquée à observer. Elle n'apparaît que rarement au sommet de la TPC, là où la diffusion longitudinale n'est pas encore trop importante. Elle ne sera cependant pas plus étudiée dans la suite de ces travaux, ne permettant pas un étalonnage efficace de la TPC

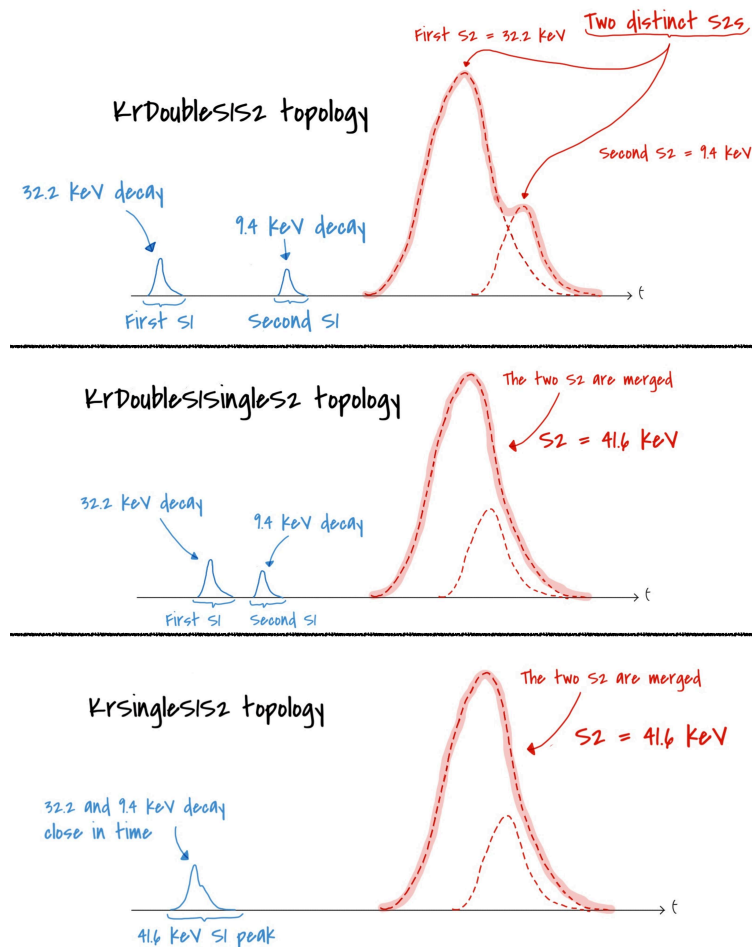


FIGURE 5.2 : Illustration des différentes topologies d'évènements de  $^{83m}\text{Kr}$  reconstruites dans XENONnT [159].

- Topologie DoubleS1SingleS2 : Dans ce cas, les deux signaux S1 sont toujours discriminés mais les deux signaux S2 s'empilent en un signal S2 unique. L'énergie de ce signal S2 est alors la somme des deux S2 : 41,6 keV. La encore, cette population est plus présente en haut de la TPC.
- Topologie SingleS1S2 : Dans ce cas, en plus des signaux S2, les signaux S1 sont, eux aussi, fusionnés en un seul signal de 41,6 keV. Il s'agit de la topologie la plus présente dans les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de XENONnT.

La topologie DoubleS1SingleS2 permet, grâce à ses deux signaux S1, d'être facilement repérable dans les données et ainsi d'observer la forme des signaux pour développer les sélections des populations plus classiques. D'un autre côté, avec son



grand nombre d'évènements, la topologie SingleS1S2 permet de contrôler la totalité de la TPC permettant l'étude de la stabilité spatiale développée section 5.3.

Pour prendre en considération les différentes topologies, un module de straxen nommé "event\_info\_double" fut créé pour rassembler les informations des signaux des deux interactions. Pour chaque évènement, les signaux S1 et S2 les plus grands y sont alors référés comme  $S1_a$  et  $S2_a$  (correspondant principalement soit aux signaux de 32,2 keV, soit aux signaux de 41,6 keV) et les deuxièmes plus grands signaux S1 et S2 y sont référés comme  $S1_b$  et  $S2_b$  (correspondant soit aux signaux de 9,4 keV, soit à divers signaux de fond). Ce module permet alors de plus facilement réaliser les sélections des différentes topologies d'évènements de  $^{83m}\text{Kr}$ .

## 5.2 Sélection des populations de $^{83m}\text{Kr}$

### 5.2.1 Distribution des populations de $^{83m}\text{Kr}$

Comme vu précédemment, la réponse du  $^{83m}\text{Kr}$  dans la TPC peut mener à trois topologies différentes dont deux sont réellement observables dans XENONnT : la DoubleS1SingleS2 et la SingleS1S2. La figure 5.3 montre alors la distribution des paramètres  $S1_b$  en fonction de  $S1_a$  en PE (PhotoElectron) pour ces évènements d'éta- lonnage. On y observe plusieurs populations : Celle située dans le cadre vert correspond à la présence d'un  $S1_a$  et d'un  $S1_b$  plus faible, il s'agit donc de DoubleS1 (avec  $S1_a$  provenant du  $\gamma$  de 32,2 keV et  $S1_b$  du  $\gamma$  de 9,4 keV). Pour la population sous la ligne magenta, on observe un  $S1_a$  plus grand que pour la population précédente et un  $S1_b$  quasiment nul. Cette population correspond donc aux SingleS1<sup>2</sup>(correspondant au signal de 41,6 keV). La population dans le cadre noir possède un grand  $S1_a$  mais avec un  $S1_b$  du même ordre de grandeur (Les deux correspondent donc à des signaux de 41,6 keV). Elle correspond donc aux "Pile Up", à savoir la fusion de plusieurs évènements de  $^{83m}\text{Kr}$  se produisant sur une fenêtre en temps proche, empêchant leur discrimination. La population dans le cadre rouge possède des  $S1_a$  et  $S1_b$  extrêmement petits. Il s'agit d'électrons célibataires interagissant avec le xénon gazeux pour créer des signaux S2 très faible, identifié à tort comme des S1 par straxen.

<sup>2</sup>Dans les faits, et comme nous le verrons dans la sous-section 5.2.2, on décide de ne garder que les évènements SingleS1 possédant un  $S1_b$  nul afin de limiter au maximum la présence de bruit de fond parasite. La limite magenta est donc placée à titre indicatif.

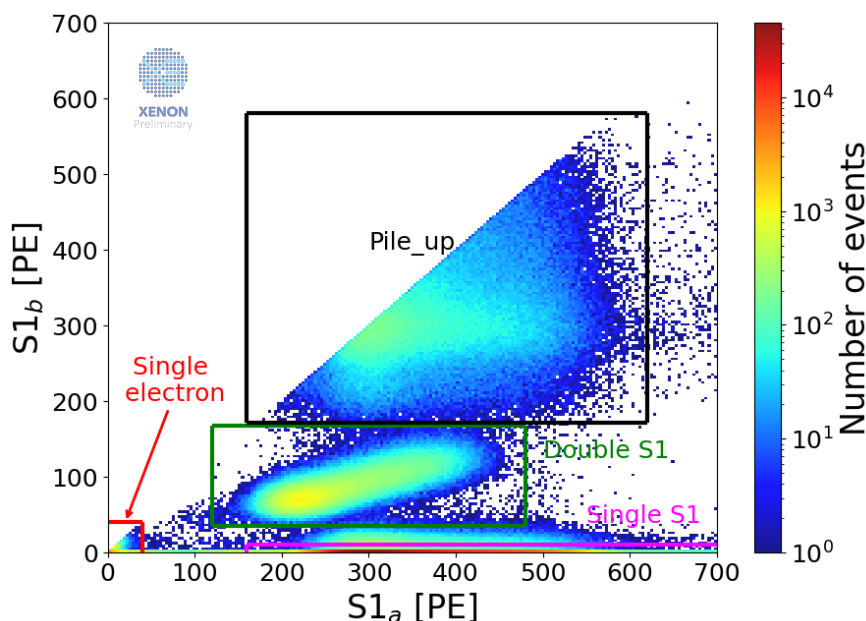


FIGURE 5.3 : Distribution des paramètres  $S1_b$  en fonction de  $S1_a$  pour les données d'une période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. Les populations majeures y sont indiquées en vert pour les DoubleS1, magenta pour les SingleS1, noir pour les Pile\_up correspondant à plusieurs évènements de  $^{83m}\text{Kr}$  se produisant simultanément et rouge pour les Single\_electron identifié comme des S1.

Afin de sélectionner un maximum d'évènements de  $^{83m}\text{Kr}$  les plus propres possibles (sans problème de reconstruction ou bruit de fond parasite), un ensemble de sélections va être développé pour les différentes topologies. La SingleS1S2, en étant la plus abondante dans XENONnT ( $\sim 6$  fois plus présente que la DoubleS1SingleS2), est celle utilisée pour réaliser les contrôles de stabilité spatiale. En effet, les autres topologies ne possèdent pas assez d'évènements pour réaliser ce genre d'étude (voir sous-section 5.4). Nous nous concentrerons donc exclusivement sur la topologie SingleS1S2 dans la suite de ce travail.

## 5.2.2 Critères de sélection sur les S1 de la topologie SingleS1S2

De nombreux critères de sélection sont appliqués afin d'identifier les évènements SingleS1S2. La majorité d'entre eux sont communs entre les périodes de prise de données SR0 et SR1. Comme les signaux S1 sont plus facilement identifiables que les S2 puisque n'impliquant que de la détection de la lumière émise lors d'une interaction, on commence par développer les coupures sur les S1. Cela nous permettra

dans un second temps de développer les coupures sur les S2

**Single S1** Le premier critère porte sur les  $S1_b$ . En effet, les SingleS1S2 ne doivent normalement pas posséder de  $S1_b$  puisque les deux signaux S1 émis par les interactions des deux désintégrations du  $^{83m}\text{Kr}$  sont fusionnés. Ainsi, en considérant que ceux de très basse aire soient des électrons célibataires ou des afterpulses qui auraient été mal identifiés comme des S1, il aurait été possible de garder tous les  $S1_b$  ayant une aire sous une certaine valeur. Cependant, comme il s'agit de la première coupure et afin d'avoir les événements les plus propres possibles, la décision fut prise de ne garder que les événements ayant un  $S1_b$  nul.

**Nombre de PMT contribuant à la détection des  $S1_a$**  Afin de ne pas appliquer de coupure arbitraire sur l'aire des signaux  $S1_a$  puisqu'il s'agit de nos signaux d'intérêt, il nous faut d'autres sélections afin de nettoyer les données des divers bruits de fond.

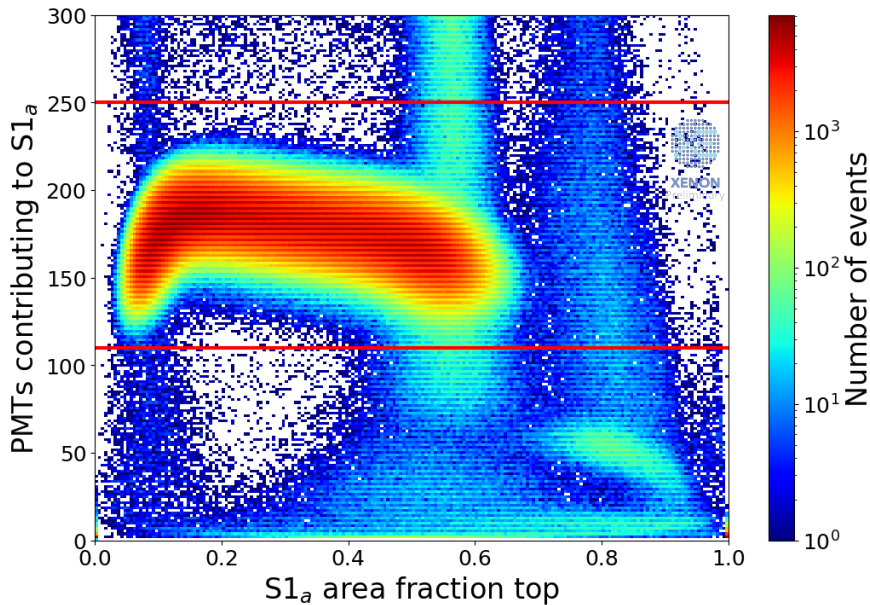


FIGURE 5.4 : Distribution des paramètres du nombre de PMT contribuant à la détection du signal  $S1_a$  vs  $S1_a$  Area Fraction Top pour les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. Un AFT bas correspond à un signal principalement détecté par les PMT dus bas et donc situé en bas de la TPC. L'AFT va alors augmenter avec la hauteur de l'interaction. On sélectionne les événements entre les limites indiquées par des lignes rouges. La population ayant un AFT de  $\sim 0,8$  et un nombre de PMT de  $\sim 50$  correspond à des événements se produisant dans le GXe. La population verticale avec un AFT de  $\sim 0,55$  correspond, elle, à des signaux de lumière produit par l'accumulation de charge au niveau des fils de la gate.

Pour cela, on s'intéresse premièrement au nombre de PMT ayant contribué à la détection signal  $S1_a$ . En effet, la lumière émise lors de l'émission du signal  $S1$  ne se fait pas selon une seule direction impliquant que ces  $S1$  sont détectés par plusieurs PMT. Ce nombre de PMT dépend de la profondeur de l'interaction puisqu'elle modifie la diffusion de la lumière dans la TPC. En lieu et place de la profondeur, on utilise ici l'Area Fraction Top (AFT) correspondant à la proportion de l'aire du signal  $S1_a$  détecté par les PMT se situant en haut de la TPC. En effet, pour les évènements se produisant dans XENONnT, l'AFT est, lui aussi, corrélé à la profondeur et plus précisément à la diffusion lumineuse dépendant de  $z$ . La figure 5.4 montre la distribution du nombre de PMT contribuant au  $S1_a$  ( $S1_{a\_n\_channel}$ ) en fonction de l'AFT de ces mêmes  $S1_a$  pour des évènements d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  après application de la coupure sur les  $S1_b$ . La forme de la population principale d'évènements peut s'expliquer par le phénomène de diffusion de la lumière et sa corrélation avec la profondeur. Les évènements se produisant près du bas du TPC sont plus proches du réseau PMT inférieur, qui captera la majeure partie de la lumière sur un nombre inférieur de PMT. En revanche, la diffusion de la lumière augmentera lorsque la profondeur des évènements diminue, atteignant un nombre maximal de PMT contributeurs lorsque la lumière émise couvre tout le réseau inférieur (pour un AFT  $\approx 0,18$ ) et diminuant à nouveau pour une profondeur plus petite lorsqu'une partie de la lumière est réfléchi sur les parois en PTFE et atteint le réseau de PMT supérieur. Un nombre de PMT trop faible peut traduire un électron célibataire ou un afterpulse de petite aire. Il peut aussi s'agir d'un évènement s'étant produit dans le xénon gazeux correspondant à la population avec un AFT de  $\sim 0,8$  et un nombre de PMT de  $\sim 50$ . De plus, un nombre de PMT trop important peut indiquer que deux signaux distincts ont été détectés par les PMT et fusionnés en un seul signal. En effet, comme il s'agirait en réalité de deux signaux, ceux-ci ne seraient pas détectés par les mêmes PMT, augmentant ainsi le nombre de PMT contribuant à la détection. Enfin, l'accumulation de charge au niveau des fils de la gate va conduire à la génération de signaux lumineux de différente intensité à ce niveau de la TPC conduisant à la population longitudinale observable autour de  $\sim 0,55$  d'AFT détectée par plus ou moins de PMT en fonction de son aire. Une sélection sur le nombre de PMT contribuant à la détection des signaux  $S1_a$  est alors appliquée pour ne garder que ceux entre 110 et 250 PMTs (indiqué en rouge sur la figure 5.4) et ainsi supprimer une partie des bruits de fond présentés.

**Aire maximale détectée par un PMT contribuant à  $S1_a$**  En plus de la sélection sur le nombre de PMT contribuant à la détection, on décide d'étudier l'aire maximale détectée par un PMT contribuant à  $S1_a$  ( $S1_a\_max\_PMT$ ). Cela permettra de rejeter les évènements avec une contribution aberrante d'un PMT allant bien au-delà de la distribution normale.

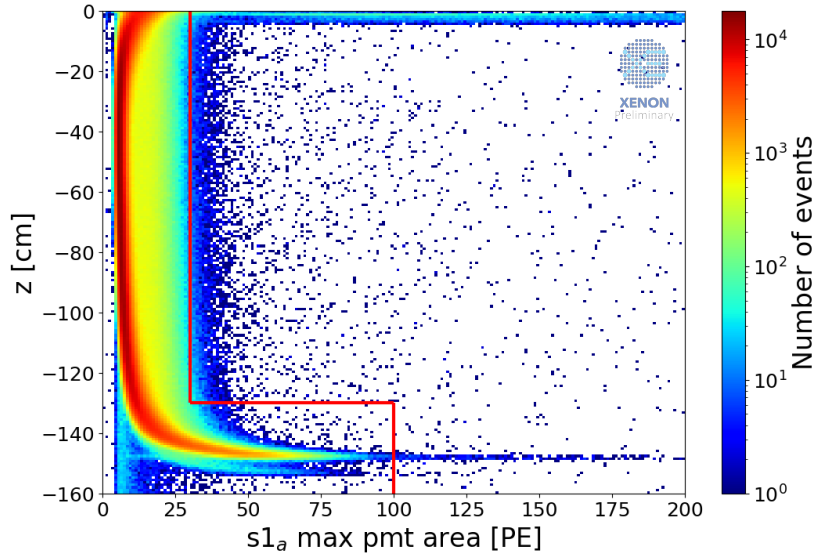


FIGURE 5.5 : Distribution de la profondeur  $z$  vs la plus grande aire enregistré par un PMT pour la détection du  $S1_a$  pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. Les limites supérieures des critères de sélection sont indiquées par des lignes rouges.

La figure 5.5 montre alors la distribution des  $S1_a\_max\_PMT$  en fonction de la profondeur pour des évènements d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 après application des critères de sélection précédents. La valeur  $z = 0$  correspond à la position de la gate dans la TPC. On observe alors une dépendance en  $z$  sur les  $S1_a\_max\_PMT$ , notamment à  $z = -148,6$  cm, la position de la cathode. En effet, les évènements se produisant près du bas de la TPC sont plus proches du réseau de PMT inférieurs et donc très proches de quelques PMT collectant une grande partie de la lumière émise. Cet effet est moins marqué en haut de la phase liquide grâce à l'espace gazeux situé entre la gate ( $z = 0$ ) et le réseau de PMT supérieur (espace où se situe le GXe). On observe cependant, proche de  $z = 0$ , une ligne de signaux  $S1_a$  avec un PMT contribuant beaucoup à la détection. Il s'agit là aussi des signaux lumineux produits par l'accumulation de charge au niveau de la gate dont une partie avait été supprimée par la sélection sur le nombre de PMT contribuant à la détection. On place donc une limite maximale sur le  $S1_a\_max\_PMT$  de 30 PE pour les évènements

se produisant entre 0 et -130 cm et de 100 PE pour les évènements se produisant en dessous.

### 5.2.3 Critères de sélection sur les S2 de la topologie SingleS1S2

Maintenant que les critères de sélection sur les S1 ont été définis et appliqués, nous pouvons nous concentrer sur les S2.

**Aire maximale détectée par un PMT contribuant à  $S2_a$**  On commence cette fois par étudier l'aire maximale détectée par un PMT contribuant à  $S2_a$  ( $S2_a\_max\_PMT$ ). La figure 5.6 montre alors la distribution des  $S2_a\_max\_PMT$  en fonction de la profondeur pour des évènements d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 après application des critères de sélection sur les S1.

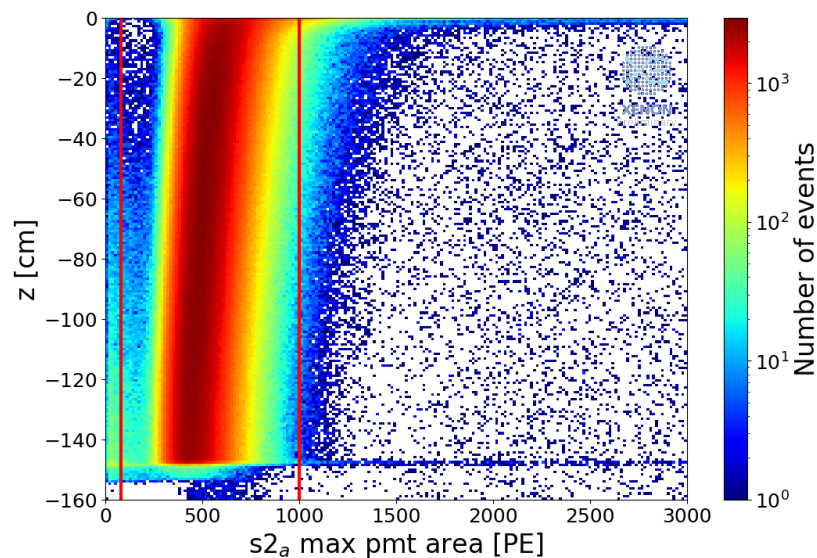


FIGURE 5.6 : Distribution de la profondeur  $z$  vs la plus grande aire enregistrée par un PMT pour la détection du  $S2_a$  pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. On sélectionne les évènements situés entre les limites des critères de sélection indiquées par des lignes rouges

On observe alors une dépendance  $z$  apparente des  $S2_a\_max\_PMT$  avec une valeur plus grande en haut de la TPC. Celle-ci peut s'expliquer par la diffusion transversale du nuage électronique lors de sa dérive dans le LXe, ce qui conduit à une émission lumineuse plus diffuse dans la phase gazeuse et donc répartie sur plus de PMT. Afin de rejeter, là aussi, les évènements avec une contribution trop grande d'un PMT, des limites furent placées sur le  $S2_a\_max\_PMT$  pour les contraindre entre

180 et 1000 PE. En effet, bien que l'on pourrait définir des coupures dépendantes de  $z$  afin de suivre les données, on décide d'utiliser des limites droites pour éviter d'imposer une contrainte trop importante dans nos sélections. De plus, la proportion des données coupées reste assez faible quelle que soit la profondeur. Enfin, lors des autres recherches, on utilise une sélection du volume fiduciel supprimant les événements se produisant aux bords de la phase liquide, supprimant donc les événements proches de  $z = 0$ .

**Aire des signaux  $S2_a$  et  $S2_b$**  Dû à tous les signaux secondaires se produisant après un  $S2$  (train d'électrons, afterpulses, électron célibataire en plus grande quantité, etc), un signal sera pratiquement toujours considéré comme un  $S2_b$  par straxen. Ainsi, et contrairement aux  $S1_b$ , il n'est malheureusement pas possible de ne garder que les événements possédant un  $S2_b$  nul. On utilise alors une sélection portant sur les aires des signaux  $S2_a$  et  $S2_b$ . Celle-ci est particulière et a dû être modifiée entre les périodes de prise de données SR0 et SR1. En effet, sur la figure 5.7 montrant la distribution des  $S2_b$  en fonction des  $S2_a$  pour les données de SR0 (à gauche) et SR1 (à droite) après application des critères de sélection définis précédemment, on voit que les populations observables dans ces distributions ne sont pas les mêmes.

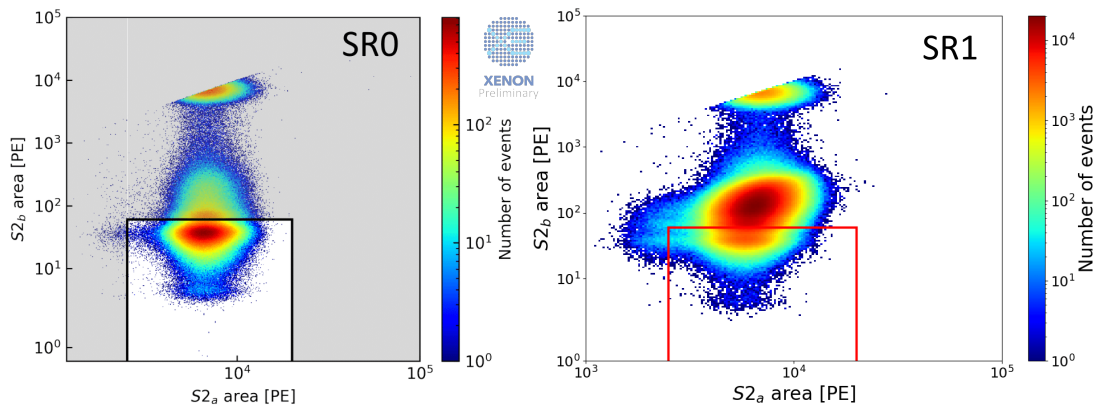


FIGURE 5.7 : Distribution des paramètres  $S2_b$  vs  $S2_a$  pour les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR0 à Gauche [159] et SR1 à Droite. Les limites des critères de sélection utilisés pendant SR0 sont indiquées par des lignes noires (rouges) pour les données de SR0 (SR1).

Les  $S2_b$  sont alors plus élevés dans les données de SR1 bien que les valeurs de  $S2_a$  semblent rester les mêmes. Cette modification peut s'expliquer par l'amélioration de la pureté du xénon par sa purification continue pendant les prises de données. En effet, ces impuretés ont un fort impact sur les  $S2$  secondaires, notamment lors des

périodes d'étalonnage où ils sont présents en plus grand nombre, rendant ces S2 secondaire plus faibles. Ainsi, la coupure sélectionnant uniquement les S2<sub>b</sub> inférieurs à 60 PE qui avait été développée pour SR0 [159] ne peut plus être utilisée pour les données de SR1.

Afin d'étudier les évènements présents, on définit quatre populations dans la distribution des S2<sub>b</sub> et S2<sub>a</sub> dans les données de SR1 représentées sur la figure 5.8. Pour chacune de ces populations, on décide d'observer leurs distributions spatiales, à la fois en  $x,y$  et en  $r^2,z$ . Ces distributions spatiales sont montrées figure 5.9. Cela nous permet d'interpréter la nature de ces différentes populations :

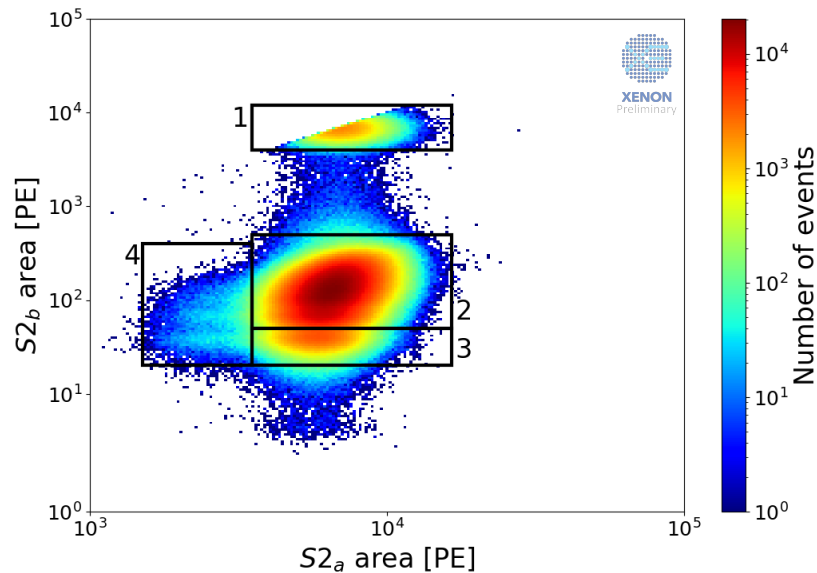


FIGURE 5.8 : Distribution des paramètres S2<sub>b</sub> vs S2<sub>a</sub> pour les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 avec les quatre populations observables dans cette distribution.

- **Population 1** : La présence d'un signal S2<sub>b</sub> possédant une amplitude similaire au signal S2<sub>a</sub> nous indique la présence d'au moins deux évènements de  $^{83m}\text{Kr}$ , chacun à 41,6 keV, regroupés en un seul. Puisque la correspondance entre S1 et S2 dans de tels cas n'est pas fiable<sup>3</sup>, cette population est rejetée.
- **Population 2** : Cette population offre la statistique la plus élevée avec la répartition spatiale la plus homogène. Les signaux S2 secondaires (S2<sub>b</sub>) présents dans cette population correspondraient principalement à des afterpulses ou des coups uniques isolés. Comme aucun biais de reconstruction ne semble être observé ici, cette population peut être gardée.

<sup>3</sup>On ne peut en effet pas déterminer lequel de S2<sub>a</sub> ou S2<sub>b</sub> provient du même évènement que le S1<sub>a</sub>.



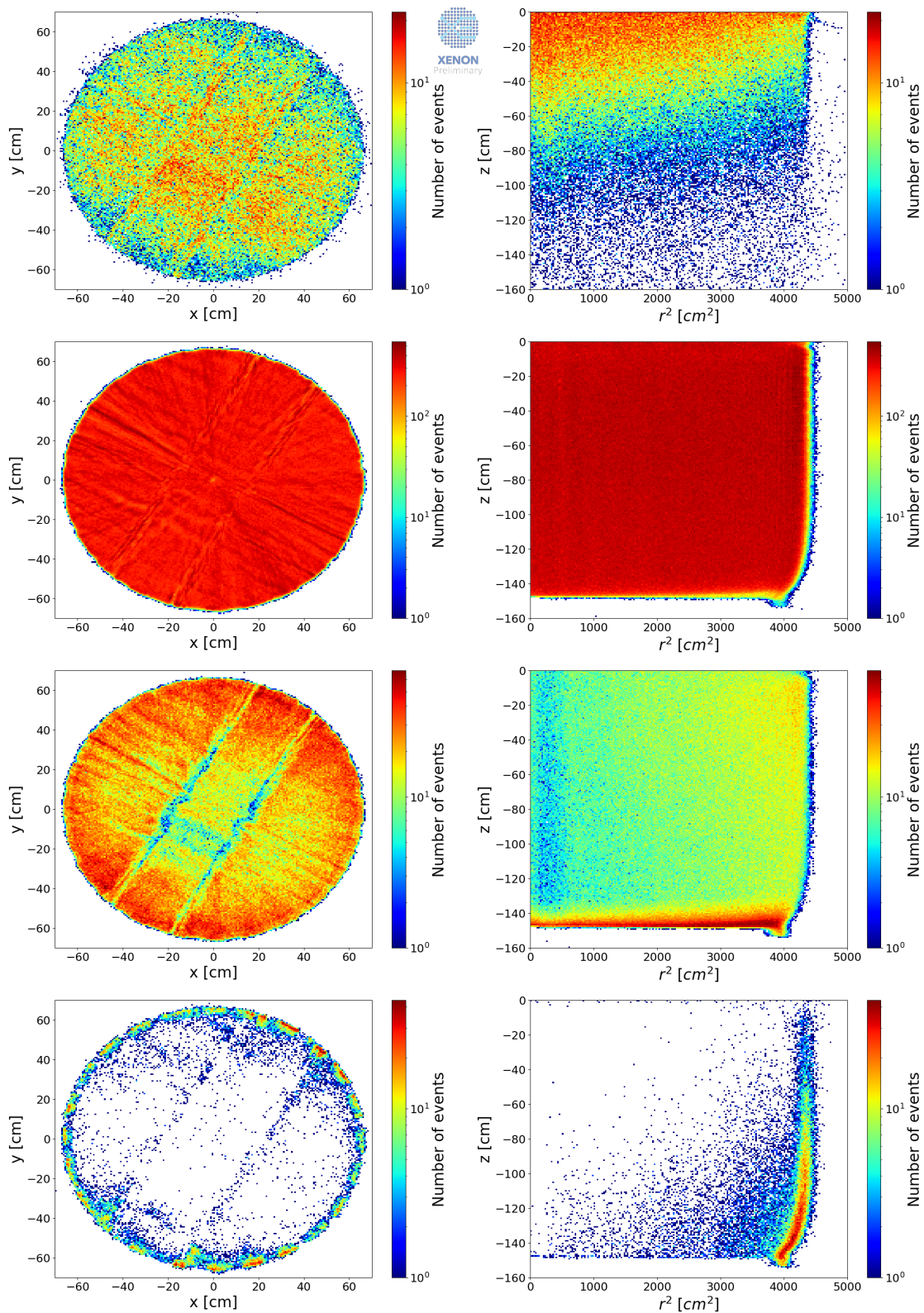


FIGURE 5.9 : Comparaison des distributions spatiales des évènements des populations 1 à 4 (de haut en bas) d'évènements de  $^{83m}\text{Kr}$  définis précédemment dans le plan  $(x,y)$  pour la colonne de gauche et dans le plan  $(r^2,z)$  pour la colonne de droite.

- Population 3** : Cette population présente un surplus d'évènements en bas de la TPC. On observe pour ces évènements, en plus d'une valeur de  $S2_b$  inférieure, des  $S1_a$  supérieurs à ceux observés pour la population 2 ainsi que des  $S2_a$  légèrement inférieurs comme on peut le voir sur la figure 5.10. Ainsi, la proximité de ces évènements avec la cathode augmenterait la probabilité de recombinaison des électrons libres avec des ions  $\text{Xe}^+$  en excitons  $\text{Xe}^*$  contribuant au signal  $S1$  (voir sous-section 4.1.1). Comme les  $S2_b$  proviennent souvent d'afterpulses de  $S2_a$ , les deux diminueront ensemble. À cause de cette recombinaison altérée, on décide alors de ne pas garder cette population<sup>4</sup>. Cette population était fusionnée avec la population principale pendant SR0.

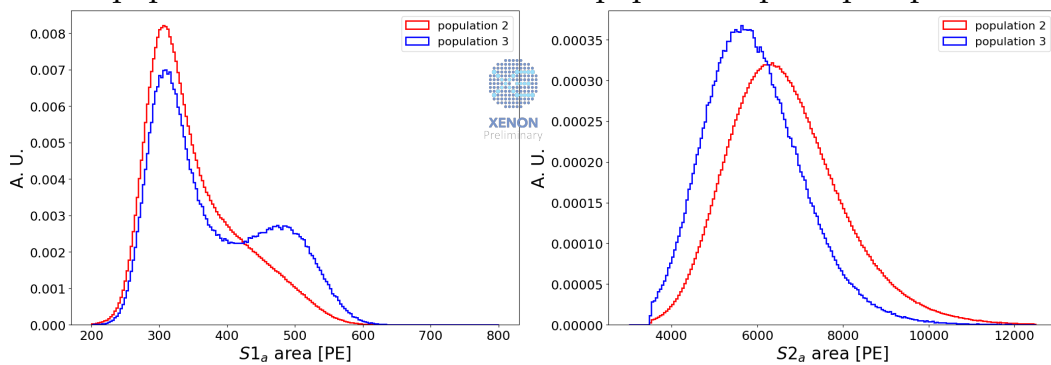


FIGURE 5.10 : Distribution normalisée des  $S1_a$  (gauche) et  $S2_a$  (droite) des populations 2 (rouge) et 3 (bleu).

- Population 4** : Cette population semble être la continuité des populations 2 et 3 mais avec un  $S2_a$  plus faible. De plus, en observant les distributions spatiales, on observe que ces évènements sont concentrés sur les bords de la TPC et plus présents en bas. Cela s'explique par les distorsions du champ électrique de dérive (vu section 4.4). En effet, proche des bords, une partie des électrons émis lors d'une collision sont dérivés vers les murs de PTFE réduisant grandement l'aire du signal  $S2$  reconstruit. De plus, cet effet devient de plus en plus important à mesure que l'on s'enfonce dans la TPC puisque la distance à parcourir par les électrons devient plus grande. Bien que ces évènements présentent un biais, il est nécessaire d'en garder une partie afin de pouvoir

<sup>4</sup>Lors de SR0, cette population 3 était fusionnée avec la population 2 empêchant leur séparation. Comme elle possède beaucoup moins d'évènements, sa présence dans les données n'a pas de fort impact sur les résultats, même si l'on préfère s'en séparer pour SR1 maintenant que c'est possible.

étudier cette distorsion au niveau des bords de la TPC et de pouvoir la corriger (voir section 5.5).

Une nouvelle coupure gardant uniquement les événements ayant un  $S2_a$  compris entre 2500 et 20000 PE et un  $S2_b$  compris entre 50 et 500 PE fut alors utilisée pour les données de SR1 correspondant alors à une sélection de la population 2 étendu. Cette nouvelle coupure est représentée en rouge sur la figure 5.11. Elle permet de faire passer l'acceptance de la sélection sur les aires des signaux  $S2_a$  et  $S2_b$  des événements SingleS1S2 dans les données de SR1 de 11,9% quand on utilisait l'ancienne coupure développée pour SR0 à 90,2% pour la nouvelle coupure. Une amélioration similaire fut observée en modifiant cette même coupure pour la sélection des événements DoubleS1SingleS2.

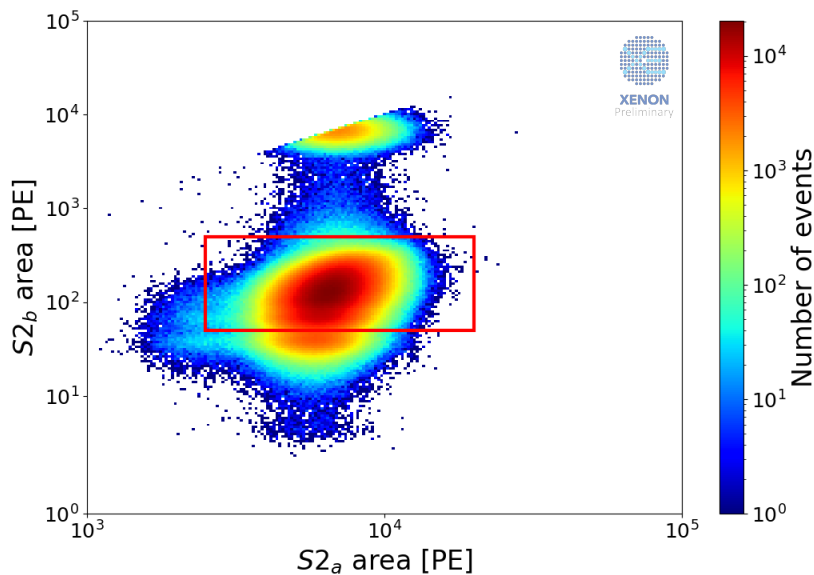


FIGURE 5.11 : Distribution des paramètres  $S2_b$  vs  $S2_a$  pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 avec les nouvelles limites des critères de sélection utilisé pour SR1 indiquées par des lignes rouges.

Les acceptances de chaque critère de sélection des événements de SingleS1S2 dans les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 sont alors indiqués dans le tableau 5.1. On observe alors que la coupure supprimant le plus d'événements est celle qui sélectionne les singleS1. Enfin, en utilisant toutes ces coupures, on obtient une acceptance légèrement inférieure à 48,5% pour les événements SingleS1S2 de SR1. Celle-ci reste proche de l'acceptance de SR0 qui était de 51,6% qui avait une sélection sur les aires des S2 plus permissive.

TABLE 5.1 : Acceptances des différents critères de sélection des événements SingleS1S2 dans les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1.

Coupure	Acceptance de la coupure	Acceptance totale
Single S1	65,9%	65,9%
$S1_a$ _n_channels	83,5%	55,1%
$S1_a$ _max_PMT	99,5%	54,8%
$S2_a$ _max_PMT	98,1%	53,8%
$S2_a$ _area	90,2%	48,5%

### 5.2.4 Populations sélectionnées

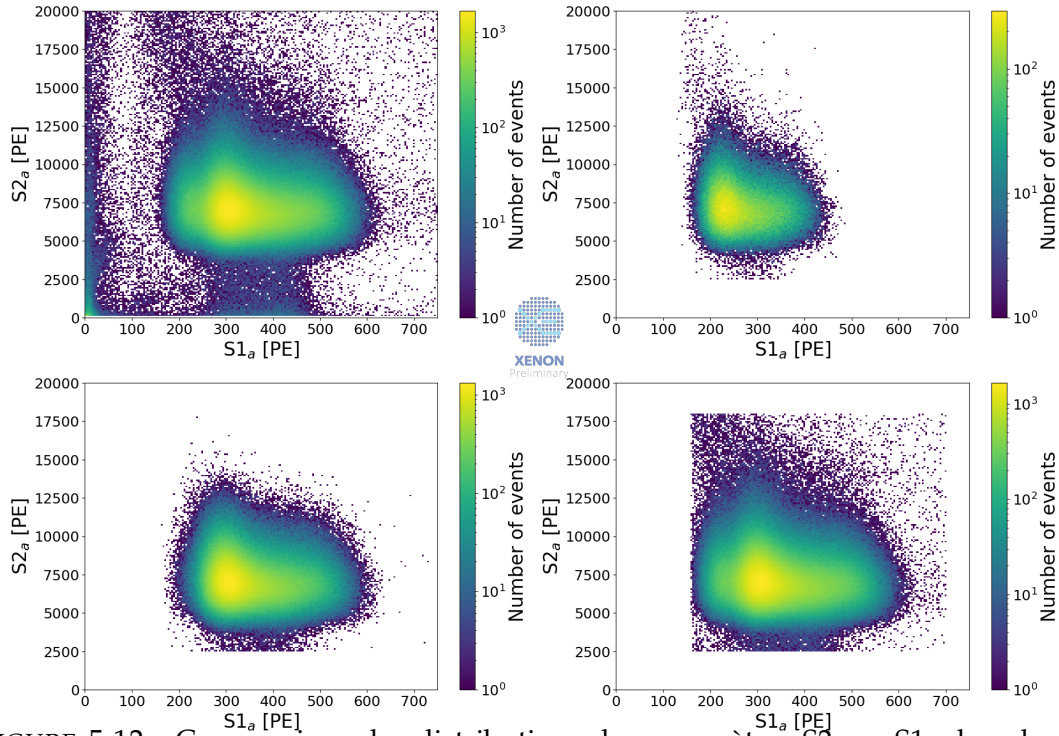


FIGURE 5.12 : Comparaison des distributions des paramètres  $S2_a$  vs  $S1_a$  dans la gamme  $[[0,700],[0,20000]]$  pour les données d'une période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. Haut gauche : Sans sélection. Haut droite : Sélection des événements DoubleS1SingleS2. Bas Gauche : Sélection des événements SingleS1S2. Bas droite : Sélection par le Box\_cut.

La figure 5.12 représente les distributions des paramètres  $S2_a$  vs  $S1_a$  pour une période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 avant sélections (Panneau haut gauche). Les trois autres panneaux représentent la même distribution pour différentes sélections appliquées : sélection des événements DoubleS1SingleS2, sélection des événements SingleS1S2 (définies sous-section précédente) et une sélection supplémentaire nommée "Box\_cut". Cette dernière vise à sélectionner le plus d'évènements  $^{83m}\text{Kr}$  avec

le minimum de sélections ce qui nous servira lors de l'étude de la correction des distorsions du champ électrique présentée section 5.5. Les acceptances des sélections de ces trois populations sont alors respectivement de 8,1%, 48,5% et 72,3%.

## 5.3 Méthode de contrôle de la stabilité spatiale

Maintenant que nous avons pu sélectionner des événements SingleS1S2 de  $^{83m}\text{Kr}$ , nous allons pouvoir nous atteler au contrôle de la stabilité spatiale du détecteur. On veut pour cela observer différentes grandeurs, à savoir les valeurs de cS1 et cS2 ainsi que le nombre d'évènements dans l'intégralité de la TPC.

### 5.3.1 Ajustement des signaux cS1 et cS2

Afin d'obtenir les valeurs de cS1 et de cS2 (signaux  $S1_a$  et  $S2_a$  corrigés), on doit réaliser des ajustements de leurs distributions. Deux méthodes d'ajustement ont alors été étudiées.

**Ajustement gaussien** La première méthode consiste à réaliser séparément les ajustements des distributions de cS1 et de cS2 par des gaussiennes :

$$f(x) = \frac{N_{events}}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

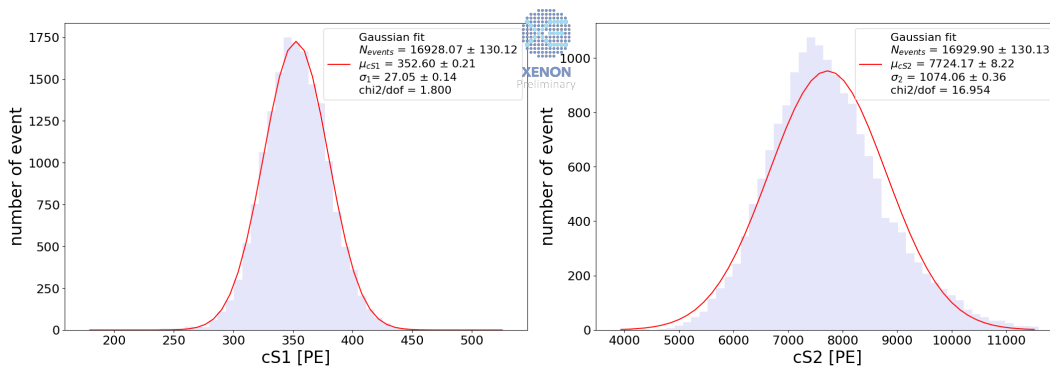


FIGURE 5.13 : Ajustement gaussien en rouge de données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 en bleu à gauche pour le cS1 et à droite pour le cS2. Le décalage de l'ajustement des cS2 est dû à la queue de distribution qui n'est pas pris en compte par la gaussienne. Les paramètres d'ajustement sont aussi indiqués.

Avec,  $N\_events$  le nombre d'évènements,  $\mu$  la moyenne et  $\sigma$  l'écart-type de la distribution. La figure 5.13 montre, quant à elle, les résultats de ces ajustements pour 16 928 évènements SingleS1S2 de  $^{83m}Kr$ . On peut alors observer que l'ajustement des données de cS1 par une gaussienne (à gauche) donne des résultats satisfaisants ( $\chi^2$  par degré de liberté de 1,800) avec une valeur de  $\mu_{cS1}$  de  $352,60 \pm 0,21$  PE pour ces données et un nombre d'évènements obtenu par l'ajustement compatible avec le nombre d'évènements réels. Cependant, dans le cas de l'ajustement des données de cS2 par une gaussienne (à droite), on observe un décalage entre la distribution des cS2 et l'ajustement gaussien réalisé ( $\chi^2$  par degré de liberté de 16,954) avec un  $\mu_{cS2}$  de  $7724,17 \pm 8,22$  PE. Cela s'explique par la présence d'une queue dans la distribution des cS2 déformant la gaussienne originalement imaginée. Pour prendre en compte cette queue de distribution, il aurait été possible d'ajuster les données par des gaussiennes exponentiellement modifiées. Cependant, cette méthode pose deux problèmes. Le premier se porte sur la stabilité de la méthode d'ajustement. En effet, afin de réaliser un contrôle de la stabilité spatiale, de nombreux ajustements ont besoin d'être réalisés et il fut observé que l'utilisation d'une telle fonction pour réaliser ces ajustements pouvait introduire des instabilités en dépendant fortement des paramètres d'ajustement initiaux. Le second problème est que nous réalisons ici des ajustements séparés des distributions cS1 et cS2. Or, comme nous avons pu voir, dans la sous-section 4.1.1, les signaux cS1 et cS2 sont anti-corrélés. Il serait alors adéquat d'utiliser une distribution prenant en compte les deux signaux.

**Ajustement double gaussien** Afin de traduire l'anti-corrélation des signaux cS1 et cS2, on décide alors d'ajuster leur distribution en deux dimensions par une fonction double gaussienne définie telle que :

$$\begin{aligned}
 f(x, y) &= Amp \cdot e^{a(x-\mu_{cS1})^2 - b(x-\mu_{cS1})(y-\mu_{cS2}) + c(y-\mu_{cS2})^2} \\
 a &= \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_{cS1}^2} + \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_{cS2}^2} \\
 b &= \frac{\sin(2\theta)}{2\sigma_{cS2}^2} - \frac{\sin(2\theta)}{2\sigma_{cS1}^2} \\
 c &= \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_{cS1}^2} + \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_{cS2}^2}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

$\mu_{cS1}$  ( $\mu_{cS2}$ ) et  $\sigma_{cS1}$  ( $\sigma_{cS2}$ ) représentent respectivement la moyenne et l'écart-type

de la distribution des cS1 (cS2). Amp, correspond au nombre d'évènements au point  $(\mu_{cS1}, \mu_{cS2})$  et  $\theta$  est l'angle de rotation en radian de la double gaussienne (dans le sens horaire). La figure 5.14 permet alors de représenter cette fonction double gaussienne (à gauche) tout en montrant l'ajustement du même jeu de 16 928 évènements SingleS1S2 de  $^{83m}\text{Kr}$ , cette fois-ci ajusté par une double gaussienne dans le plan (cS1, cS2).

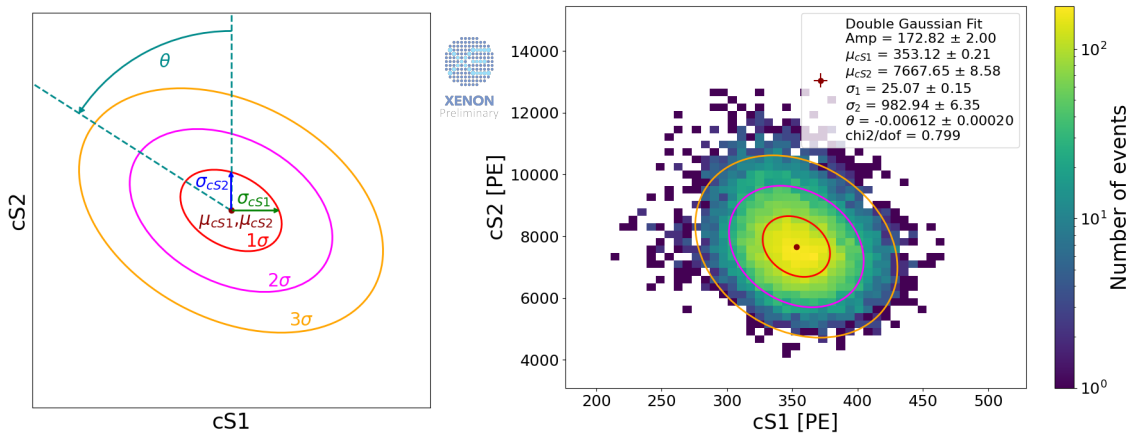


FIGURE 5.14 : Gauche : Représentation d'une double gaussienne dans le plan (cS1, cS2) avec le point central de coordonnées  $\mu_{cS1}, \mu_{cS2}$  en carmin, les écarts types  $\sigma_{cS1}$  et  $\sigma_{cS2}$ , respectivement en vert et bleu, les ellipses à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  en respectivement rouge, magenta et orange ainsi que l'angle  $\theta$  de la double gaussienne en cyan. Droite : Ajustement par une double gaussienne de la distribution cS2 vs cS1 pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 avec les paramètres d'ajustement. La valeur faible en radian de l'angle  $\theta$  par rapport à la rotation observée est expliquée par la différence d'échelle entre les axes x et y.

On observe alors une valeur ajustée de  $\mu_{cS1}$  de  $353,1 \pm 0,2$  PE quasiment égale à la valeur obtenue par l'ajustement gaussien de la distribution des cS1. La valeur de  $\mu_{cS2}$  est, elle, de  $7668 \pm 9$  PE ce qui, comme on pouvait s'y attendre, est plus faible que la valeur sur-estimée obtenue par l'ajustement gaussien de la distribution des cS2. La valeur de l'angle  $\theta$  est de  $6,12 \pm 0,20 \cdot 10^{-3}$  rad. Cette faible valeur s'explique par la grande différence d'échelle entre les axes x et y. Cet ajustement double gaussien présente un  $\chi^2$  par degré de liberté de 0,799 et permet de mieux prendre en compte la physique derrière la génération des signaux cS1 et cS2 tout en améliorant les valeurs obtenues. Cependant, comme cet ajustement a besoin d'une distribution en 2 dimensions pour être réalisé, il est nécessaire d'avoir un nombre d'évènements suffisamment grand (minimum 1000) pour l'utiliser, imposant donc des limites sur la discrétisation de notre TPC pour réaliser l'étude de la stabilité spatiale.

### 5.3.2 Séparation du volume de la TPC

Afin de pouvoir observer les variations des valeurs des  $cS1$  et  $cS2$  ( $\mu_{cS1}$  et  $\mu_{cS2}$ ) dans la TPC, on choisit de la discrétiser de la manière suivante :

- On sélectionne un premier volume défini par  $r < 64$  cm et  $-141 < z < -3$  cm afin de limiter les effets aux limites de la TPC et se concentrer sur les variations internes.
- On découpe ce volume en  $N_z$  tranches de même hauteur  $h$ .
- Chacune de ces tranches sont découpées en  $N_r$  anneaux d'épaisseur  $e$
- Chaque anneau est enfin découpé en  $3 \times (2n_r - 1)$  voxels

Cette méthode permet de découper la TPC en voxel de même volume. Un exemple de découpage d'une tranche est montré sur la figure 5.15 (Gauche) pour  $N_r = 5$  (et donc  $e = 12,8$  cm).

Une deuxième méthode de séparation consiste à isoler les volumes présents sous les câbles perpendiculaires de la gate et d'observer les variations parmi les cinq zones nouvellement définies afin de déterminer l'effet de la présence des câbles. Cette méthode de découpage est montrée sur la figure 5.15 (Droite), pour une tranche de la TPC, pour des zones sous les câbles de 10 cm d'épaisseur et sera utilisée lors de l'étude des stabilités en  $z$ .

## 5.4 Contrôle de la stabilité spatiale

### 5.4.1 Stabilité spatiale des évènements de $^{83m}\text{Kr}$

Grâce à la méthode de découpage de la TPC présentée précédemment, il nous est possible de réaliser l'étude de la stabilité spatiale de la TPC pour chacune des sessions d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  des périodes SR0 et SR1. Pour chaque période, on divise la TPC en  $N_z = 6$  tranches ( $h = 23$  cm) et chacune de ces tranches en  $N_r = 5$  anneaux<sup>5</sup> ( $e = 12,8$  cm). Cela nous permet de découper la TPC en 450 voxels de même volume. Pour chacun de ces voxels, on réalise l'ajustement de la distribution  $cS2_a$  vs  $cS1_a$  par

<sup>5</sup>Cette découpe permet d'avoir au moins 1000 évènements par voxel tout en ayant une plus grande précision dans le plan  $(x,y)$  qu'en  $z$  car le profil selon la profondeur sera étudié plus en détail dans la sous-section 5.4.2



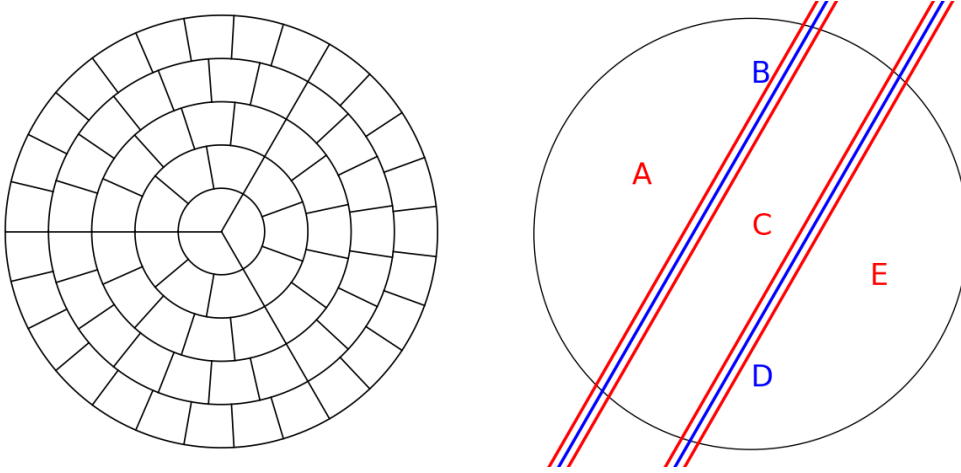


FIGURE 5.15 : Gauche : Répartition en  $x,y$  des voxels dans une tranche de la TPC pour une séparation en cinq anneaux. Droite : Séparation en  $x,y$  d'une tranche de la TPC selon la position des fils perpendiculaires de la gate représenté en bleu. A : à 5 cm de la position du fil de gauche, B : 5 cm autour de la position du fil de gauche, C : entre les 2 fils à 5 cm de la position de chaque, D : 5 cm autour de la position du fil de droite et E : à 5 cm de la position du fil de droite.

une double gaussienne afin d'obtenir les valeurs de  $cS1$  et  $cS2$ . On calcule ensuite la variation relative de ces deux grandeurs par rapport à la moyenne pour chaque voxel :

$$cS1(2)_{rv} = \frac{cS1(2) - cS1(2)_{mean}}{cS1(2)_{mean}} \quad (5.3)$$

On peut alors tracer des cartes de la variation relative des  $cS1$  et  $cS2$  pour chaque voxel ainsi qu'une carte du nombre d'évènements par voxel pour chaque période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR0 et SR1. Un exemple de ces trois cartes de stabilité pour une session d'étalonnage de SR0 et de SR1 est respectivement montré sur la figure 5.16 et la figure 5.17. On place alors des limites cohérentes sur les variations relatives afin de s'assurer que les possibles variations soient toujours visibles en limitant l'effet d'un seul voxel qui aurait une valeur très différente des autres. Ainsi,  $cS1_{rv}$  est compris entre -3 et 3 % et  $cS1_{rv}$  entre -10 et 10 %.

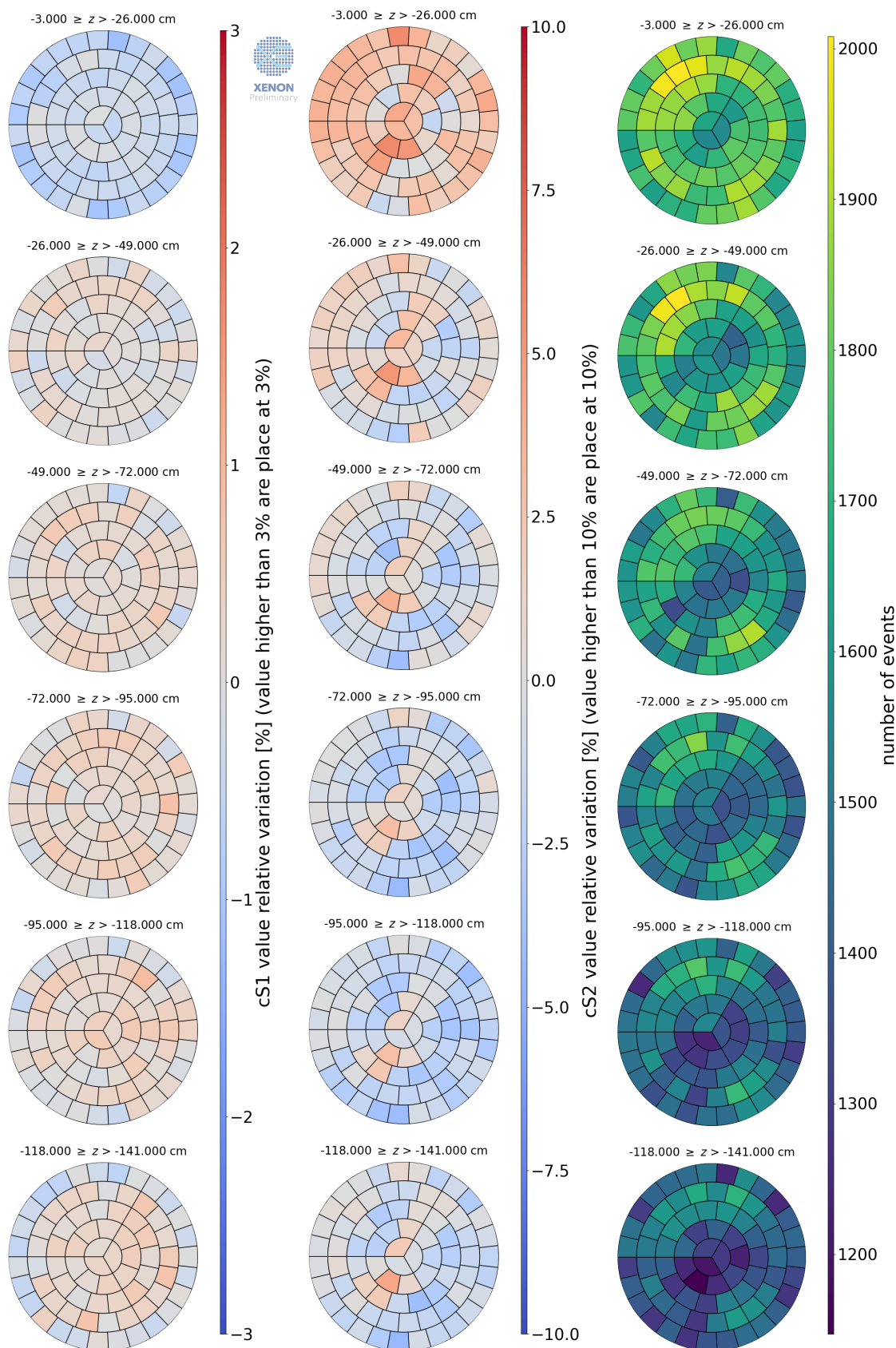


FIGURE 5.16 : Carte de stabilité spatiale de 450 voxels pour les données d'une période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR0. Gauche : variation relative de la valeur de cS1. Milieu : variation relative de la valeur de cS2. Droite : du nombre d'évènements SingleS1S2 par voxel.

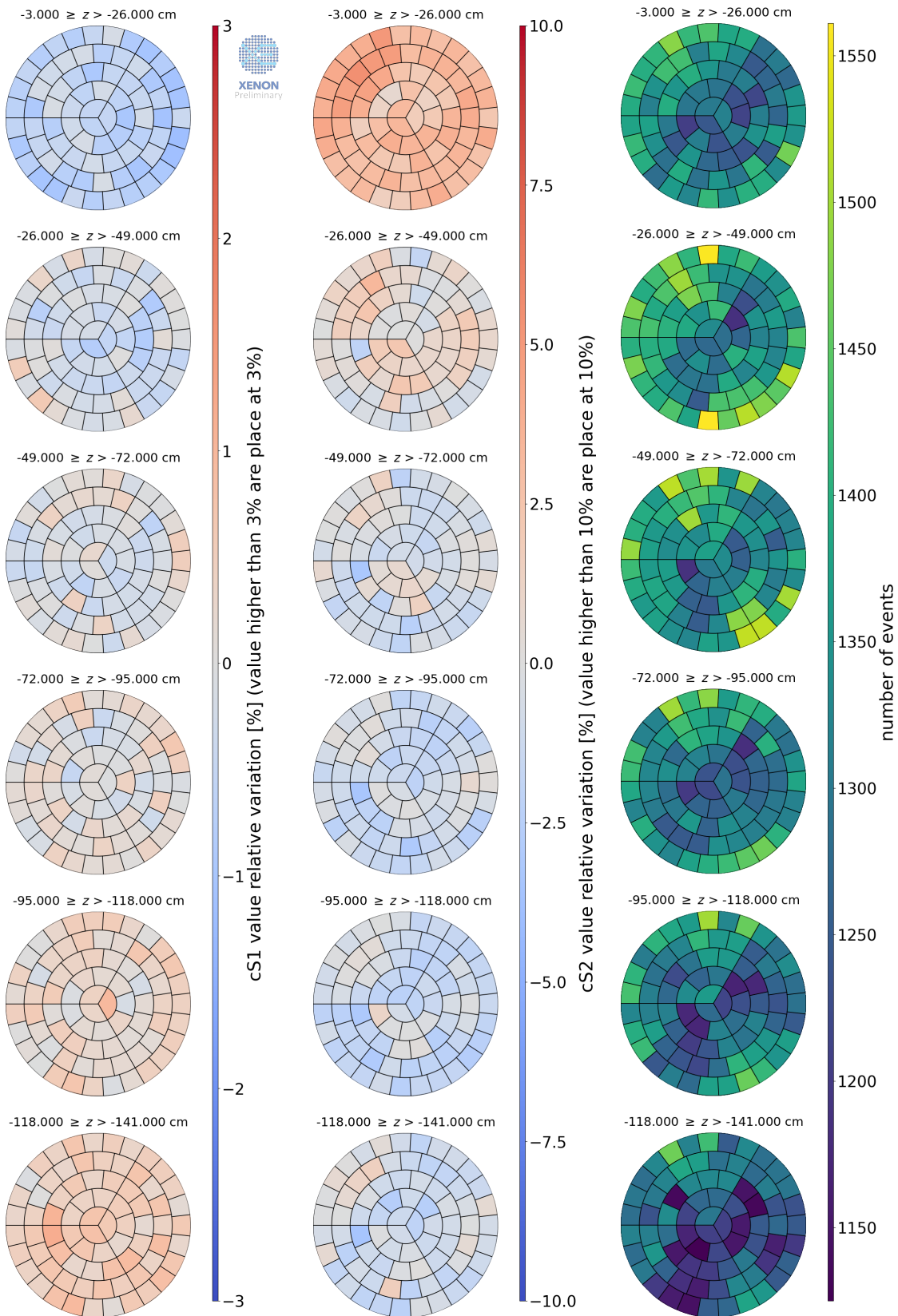


FIGURE 5.17 : Carte de stabilité spatiale de 450 voxels pour les données d'une période d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. Gauche : variation relative de la valeur de cS1. Milieu : variation relative de la valeur de cS2. Droite : du nombre d'évènements SingleS1S2 par voxel.

- Pour les cS1 : On observe une très bonne stabilité en  $x,y$  pour les deux périodes SR0 et SR1 avec une variation légèrement plus importante sur les bords de la TPC. On observe cependant dans la carte de SR0 une diminution relativement importante pour la tranche située en haut de la TPC. Dans le cas de SR1 cette diminution semble plus importante mais continue avec l'évolution de  $z$  (voir sous-section 5.4.2 pour plus de détail).
- Pour les cS2 : Dans le cas de la stabilité en  $x,y$  pour les données de SR0, on observe une augmentation du cS2 au centre de la TPC entre les câbles perpendiculaires de la gate. De plus, la valeur des cS2 pour les événements se produisant sous ses câbles semble légèrement plus faible. Pour les données de SR1, on voit que les variations en  $x,y$  sont plus faibles avec une quasi-disparition de l'effet des câbles perpendiculaires. Cette amélioration est en partie expliquée par l'amélioration de la correction des distorsions du champ électrique présentée section 5.5. De plus, pour les deux périodes SR0 et SR1, on observe une variation en  $z$  importante avec une augmentation drastique de la valeur des cS2 en haut de la TPC (voir sous-section 5.4.2 pour plus de détails).
- Pour les nombres d'évènements : on observe une variation en  $z$  avec une diminution du nombre d'évènements en bas de la TPC pour les deux périodes SR0 et SR1. Cela s'explique par une légèrement moins bonne reconstruction des événements se produisant en bas de la TPC à cause des effets de champs proches de la cathode accentués par le plus long temps de dérive. On observe aussi que le nombre d'évènements au centre de chaque tranche est généralement plus faible que sur les bords. Cependant, la variation reste plus faible pour les données de SR1. En effet, la différence maximale du nombre d'évènements par voxel dans SR0 est de  $\sim 850$  pour un nombre moyen d'évènements de  $\sim 1550$  ( $\sim 54\%$  de variation) là où, pour SR1, la différence maximale est de  $\sim 450$  pour un nombre moyen d'évènements de  $\sim 1350$  ( $\sim 33\%$  de variation). Cela s'explique par l'amélioration des reconstructions, corrections et sélections d'évènements entre les 2 périodes.

#### 5.4.2 Stabilité en $z$ des événements de $^{83m}\text{Kr}$

En étudiant les stabilités spatiales, nous avons pu observer des variations en  $z$ . Afin d'être un peu plus précis, on décide de réaliser une étude de la stabilité en  $z$ . Pour

les deux périodes SR0 et SR1. Pour cela, on utilise toutes les données de  $^{83m}\text{Kr}$  et on découpe cette fois-ci la TPC en  $n_z = 48$  tranches ( $h = 2,875$  cm). Pour les cS1, on décide de ne sélectionner pour chaque tranche que les événements se produisant au centre (soit  $r \leq 32$  cm). Pour les cS2, on utilise le deuxième découpage présenté sous-section 5.3.2 (figure 5.15 droite) afin de regarder si les câbles perpendiculaires de la gate influent sur les profils en  $z$ <sup>6</sup>. On peut ensuite à nouveau calculer les variations relatives pour comparer les différentes périodes/populations. La figure 5.18 montre les profils en  $z$  obtenus pour les données de SR0.

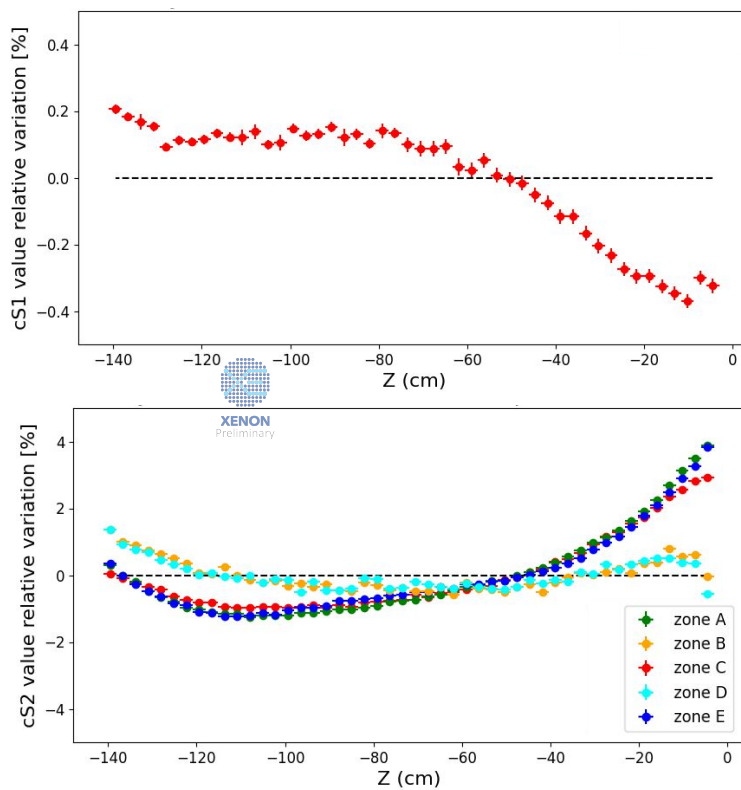


FIGURE 5.18 : Évolution selon  $Z$  pour les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR0 (Haut) de la valeur du cS1 pour  $r < 32$  cm (Bas) pour les valeurs du cS2 dans les 5 zones définies précédemment et montrées à droite de la figure 5.15.

On y observe que :

- Les cS1 du centre de la TPC sont très stables entre -130 et -80 cm mais qu'ils diminuent fortement en haut de la TPC (de +0,2 à -0,4) comme nous avons pu le voir lors de l'étude de la stabilité spatiale.

<sup>6</sup>Bien que l'on ne garde qu'un type de grandeur (cS1 ou cS2) pour chaque découpe, on utilise tout de même l'ajustement double gaussien.

- Les profils des cS2 des zones A, C et E (loin des fils) sont similaires en présentant une décroissance entre -140 et -120 cm, une légère croissance entre -120 et -40 cm et une grande augmentation au-dessus de 40 cm qui peut être expliquée par la proximité à la phase gazeuse. On observe cependant que les profils des zones B et D situées sous les fils perpendiculaires présentent la même décroissance entre -140 et -120 cm mais semblent paradoxalement plus stables selon Z. L'augmentation se produisant en haut de la TPC est ici compensée par la présence des câbles perpendiculaires collectant certains des électrons de dérive avant qu'ils ne soient extraits dans la phase gazeuse et réduisant ainsi les cS2.

Avec l'amélioration de la reconstruction des événements entre SR0 et SR1, les profils selon z ont été modifiés comme on peut le voir sur la figure 5.19 qui montre les profils en z obtenus pour les données de SR1.

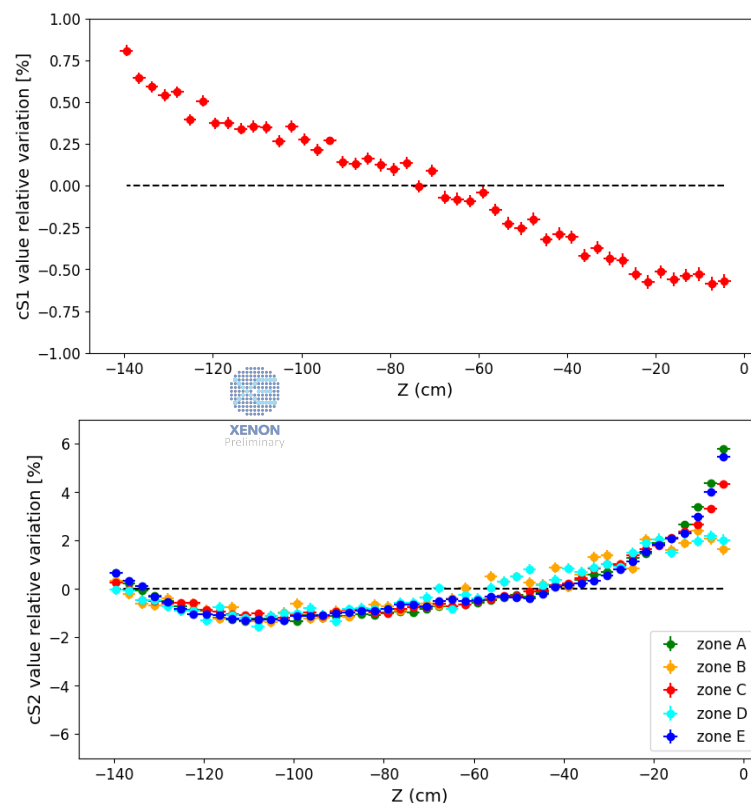


FIGURE 5.19 : Évolution selon Z pour les données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 (Haut) de la valeur du cS1 pour  $r < 32$  cm (Bas) pour les valeurs du cS2 dans les 5 zones définies précédemment et montrées à droite de la figure 5.15.

On peut alors voir que :

- Pour les cS1 : bien que l'on observe une variation plus importante que pour SR0 (de +0,75 à -0,60), cette décroissance est quasiment linéaire tout au long de l'axe z tout en restant dans la limite des 2% souhaité pour les cS1.
- Pour les cS2 : les profils des zones A, C et E sont similaires à ceux observés pour SR0. La légère croissance entre -120 et -40 cm compense alors la variation observée pour les cS1 puisque les deux signaux sont anti-corrélés. Les cS1 et cS2 auraient alors sûrement des profils pratiquement inversés sans les effets se produisant proches de la cathode et de la gate. On observe cependant que, contrairement aux données de SR0, les profils des cS2 des zones B et D sont plus proches des profils des autres zones. On observe cependant une différence de profil au fur et à mesure que l'on se rapproche de la gate avec une augmentation plus linéaire des cS2 des zones B et D de -120 cm jusqu'à la gate.

Les variations dans les cartes de stabilité spatiale et ainsi que les profils en z observés sont donc à prendre en considération lors de l'étude des données de recherche.

### 5.4.3 Évolution dans le temps des évènements de $^{83m}\text{Kr}$

Ces différentes études sur les stabilités spatiales (x,y) et en z des signaux cS1 et cS2 ont été réalisées pour chaque période de calibration au  $^{83m}\text{Kr}$  s'étant produit pendant SR0 et SR1. Il n'y eut alors pas de différence significative observée au sein d'une même période de prise de données (SR0 et SR1). Une étude sur la stabilité temporelle dédiée fut aussi réalisée par la collaboration. Les stabilités des signaux cS1 et cS2 étaient respectivement de 1% et 1,9% pendant SR0, et de 0,3% et 1,1% pendant SR1. Ces variations furent propagées sous forme d'incertitudes dans la détermination des valeurs de  $g_1$  et  $g_2$  présentées 4.4.2 à l'énergie d'intérêt pour la recherche des WIMP.

## 5.5 Correction de la distorsion du champ électrique

### 5.5.1 But de la correction

Comme expliqué dans la section 4.4, le champ électrique de dérive n'est pas parfaitement homogène et présente des distorsions principalement présentes aux bords de

la TPC. Une correction des distorsions du champ électrique (FDC<sup>7</sup>) doit alors être développée puis appliquée aux données afin de corriger les positions des interactions. La figure 5.20 montre alors la distribution des événements SingleS1S2 de  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 sans et avec cette correction appliquée. On observe alors que la correction permet d'obtenir une distribution plus homogène dans la quasi-totalité de la TPC. L'absence d'événements dans le coin inférieur de la TPC après reconstruction vient de la forme des lignes de champs. En effet, proche du coin inférieur de la TPC, les lignes de champs se dirigent vers le mur de la TPC empêchant les électrons d'atteindre le sommet de la TPC et donc seuls des S1 venant de cette zone sont observés.

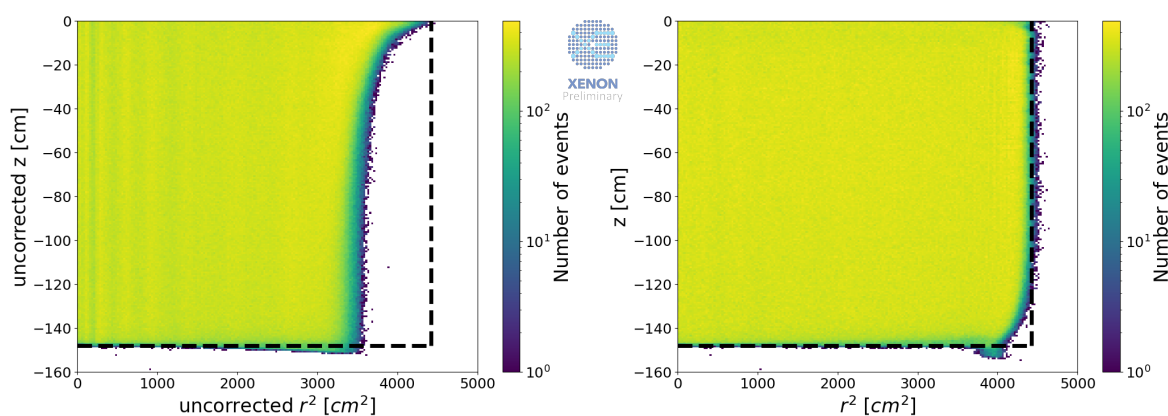


FIGURE 5.20 : Distribution  $z$  vs  $r^2$  des événements SingleS1S2 de  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 pour les positions non corrigées (à gauche) et corrigées (à droite). Les limites de la TPC sont indiqués en pointillé noir.

Lors de l'étude des données d'étalonnages, plusieurs FDC furent développées pour corriger de mieux en mieux ces distorsions. Afin de comparer la nouvelle FDC développée pendant SR1 de l'ancienne développée pendant SR0, on décide d'étudier les distributions en  $x,y$  du nombre d'événements dans la TPC.

## 5.5.2 Comparaison des distributions $x,y$

Lors de cette étude, deux types de sélections de données furent utilisés pour les événements d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1. La première est la sélection des événements SingleS1S2 précédemment utilisée. La seconde utilise le box\_cut abordé section 5.2.4. Elle sert alors à savoir si l'utilisation des données SingleS1S2 pour

<sup>7</sup>Field Distorsion Correction



la détermination d'une FDC n'imposerait pas un biais de correction. En effet, les coupures appliquées pour sélectionner les SingleS1S2 seraient trop restrictives pour la définition d'une FDC utilisable sur l'intégralité des données enregistrées par XENONnT.

On compare alors, sur la figure 5.21 les distributions  $x,y$  de ces deux types de données pour : les positions non corrigées, les positions corrigées en utilisant l'ancienne FDC et les positions corrigées en utilisant la nouvelle FDC. Sur les données non corrigées, on voit clairement l'effet des câbles perpendiculaires sur les données. De plus, en comparant les distributions des 2 corrections, on observe que l'utilisation de la nouvelle FDC semble permettre d'obtenir une distribution plus homogène des évènements dans le plan  $(x,y)$ .

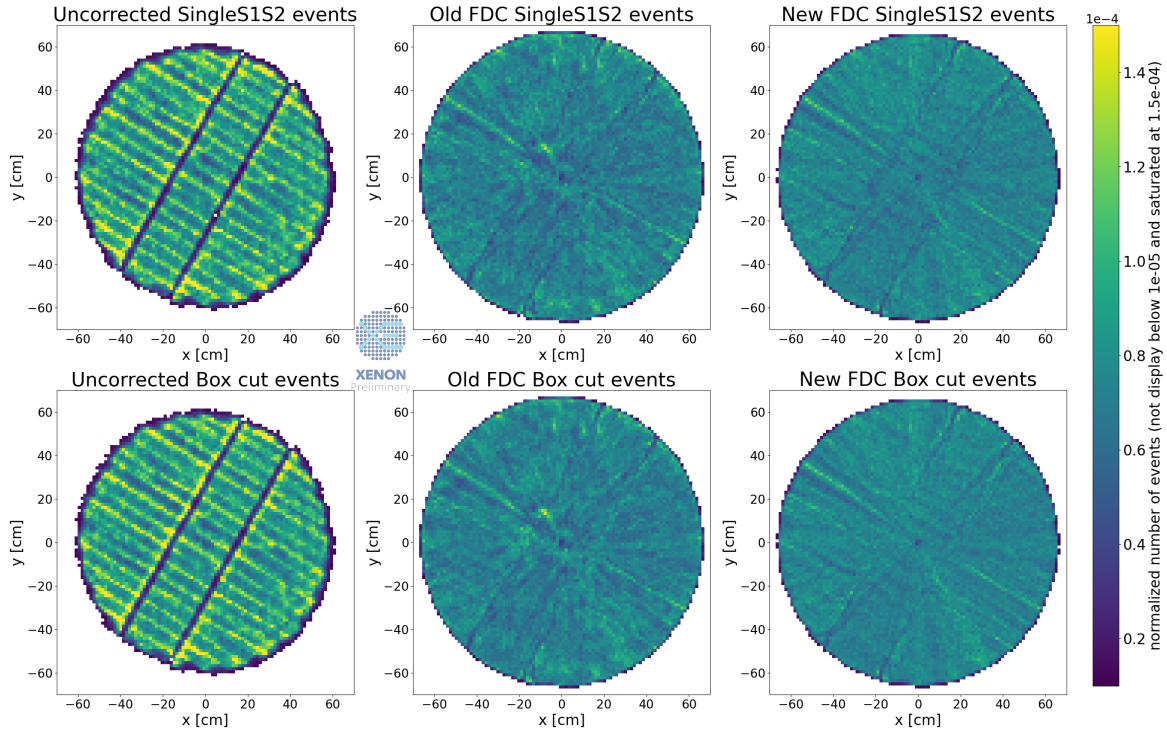


FIGURE 5.21 : Distribution des évènements en  $x,y$  dans la TPC pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 sélectionnés par la sélection SingleS1S2 développée par la collaboration (Haut) et le box\_cut (Bas) sans correction sur la position appliquée (Gauche) une correction de la position utilisant l'ancienne carte de correction de la distorsion du champ électrique (Milieu) ou une correction de la position utilisant la nouvelle carte de correction de la distorsion du champ électrique (Droite).

Afin d'observer plus en détail les différences entre les corrections et entre les populations, on décide de réutiliser le découpage en voxels de la TPC. On sélectionne

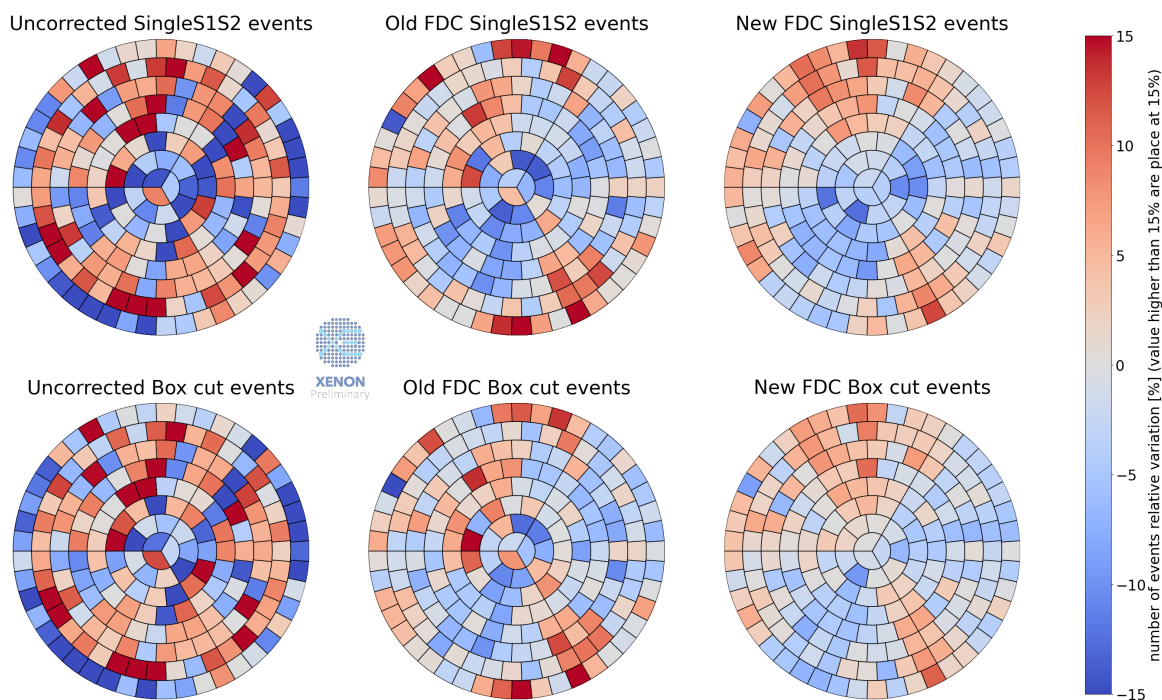


FIGURE 5.22 : Carte de la variation relative du nombre d'évènements par voxel dans la TPC pour des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  de SR1 sélectionnés par la sélection SingleS1S2 développée par la collaboration (Haut) et le box\_cut (Bas) sans correction sur la position appliquée (Gauche) une correction de la position utilisant l'ancienne carte de correction de la distorsion du champ électrique (Milieu) ou une correction de la position utilisant la nouvelle carte de correction de la distorsion du champ électrique (Droite). La découpe en voxel réalisé ici n'implique pas de séparation en z mais 8 anneaux en r pour améliorer la résolution x,y.

tionne cette fois tous les évènements avec  $-140 < z < -5$  cm  $r < 60$  cm<sup>8</sup>. Comme on se concentre ici sur les distributions x,y, on ne découpe pas la TPC en tranche mais on utilise cette fois  $N_r = 8$  anneaux de  $e = 8$  cm d'épaisseur permettant d'avoir 192 voxels. La figure 5.22 montre la variation relative du nombre d'évènements dans chaque voxels pour les deux types de données pour les trois positions. On y observe toujours, pour les positions non corrigées, la présence des câbles perpendiculaire. Cette représentation permet aussi de mieux voir l'amélioration apportée par la nouvelle FDC en lissant les anisotropies présentent pour l'ancienne FDC. De plus, on peut voir que la distribution des évènements sélectionnés par le box\_cut semble plus homogène, notamment au centre de la TPC. Cela nous conforte alors dans le choix d'utiliser le box\_cut pour sélectionner les évènements utilisés pour le développement de la FDC.

<sup>8</sup>Il n'y a pratiquement pas d'évènements non corrigés au-delà de cette limite.

## 5.6 Conclusion

Nous avons pu voir que l'utilisation du  $^{83m}\text{Kr}$  comme source d'étalonnage nous permettait de contrôler l'expérience XENONnT à l'énergie de la recherche des WIMP. La désintégration de cette source est caractérisée par une double émission  $\gamma$  conduisant à trois topologies d'évènements possibles. Des critères de sélection furent alors utilisés pour sélectionner ces topologies. L'utilisation des évènements SingleS1S2 ainsi sélectionnés permis de développer une méthode de contrôle de la stabilité spatiale du détecteur. Cette méthode permet de vérifier que les corrections appliquées sur les évènements, aussi bien au niveau des signaux S1 et S2 qu'au niveau de la position, soient bonnes et de les améliorer entre les périodes de prise de données SR0 et SR1. Une amélioration moyenne d'environ 20% de la résolution du signal a notamment été estimée grâce aux différents contrôles utilisant des données d'étalonnage au  $^{83m}\text{Kr}$  [160]. La méthode de contrôle de la stabilité spatiale pourra alors être réutilisée pour l'étude des données SR2 actuellement en cours d'acquisition dans XENONnT.

## Chapitre 6

# Reconstruction des évènements à haute énergie

Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 3, la source double beta utilisée dans XENONnT pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$  est le  $^{136}\text{Xe}$ . La  $Q_{\beta\beta}$  de cette désintégration est de  $2457 \pm 13$  keV, une énergie bien supérieure à celle attendue pour la collision WIMP-noyau qui est de l'ordre de 10 keV. De plus, contrairement aux NR induits par les WIMP, les électrons émis lors des désintégrations  $\beta$  vont induire des ER. On étudie alors les évènements ER jusqu'à 3 MeV. Les bruits de fond de ces évènements ER à haute énergie sont alors différents en étant dominés, autour de la  $Q_{\beta\beta}$  par les chaînes de désintégration des sources radioactives présentes dans les matériaux de l'expérience parmi lesquelles on retrouve celles du  $^{238}\text{U}$  et du  $^{232}\text{Th}$  [112]. Les différents isotopes de ses chaînes se désintègrent en émettant des alpha qui induisent des NR, et des beta qui produisent un bruit de fond continu ER pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$ . De plus, certains descendants sont excités et se désexcitent en émettant des  $\gamma$  de différentes énergies, participant aussi au bruit de fond ER en induisant des raies à des énergies spécifiques. Parmi les descendants du  $^{238}\text{U}$ , on retrouve le  $^{214}\text{Bi}$  qui se désexcite en émettant un  $\gamma$  de 2,448 MeV, et donc très proche de la  $Q_{\beta\beta}$  (comme on pouvait notamment le voir sur la figure 3.10). Il est donc important de bien étudier ces évènements ER à haute énergie afin de réduire au maximum le bruit de fond de la  $0\nu\beta\beta$ .

### 6.1 Évènements simples et multiples

Dans le cas des  $\gamma$  possédant une énergie relativement faible, ceux-ci sont très vite arrêtés dans le xénon liquide et y interagissent par effet photo-électrique. Cela in-

duit un recul électronique conduisant à l'émission d'un signal S1 et d'un signal S2 (comme nous l'avons vu dans le chapitre 5 dans le cas des  $\gamma$  émis par le  $^{83m}\text{Kr}$ ). Toutefois, à plus haute énergie, les  $\gamma$  peuvent aussi interagir par effet Compton, déposant une partie de leur énergie à chaque nouvelle interaction jusqu'à interagir par effet photo-électrique en fin de course. Cela conduit alors à un évènement composé de plusieurs dépôts d'énergie se produisant à des coordonnées différentes de la TPC. On les appelle alors "évènements multiples" possédant un seul S1 mais plusieurs S2.

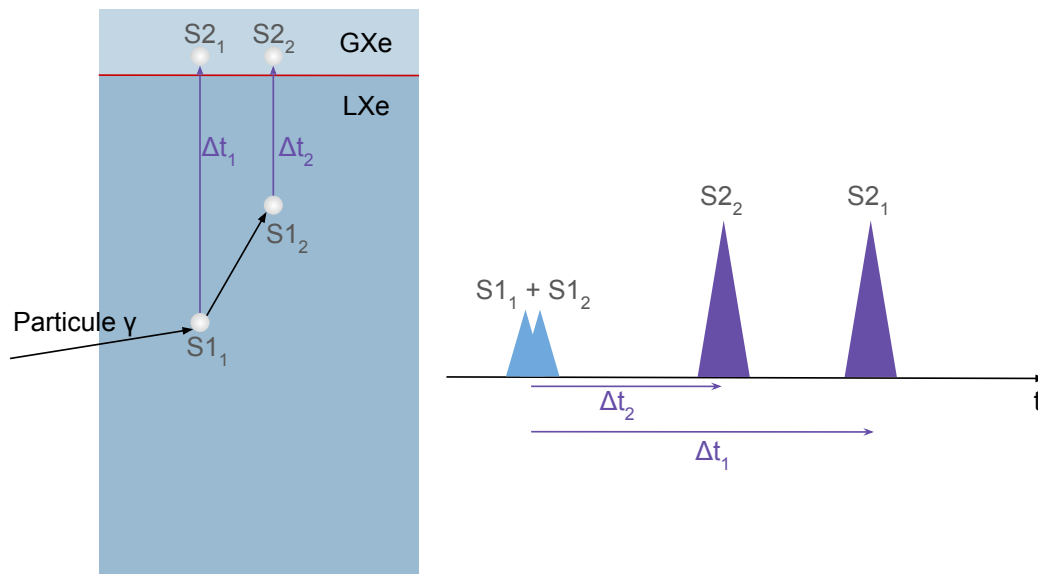


FIGURE 6.1 : Schéma de l'interaction d'un  $\gamma$  de haute énergie dans XENONnT conduisant à la détection d'un évènement multiple à deux dépôts d'énergie. Le deuxième dépôt d'énergie se produit dans ce cas plus haut que le premier, conduisant à la détection du S2<sub>2</sub> avant le S2<sub>1</sub>.

En effet, les S1 sont produits seulement quelques nanosecondes après une interaction<sup>1</sup> et se déplacent à la vitesse de la lumière jusqu'à être détectés par les réseaux de PMT. Il n'est donc pas possible de distinguer temporellement plusieurs S1 produits par différents dépôts d'énergie d'une même photon se déplaçant à la vitesse de la lumière dans la TPC. Dans le cas des S2, le temps de dérive des électrons (et donc le temps entre le dépôt d'énergie et la détection des signaux S2) s'ajoute au temps de désexcitations. Comme ce temps de dérive dépend de la profondeur d'une interaction, les signaux S2 produits à différentes coordonnées z par le même  $\gamma$  seront détectés à des instants différents comme on peut le voir sur la figure 6.1. La recons-

<sup>1</sup>Dû au temps de désexcitation dimères excités  $\text{Xe}_2^*$  (voir sous-section 4.1.1).

truction de ces évènements multiples demande donc de prendre en considération l'intégralité de S2 provenant des différents dépôts d'énergie afin de déterminer le signal S2 total. Cette méthode de reconstruction sera détaillée dans la section 6.3.

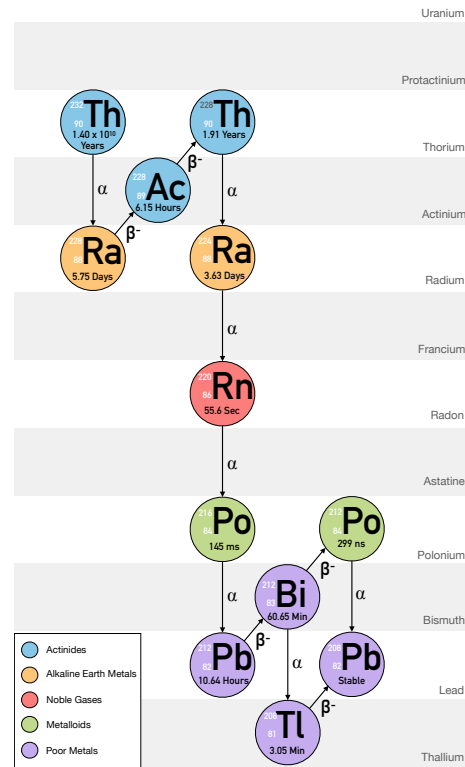
Dans le cas des particules  $\beta$ , comme le pouvoir d'arrêt du xénon liquide est assez grand, elles sont rapidement arrêtées et déposent ainsi toute leur énergie dans un volume très petit conduisant à la détection de signaux S1 et S2 uniques et donc à un évènement simple. Toutefois, à haute énergie, le bruit de fond devient dominé par des évènements multiples de  $\gamma$ . Ainsi, avoir une meilleure compréhension de ces évènements multiples permet de contraindre encore plus le bruit de fond de la  $0\nu\beta\beta$  en ne gardant que les évènements simples. De plus, en reconstruisant ces évènements multiples, il nous est possible d'étudier les évènements avec des énergies proches de la  $Q_{\beta\beta}$  pour des topologies différentes. Ainsi ces évènements ne sont pas masqués. On peut alors s'en servir pour étudier la raie du  $^{214}\text{Bi}$  à 2,448 MeV ou encore vérifier les coupures appliquées autour de la  $Q_{\beta\beta}$  sans risque d'appliquer un biais de sélection. Il s'agit alors d'une population de vérification dont l'utilisation permet d'améliorer la sensibilité. Dans XENON1T, l'étude de ces évènements avait notamment permis d'améliorer la résolution en énergie à la  $Q_{\beta\beta}$  jusqu'à une valeur de 0,8% améliorant ainsi la sensibilité [67]. Afin d'étudier ces évènements multiples, nous avons donc besoin d'une source d'étalonnage émettant des  $\gamma$  de haute énergie.

### 6.1.1 Étalonnage au $^{232}\text{Th}$

Afin de calibrer les ER de haute énergie, une source de  $^{232}\text{Th}$  est utilisée. La chaîne de désintégration de cette source montrée sur la figure 6.2 permet l'émission de nombreuses particules  $\alpha$  et  $\beta$  mais aussi des particules  $\gamma$  de diverses énergies par la désexcitation de certains atomes présents dans la chaîne. Le  $^{208}\text{Tl}$  émet notamment un  $\gamma$  de 2614,5 keV possédant une énergie proche de la  $Q_{\beta\beta}$  qui est donc utile pour l'étalonnage des ER autour de cette énergie.

La durée de vie du  $^{232}\text{Th}$  est cependant beaucoup trop longue ( $1,40 \cdot 10^{10}$  ans) pour être directement injectée dans le xénon liquide<sup>2</sup>. En effet, cela le contaminerait, rendant impossible l'acquisition de données pour la recherche. On fait alors passer la source de  $^{232}\text{Th}$  dans les deux tubes présents autour du cryostat (voir figure 4.5) pour rapprocher la source du volume de détection et ainsi laisser les émissions  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  pénétrer dans la TPC. Ces derniers vont alors interagir avec le xénon liquide

<sup>2</sup>Contrairement au  $^{83m}\text{Kr}$  avec des ER de l'ordre de 10 keV et une demi-vie de 1,83 h.

FIGURE 6.2 : Chaîne de décroissance radioactive du  $^{232}\text{Th}$  [67].

nous permettant de calibrer notre détecteur aux évènements ER à la fois simples et multiples rendant possible leur étude.

### 6.1.2 Séparation entre évènements simples et évènements multiples

Comme nous avons pu le voir, on veut étudier les évènements simples et multiples et pouvoir comparer les résultats obtenus avec les deux types d'évènements. De plus, afin d'être utilisés, les évènements multiples nécessitent d'être reconstruits afin de prendre en compte tous les S2 émis par les différents dépôts d'énergie. La première étape est donc de séparer les évènements considérés comme simples des évènements dits multiples. Pour cela, on regarde les aires des différents signaux S2 identifiés dans chaque évènement. En effet, dans le cas des évènements simples, il ne doit y avoir qu'un seul S2 provenant de l'interaction de la particule incidente et tous les autres signaux S2 détectés sont alors du bruit de fond. Dans le cas des évènements multiples, on s'attend cependant à ce que plusieurs S2 d'aires du même

ordre de grandeur soient présents. On regarde alors la distribution de l'aire du second signal S2 le plus grand (S2 secondaire) en fonction de l'aire du signal S2 le plus grand pour chacun des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  montrée sur la figure 6.3.

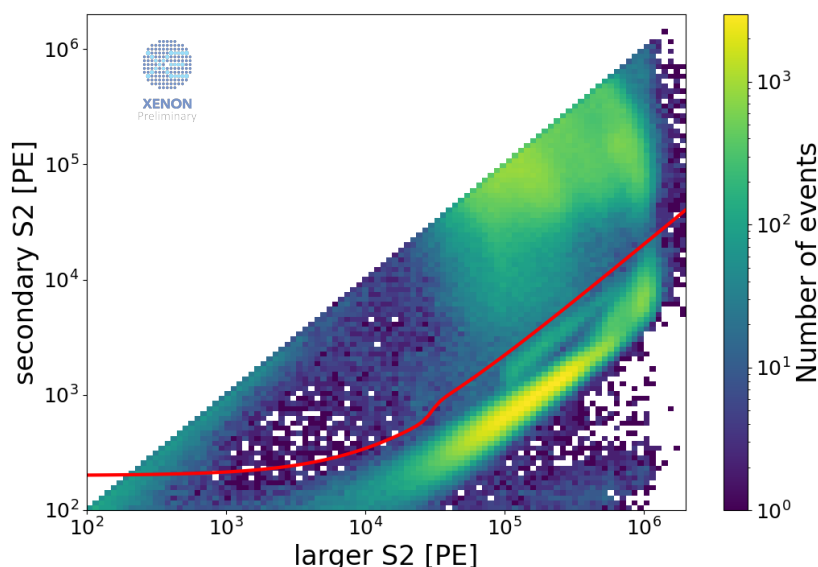


FIGURE 6.3 : Distribution de l'aire du second signal S2 le plus grand en fonction de l'aire du signal S2 le plus grand pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . La sélection entre les évènements simples (en dessous) et multiples (au-dessus) est indiquée en rouge.

La sélection entre les évènements simples et multiples avait été développée en utilisant des données d'étalonnage au  $^{220}\text{Rn}$ , une autre source radioactive d'étalonnage extérieur haute énergie. Afin de vérifier sa fiabilité, on se propose de l'observer pour les évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . Celle-ci est définie à l'aide de deux fonctions linéaires à bas et à haut S2 principal, reliées par une fonction Fermi-Dirac pour être continue. La limite à bas S2 principale semble assez arbitraire mais peut s'expliquer par le fait que, en dessous de  $10^3$  PE pour le S2 principal, il n'y pratiquement pas de S2 provenant d'une réelle interaction. Il s'agit en effet principalement de bruit de fond comme des électrons célibataires. À haut S2 principal, la limite sur l'aire des S2 secondaires correspond à  $\sim 10\%$  de l'aire du S2 principale. Les différentes populations observables pour les évènements simples correspondent à la nature du S2 secondaire (afterpulses, électrons retardés, etc).

Quoi qu'il en soit, les évènements situés en dessous de la sélection sont considérés comme simples, tandis que les autres sont jugés multiples. Les proportions



d'évènements simples et multiples déterminées par cette méthode sont respectivement de 52,4% et 47,6%. Avant de développer la reconstruction du signal S2 total des évènements multiples, il nous faut appliquer des sélections afin de nettoyer nos données d'éventuels bruits de fond.

## 6.2 Sélection des évènements

Afin de contrôler les sélections appliquées aux évènements haute énergie, on se propose de comparer leurs applications entre les évènements simples et multiples. Cependant, dans le cas des évènements multiples, les signaux S2 ne sont pas encore reconstruits. On n'applique alors pour l'instant que des sélections portant sur les S1.

**S1 secondaire** Pour chaque évènement, un seul S1 est attendu. Ainsi, tous les autres signaux S1 possiblement observés dans chaque évènement ne sont normalement que des électrons célibataires ou des afterpulses. Cependant, il arrive que deux désintégrations se produisent dans un intervalle de temps très proche conduisant à ce que ces deux interactions soient regroupées en un seul évènement, on les appelle des Pile-Up. Dans ce cas-là, l'évènement sera composé de deux S1 d'aire similaire. Comme la discrimination des deux évènements n'est pas possible dans ce cas (on ne peut pas identifier avec quel S1 doit être apparié les S2), on décide de les supprimer.

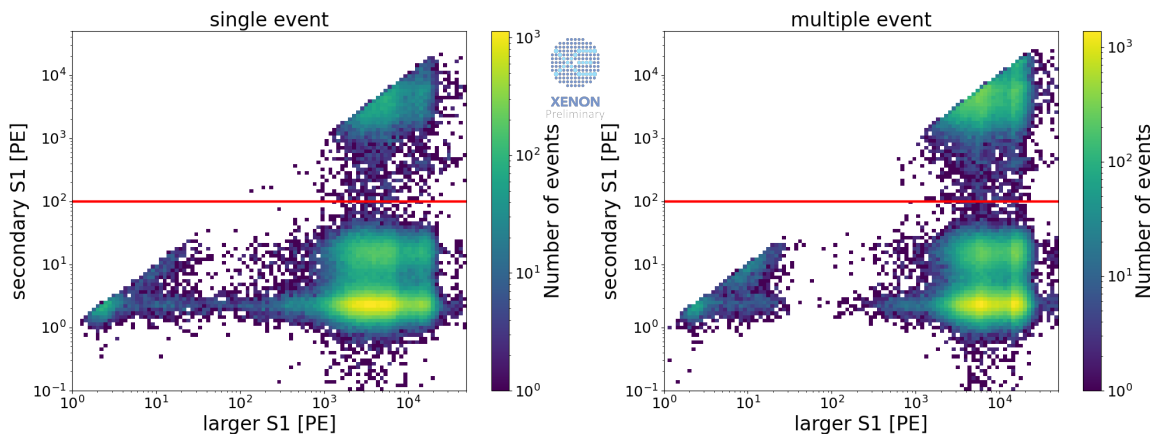


FIGURE 6.4 : Distribution de l'aire du second signal S1 le plus grand en fonction de l'aire du signal S1 le plus grand pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Gauche) et multiples (Droite). On sélectionne les évènements dont l'aire des signaux S1 secondaire est en dessous de la ligne rouge.

La figure 6.4 montre alors la distribution des aires des signaux S1 secondaires en fonction de l'aire des S1 principaux pour les deux types d'évènements (simples et multiples). Dans les deux cas, on y observe 3 populations pour les S1 principaux au-dessus de  $10^2$  PE<sup>3</sup>. Les deux populations les plus basses possèdent des S1 secondaires négligeables (composés d'électrons célibataires, d'afterpulses de signaux S1, de légères émissions de photons dans la TPC, etc). Pour la population la plus haute, on observe la présence d'un S1 secondaire de taille comparable au S1 principal, il s'agit alors de Pile-UP. Une limite à 100 PE est alors utilisée pour séparer ces deux populations. On ne garde alors que les évènements situés en dessous de cette limite pour les deux types d'évènements.

**Durée des signaux S1** Il est aussi possible, lorsque deux évènements se produisent dans un intervalle de temps très court, que leurs deux signaux S1 ne soient pas discriminés et soient fusionnés en un seul S1 comportant deux pics. Là encore, on souhaite supprimer ce genre d'évènements. Pour cela, on regarde la différence de temps entre le centre des signaux<sup>4</sup> et le début du signal. La distribution de cette différence en fonction de l'aire des signaux S1 est montrée sur la figure 6.5. On observe alors un excédent d'évènements au-dessus de 200 ns correspondant à ces S1 fusionnés. On décide donc de supprimer ces évènements.

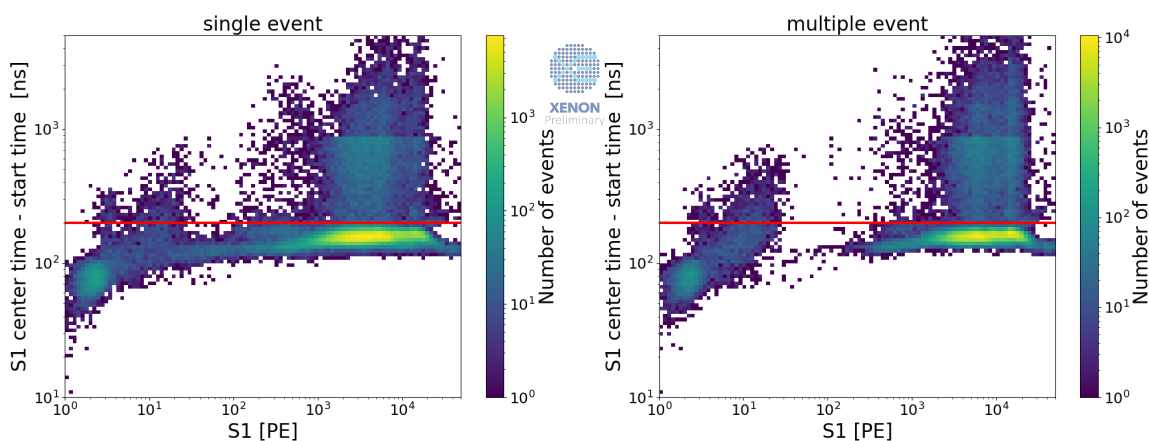


FIGURE 6.5 : Distribution des différences de temps entre le centre et le début des S1 en fonction de l'aire du signal S1 pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Gauche) et multiples (Droite). On sélectionne les évènements sous la ligne rouge.

<sup>3</sup>Comme on travaille à haute énergie, on ne s'occupe pas des signaux situés en dessous pour la détermination des coupures.

<sup>4</sup>moyenne pondérée des temps de début et de fin avec l'intensité du signal.

**Largeur des S1** Des critères de sélection sont aussi appliqués sur les largeurs des signaux S1, à savoir les grandeurs `S1_range_50p_area` et `S1_range_90p_area` (voir sous-section 4.4.3). Ces sélections permettent de retirer plusieurs types de populations indésirables. Parmi elles, on trouve des évènements s'étant produits dans le gaz qui ont généralement une largeur plus grande en raison de la plus grande distance entre les atomes de xénon dans le gaz. On trouve aussi des alpha qui sont émis lors de la désintégration de certains isotopes radioactifs de haute énergie (dont certains présents dans la chaîne de désintégration du  $^{232}\text{Th}$ ). Ces évènements produisent normalement des NR mais peuvent être mal interprétés comme des ER à haute énergie ayant là aussi une largeur plus grande. Enfin, l'accumulation de charge aux limites de la TPC peut conduire à l'émission d'un flash pouvant être mal interprété comme un S1 avec une grande aire mais une largeur faible.

La figure 6.6 montre la distribution des `S1_range_50p_area` en fonction de l'aire des S1. On remarque alors les populations d'évènements de gaz (verte) et d'évènements  $\alpha$  (bleu). Une limite haute est alors appliquée pour supprimer ces deux populations.

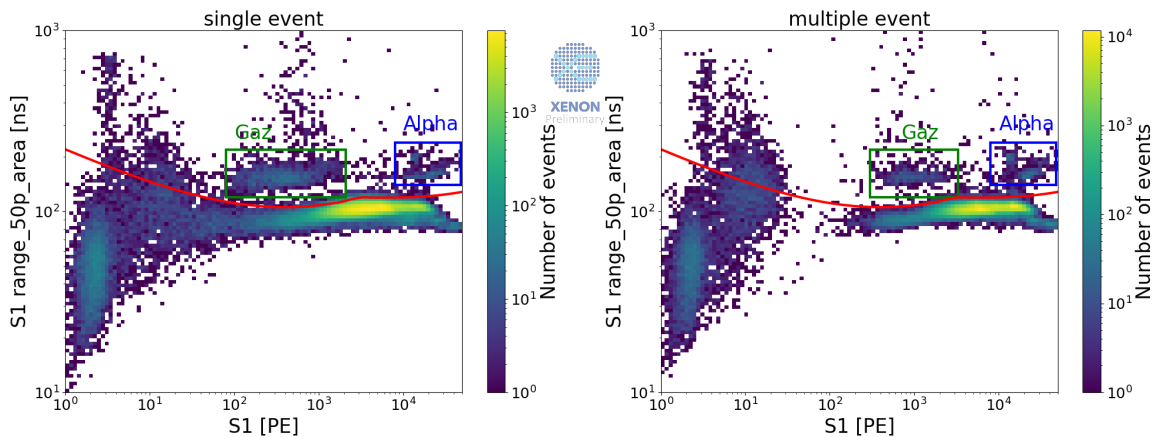


FIGURE 6.6 : Distribution de la largeur du signal S1 à 50% de l'aire (`S1_range_50p_area`) en fonction de l'aire du signal S1 pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Gauche) et multiples (Droite). On sélectionne les évènements sous la ligne rouge. Les populations d'évènements de gaz ou d'alpha sont respectivement indiquées en vert et en bleu.

La figure 6.7 montre la distribution des `S1_range_90p_area` en fonction de l'aire des S1. En plus des populations d'évènements de gaz et alpha déjà pris en charge par la limite précédente, on observe la population d'évènements provenant de flashes causés par les accumulations de charges (orange). Une limite basse est cette fois-ci

appliquée pour supprimer cette population. Par sa forme, cette limite permet aussi de supprimer une partie des électrons célibataires présents à très basse aire, bien que cela ait moins d'impact sur la suite de ce travail.

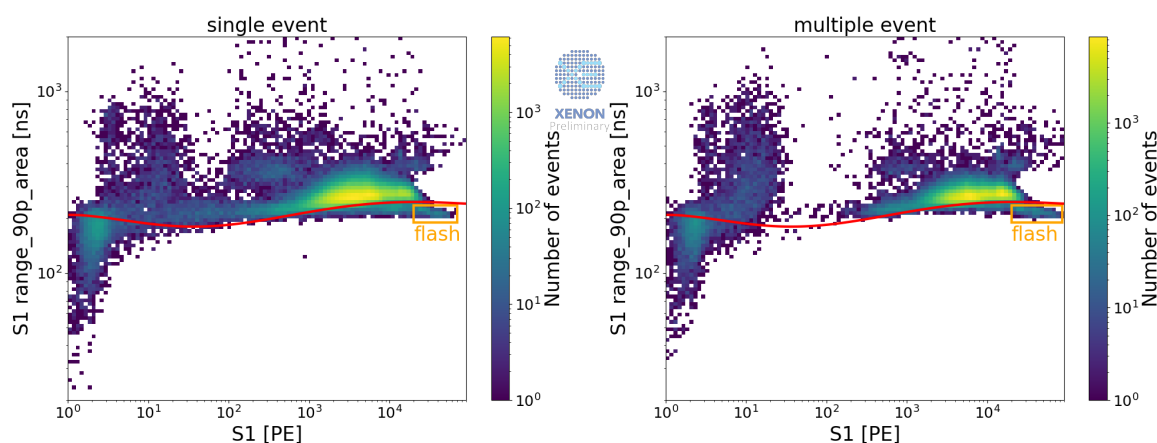


FIGURE 6.7 : Distribution de la largeur du signal S1 à 90% de l'aire ( $S1\_range\_90p\_area$ ) en fonction de l'aire du signal S1 pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Gauche) et multiples (Droite). On sélectionne les évènements au-dessus de la ligne rouge. La population provenant de flash dû à l'accumulation de charge est indiqué en orange

**S1 Area Fraction Top** Une dernière sélection de qualité est appliquée sur la proportion de l'aire des signaux S1 détectée par le réseau de PMT situé en haut de la TPC ( $Area\_Fraction\_Top$ ). Ce critère dépend du temps de dérive des électrons lié à la profondeur de l'interaction<sup>5</sup>. Comme nous avons pu le voir dans la sous-section 4.4.3, l'AFT diminue avec les profondeurs (et donc avec l'augmentation du temps de dérive) expliquant la forme de cette distribution. Les deux surplus d'évènements observés autour des temps de dérive de  $0,5 \cdot 10^6$  et  $1,5 \cdot 10^6$  ns correspondent aux positions des tubes d'étalonnage utilisées pour faire passer la source de  $^{232}\text{Th}$ . Comme il s'agit de coupure de qualité, on définit cette fois-ci des limites haute et basse permettant de supprimer les évènements dont l'AFT est trop éloigné par rapport à la distribution principale.

<sup>5</sup>plus le temps de dérive est grand, plus l'interaction est profonde.

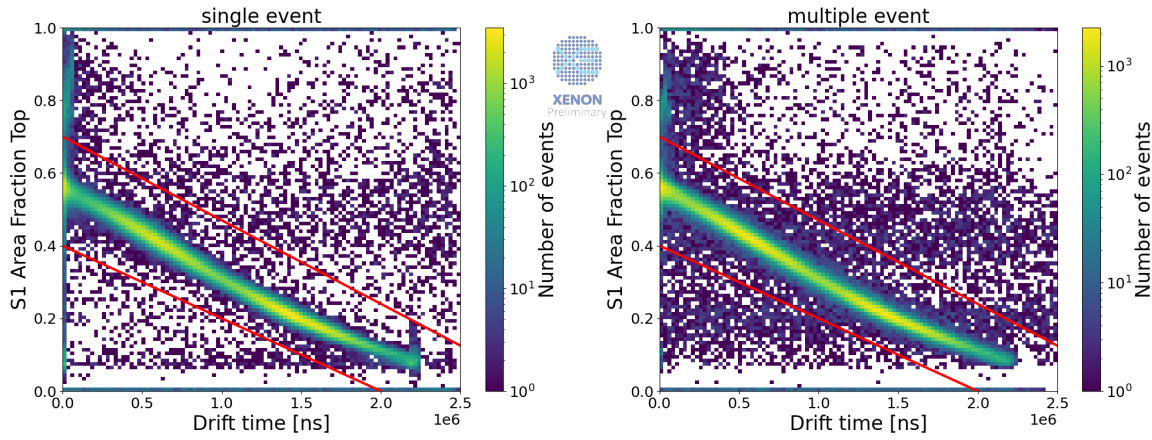


FIGURE 6.8 : Distribution des Area Fraction Top des signaux S1 en fonction du temps de dérive des électrons pour des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Gauche) et multiples (Droite). Les limites inférieure et supérieure sur l'AFT sont indiquées en rouge.

Les acceptances de ces quatre sélections sont résumées dans le tableau 6.1 pour les évènements simples et multiples. On y observe alors des efficacités légèrement différentes entre ces deux types d'évènements avec des acceptances totales respectives de 85,07% et 78,92%.

TABLE 6.1 : Acceptances des différents critères de sélection sur les évènements simples et multiples des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . L'acceptance lorsque toutes les sélections sont appliquées est aussi indiquée.

Coupure	Évènements simples	Évènements Multiples
secondary S1	97,46%	89,91%
S1 time	95,55%	94,85%
S1 width	91,35%	92,72%
S1 AFT	92,59%	91,77%
Total	85,07%	78,92%

La figure 6.9 montre les distributions des évènements sélectionnés dans le plan (cS1,cS2). Seul le cS2 principal des évènements multiples est pour l'instant considéré, expliquant la forme de cette distribution. En effet, pour ces évènements, on a besoin de sommer les différents pics S2 des divers dépôts d'énergie pour reconstruire le cS2 total. En ne prenant que le S2 le plus grand, on sous-évalue donc la valeur du cS2.

Maintenant que nous avons sélectionné nos évènements, il nous faut donc développer la méthode de reconstruction des évènements multiples qui doit prendre en

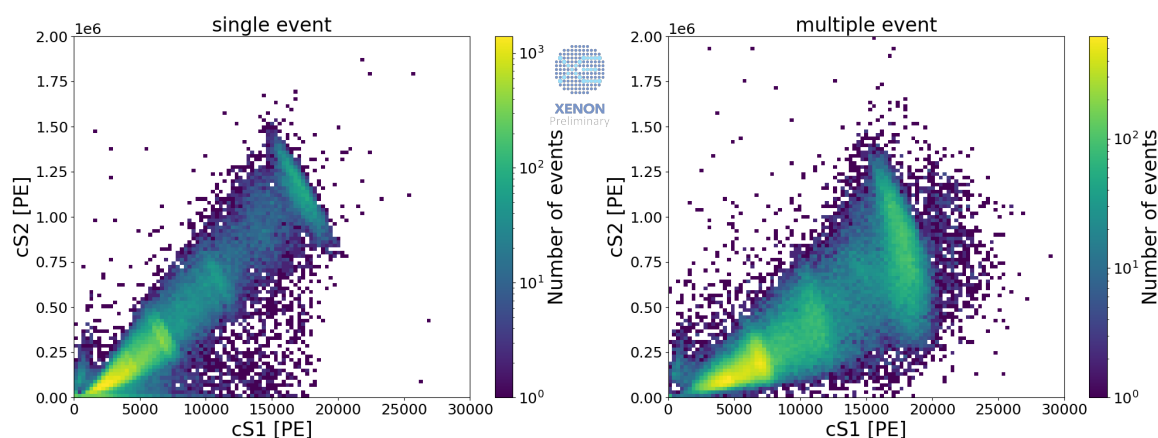


FIGURE 6.9 : Distribution des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan (cS1,cS2) pour des évènements simples (Gauche) et multiples reconstruits comme des évènements simples (Droite).

compte tous les signaux S2 émis suite à chaque dépôt d'énergie.

## 6.3 Reconstruction des évènements multiples

Afin de reconstruire les évènements multiples, il est nécessaire sommer les pics de tous les S2 produit par les différentes interactions des photons avec le xénon liquide. Cependant, certains signaux considérés comme S2 par straxen proviennent en réalité de bruit de fond. Par exemple, après une interaction dans la TPC, un train d'électrons, un ensemble d'électrons retardés, suit généralement le signal S2 induisant la détection de nombreux pics dans la TPC qui peuvent être reconstruits comme un seul signal par Staxen. De plus, certains des afterpulses des pics S1 sont regroupés en un seul signal identifié comme un S2. On trouve aussi des électrons célibataires identifié comme des S2. Il nous faut donc, dans un premier temps, identifier la nature des signaux S2. On veut alors créer un plugin dans straxen (voir sous-section 4.3.2) permettant d'étiqueter chacun de ces signaux S2 selon leur vraie nature. Pour cela, on utilise de nouvelles sélections.

### 6.3.1 Signaux en dehors de la TPC

La première sélection est la plus simple puisqu'elle porte sur la position reconstruite et corrigée des signaux. En effet, certains S2 sont reconstruits comme des évèn-

ments se produisant en dehors de la TPC comme on peut le voir sur la figure 6.10. Les signaux reconstruits en dehors de la TPC sont étiquetés comme "outside".

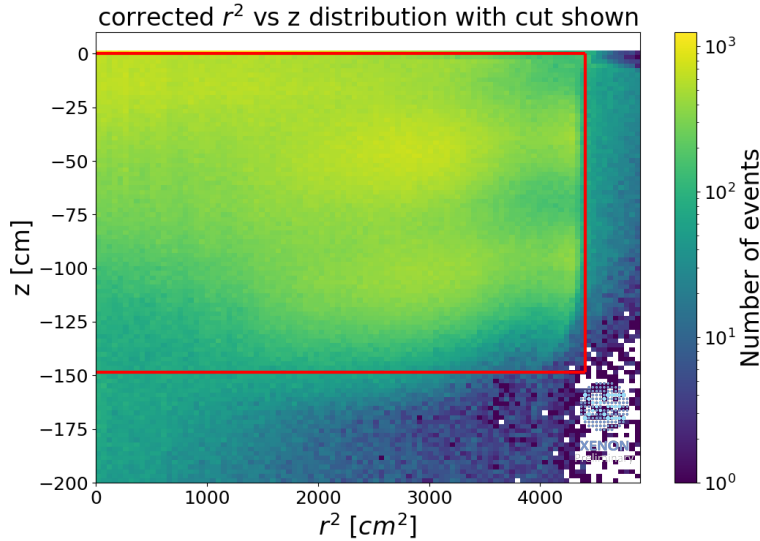


FIGURE 6.10 : Localisation des signaux S2 des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan  $(r^2, z)$ . La sélection spatiale est indiquée en rouge.

### 6.3.2 Temps de montée des signaux

Les électrons célibataires se déplaçant dans la TPC peuvent aussi générer des signaux qui seront identifiés comme des S2 par straxen. Vu que ces signaux sont de faibles intensités, une coupure portant sur l'aire des signaux aurait pu être utilisée pour les supprimer. Cependant, afin d'être plus précis, une étude sur le temps de montée des signaux<sup>6</sup> fut réalisée. En effet, comme on peut le voir sur la figure 6.11, la distribution des temps de montée en fonction de l'aire des signaux est composée de plusieurs populations.

Afin d'identifier au mieux chacune de ces populations, on décide d'étudier les formes d'onde des signaux. Un exemple pour chacune des 6 populations est montré sur la figure 6.12. En combinant les formes d'ondes, les aires et les temps de montée, on détermine la nature de chaque population :

- **Population 1** : Ces signaux sont composés d'un seul pic d'aire faible ( $<100$  PE) typique de l'interaction d'un électron célibataire confirmé par la forme d'onde du signal.

<sup>6</sup>temps entre 10% et 50% de l'aire totale du signal

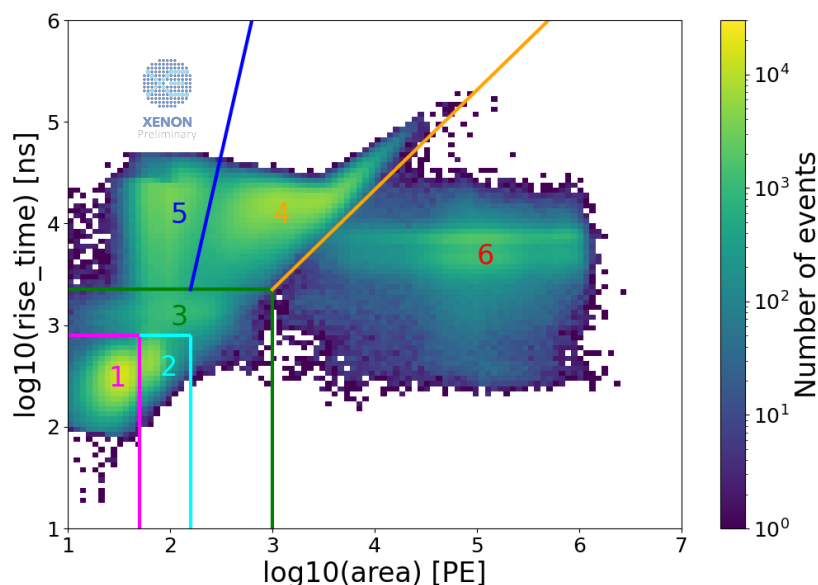


FIGURE 6.11 : Distribution des signaux S2 des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan  $(\log_{10}(\text{area}), \log_{10}(\text{rise\_time}))$ . On y observe la présence de six populations principales numérotées de 1 à 6.

- **Population 2** : Les signaux de cette population possèdent une aire environ 2 fois plus grande que ceux de la population 1. En observant la forme d'onde, on réalise qu'il s'agit en réalité de 2 deux pics provenant d'électrons célibataires reconstruits comme un seul signal. Les temps de montée de ces signaux ne contiennent cependant que le premier pic, expliquant qu'ils soient légèrement plus grands que pour la population 1.
- **Population 3** : On observe sur les formes d'ondes que les signaux de cette population sont composés de plusieurs pics d'électrons célibataires. L'aire totale est donc supérieure aux populations 1 et 2 et le temps de montée est beaucoup plus long car il s'étend sur plusieurs pics.
- **Population 4** : Ces signaux longs sont composés de beaucoup de pics d'aire relativement faible. Il ne s'agit plus d'électrons célibataires mais ils sont principalement composés de train d'électrons (voir sous-section 6.3.3).
- **Population 5** : Les signaux de cette population sont composés de plusieurs pics courts de faible intensité mais très espacés dans le temps. Cela explique les grands temps de montée observés pour ces signaux malgré leurs aires faibles.



Ces pics peuvent alors provenir de différentes sources (électrons célibataires, afterpulses des signaux S1 ou S2, etc).

- **Population 6** : Cette dernière population rassemble les signaux composés d'un pic d'aire importante correspondant aux signaux que l'on veut garder. La présence de deux bandes dans la distribution des temps de montée en fonction de l'aire pour cette population est là aussi expliquée par la position des deux tubes d'étalonnage. En effet, comme la diffusion des électrons augmente avec la profondeur, les signaux obtenus sont plus longs et les temps de montée plus grands pour des évènements plus profonds.

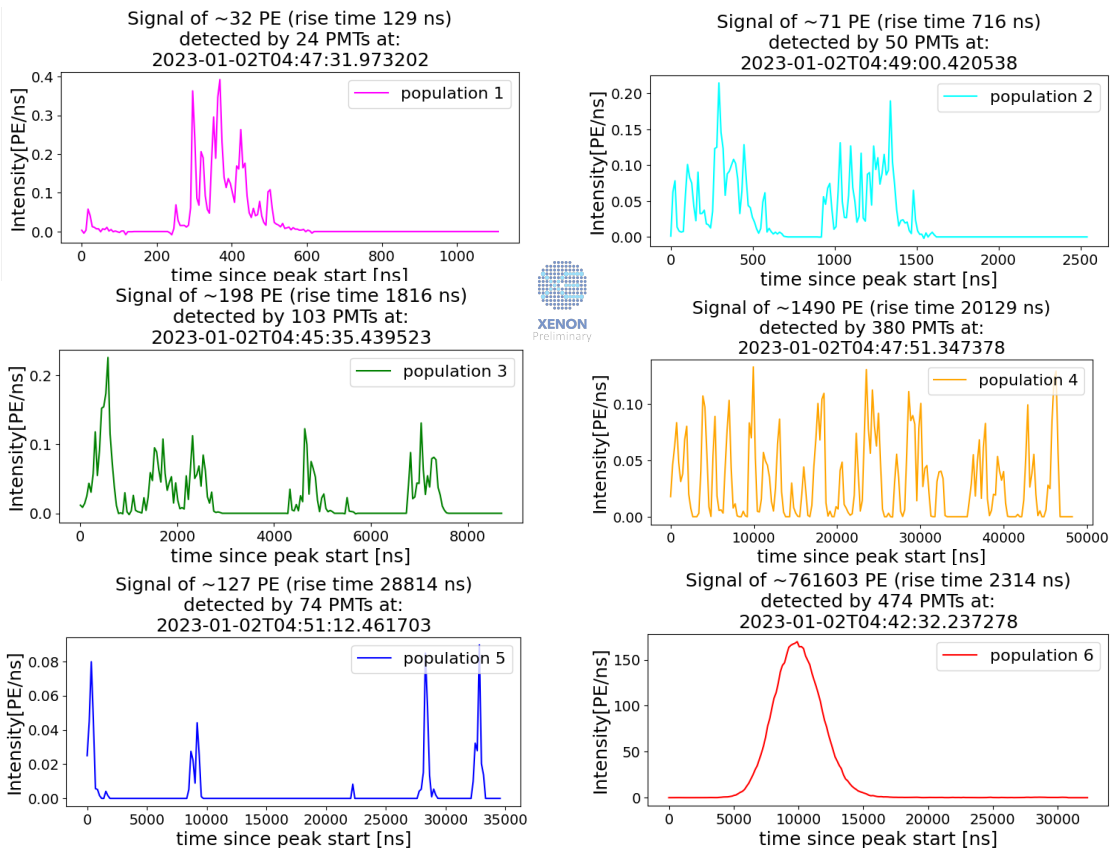


FIGURE 6.12 : Exemples de forme d'ondes pour les six populations définies dans le plan  $(\log_{10}(\text{area}), \log_{10}(\text{rise\_time}))$  des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . Les aires et les temps de montée des signaux sont aussi indiqués.

Maintenant que nous avons identifié la nature de ces populations, on peut désormais étiqueter les populations 1,2 et 3 comme "single\_electron" et la population 5 comme "multi\_small\_peaks". On décide de ne pas appliquer de sélection pour la

population 4 pour l'instant, car celle-ci se chevauche avec la population 6 que l'on souhaite garder. Il est donc nécessaire de développer une sélection supplémentaire.

### 6.3.3 Qualité de la reconstruction de la position

Afin d'identifier les signaux de train d'électron, on se propose d'étudier la reconstruction de la position  $(x,y)$  et plus précisément la méthode "Top Pattern Fit" (TPF). Cette méthode utilise une fonction de vraisemblance qui compare la distribution de l'aire des signaux observées  $a_o$  par chaque PMT à celle attendue par la simulation  $a_e$ <sup>7</sup>. Cette fonction de vraisemblance appelée "Goodness Of Top Pattern Fit" (GOTPF) utilise les probabilités de Poisson, ce qui conduit à [161] :

$$GOTPF = 2 \sum_i a_{oi} \cdot \log\left(\frac{a_{oi}}{a_{ei}}\right) + a_{ei} - a_{oi} \quad (6.1)$$

avec  $i$  le numéro des PMTs. Ainsi, pour une même aire, plus le GOTPF d'un signal est grand pour une même aire<sup>8</sup>, plus celui-ci diverge de la simulation. Comme les signaux de train d'électrons sont composés d'une multitude de pics de faible énergie, ils posséderont généralement un motif de détection moins net que les signaux S2 d'intérêt et donc un GOTPF plus élevé pour une même aire.

En observant la distribution des GOTPF en fonction de l'aire des signaux montrée sur la figure 6.13, on distingue deux populations majeures. La première, située à gauche de la distribution, possède des aires plus faibles et est située au-dessus de la seconde population située à droite qui possède des aires en moyenne plus élevées. La reconstruction de la position  $(x,y)$  est donc de meilleure qualité pour la population de droite qui correspond donc aux signaux S2 d'intérêt que nous souhaitons garder. La population de gauche est, quant à elle, principalement composée d'électrons célibataires (à très basse aire), de train d'électrons et d'afterpules.

On cherche donc à définir une limite afin de séparer ces deux populations. Comme celle-ci définit les signaux S2 à garder, on utilise une méthode plus précise pour la définir. On commence d'abord par placer des points de délimitation entre les deux populations tel que :

- Pour les  $\log_{10}(\text{aire})$  situées entre 2,2 et 2,4, on prend le GOTPF minimal

<sup>7</sup>La simulation utilise alors l'aire ainsi que la position du signal afin de déterminer le motif de détection du signal sur les PMT situés en haut de la TPC.

<sup>8</sup>En effet, plus les aires sont grandes, plus le GOTPF sera grand pour une même qualité de reconstruction. On aurait pu diviser le GOTPF par  $a_{oi}$  afin d'obtenir une distribution plus horizontale.

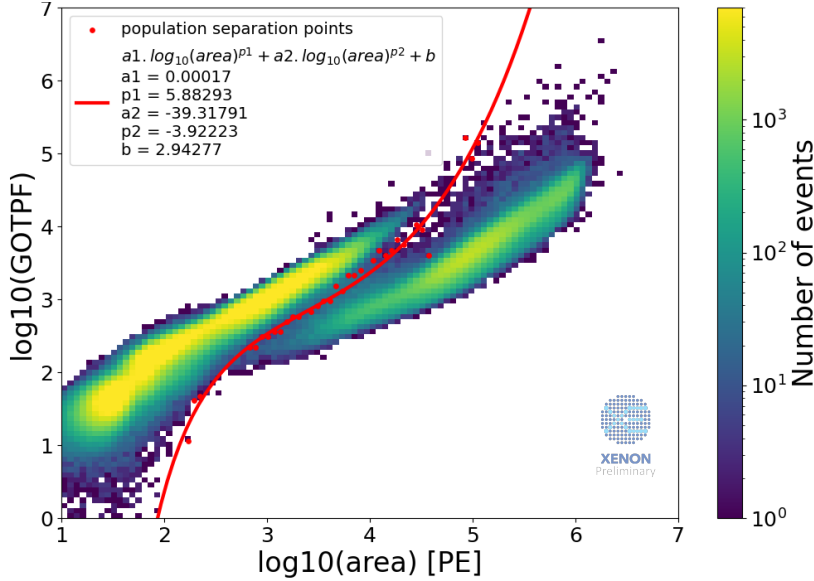


FIGURE 6.13 : Distribution des signaux S2 des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan  $(\log_{10}(\text{aire}), \log_{10}(\text{Goodness Of Top Pattern Fit}))$ . Les points rouges sont placés entre les deux populations observées et ajustés pour créer une sélection supérieure sur la qualité de l'ajustement du réseau supérieur de PMT.

- Pour les  $\log_{10}(\text{aire})$  situées entre 2,4 et 4,9, on cherche le minimum local du nombre d'évènements entre ces 2 populations. Si l'algorithme ne trouve pas de minimum local, on ne place pas de délimitation pour cet intervalle en aire.
- Pour les  $\log_{10}(\text{aire})$  situées entre 4,9 et 5,1, on prend le GOTPF maximal

On ajuste ensuite ces points de séparation par une fonction de la forme :

$$f(\text{aire}) = a_1 \cdot \log_{10}(\text{aire})^{p_1} + a_2 \cdot \log_{10}(\text{aire})^{p_2} + b \quad (6.2)$$

Ainsi, tous les signaux situés au-dessus de cette limite et qui n'avait pas déjà été étiqueté précédemment (notamment les électrons célibataires) sont étiquetés de la manière suivante :

- Si ce signal se produit après le premier S2 d'intérêt du même évènement, on considère qu'il s'agit d'un train d'électrons dans lequel les possibles afterpulses sont noyés. On étiquète donc ce signal "*e\_train*".
- Si ce signal se produit avant le premier S2 d'intérêt du même évènement, il ne peut donc pas s'agir d'un train d'électrons ni d'afterpulses de signal S2. Il

s'agit donc d'afterpulses de signal S1 qu'on étiquète "*S1\_ap*".

### 6.3.4 Largeur normalisée de signaux S2

Il arrive que, dans le cas d'un évènement multiple, deux signaux S2 provenant de deux dépôts d'énergie distincts du même  $\gamma$  soient fusionnés en un seul signal. Puisque le but final de cette étude est de reconstruire les signaux cS2 totaux des évènements multiples en sommant l'aire de tous les pics S2 provenant du même  $\gamma$  incident, la présence de signaux S2 non résolu ne pose pas de problème. En effet, l'aire du signal non résolu est déjà la somme de l'aire des deux pics S2 présents. On souhaite toutefois étiqueter les signaux S2 non résolus de manière différente pour se servir de cette catégorie particulière de signaux dans de futures études comme l'entraînement de réseaux de neurones à la reconnaissance des formes d'ondes.

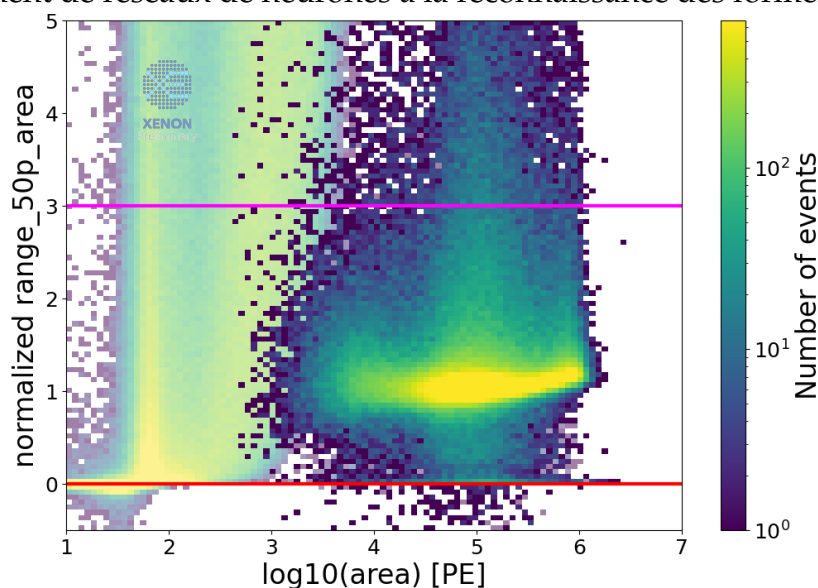


FIGURE 6.14 : Distribution des signaux S2 des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan  $(\log_{10}(\text{area}), \text{normalized range}_{50\text{p\_area}})$ . La sélection inférieure est indiquée en rouge. La ligne magenta sert de limite entre les signaux S2 simple et les signaux S2 non résolus par straxen. Les signaux supprimés par les sélections précédentes sont indiquées en ombragé.

Afin d'imposer une limite entre les S2 classiques et les S2 non résolus, on étudie la largeur normalisée des signaux. Cette largeur normalisée dépend du 'range\_50p\_area' des signaux ainsi que du temps de dérive des électrons et doit approcher 1. La figure 6.14 montre alors la distribution de ces largeurs normalisées. On

y remarque alors que certains des signaux toujours présents après les sélections précédentes possèdent une largeur normalisée inférieure à 0. Ces rares pics non physiques provenant d'erreurs de reconstruction par straxen sont alors étiquetés comme "undefined".

Pour ce qui est des signaux S2 non résolus, on décide d'appliquer une limite arbitraire servant de première séparation. Ainsi, les signaux dont la largeur normalisée est supérieure à 3 sont étiquetés comme "S2\_unres". Les autres signaux correspondant aux S2 ne comportant qu'un seul pic sont étiquetés comme "S2".

### 6.3.5 Résumé des populations

Les proportions de chaque population de signal sont rassemblées dans le tableau 6.2. On y indique aussi la proportion de l'aire totale<sup>9</sup> de chaque population. On voit alors que, bien que les populations "single\_electron" et "e\_train" représentent chacune plus de 30% du nombre de signaux, la proportion de l'aire totale est assez faible. Au contraire, les populations "S2\_unres" et "S2" représentent ~95% de l'aire totale tout en n'étant composé que de ~11% des signaux.

TABLE 6.2 : Proportions en nombre de signaux et en aire totale des huit populations de signaux S2 des évènements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . On indique aussi les proportions pour les deux populations gardées ("S2" + "S2\_unres").

Population	Nombre de signaux	Proportion de l'aire totale
outside	5,435%	1,644%
single_electron	33,277%	0,083%
multi_small_peaks	17,078%	0,087%
e_train	32,435%	2,553%
S1_ap	0,917%	0,018%
undefined	0,079%	0,629%
S2_unres	0,518%	3,580%
S2	10,260%	91,405%
Signaux gardés	10,778%	94,985%

Sur la figure 6.15, on peut voir les distributions des populations gardées dans six espaces de paramètres<sup>10</sup>.

<sup>9</sup>L'aire totale correspond à l'aire sommée de tous les signaux étudiés.

<sup>10</sup>Les distributions de chaque population de signaux ainsi que des exemples de forme d'onde sont montrés dans l'annexe A.

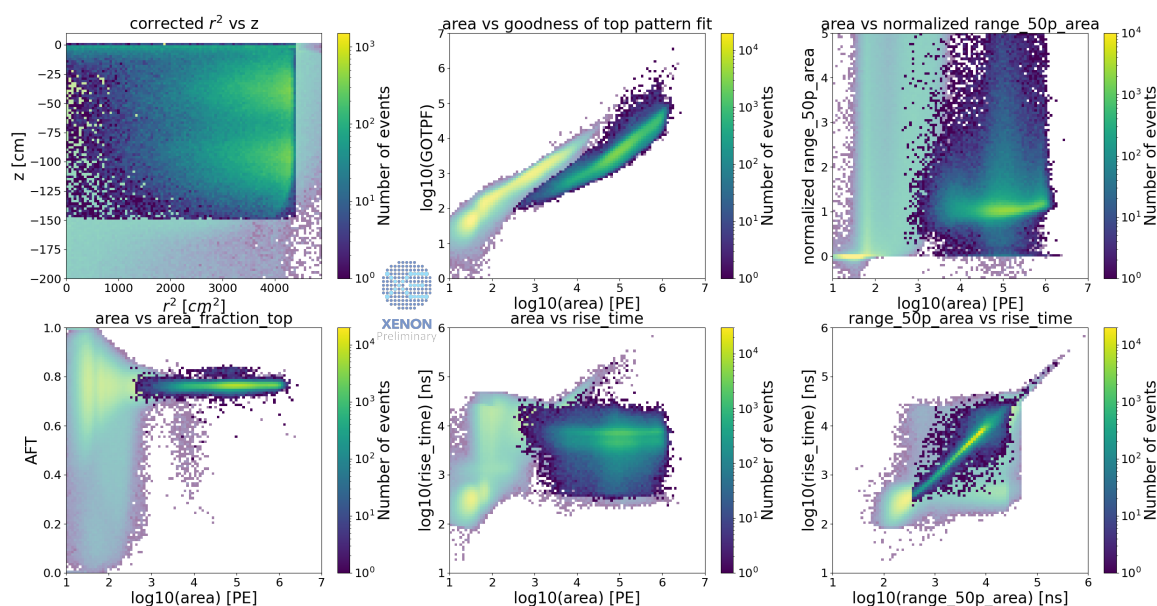


FIGURE 6.15 : Distribution des signaux S2 des populations gardées des événements multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans six espaces de paramètres. Les distributions des signaux supprimés sont indiquées en ombragé.

### 6.3.6 Reconstruction des signaux des événements multiples

En sommant les aires des signaux "S2" + "S2\_unres" des événements multiples, il nous est alors possible de reconstruire un signal S2 prenant en compte les différents dépôts d'énergie de ces événements. Ces signaux S2 reconstruits sont ensuite corrigés comme des signaux S2 classiques<sup>11</sup>.

Les distributions dans le plan (cS1,cS2) des événements simples et multiples reconstruits sont alors montrés sur la figure 6.16. On y observe des distributions bien plus similaires entre les deux populations qu'avant la reconstruction des événements multiples (voir figure 6.9).

Maintenant que les événements multiples ont été sélectionnés et reconstruits, le but est de calculer les énergies déposées lors des interactions des événements simples et multiples.

<sup>11</sup>Il faut toutefois prendre en compte la multiplicité des signaux lors de certaines corrections, notamment celles dépendantes de la position comme la FDC (sous-section 5.5).

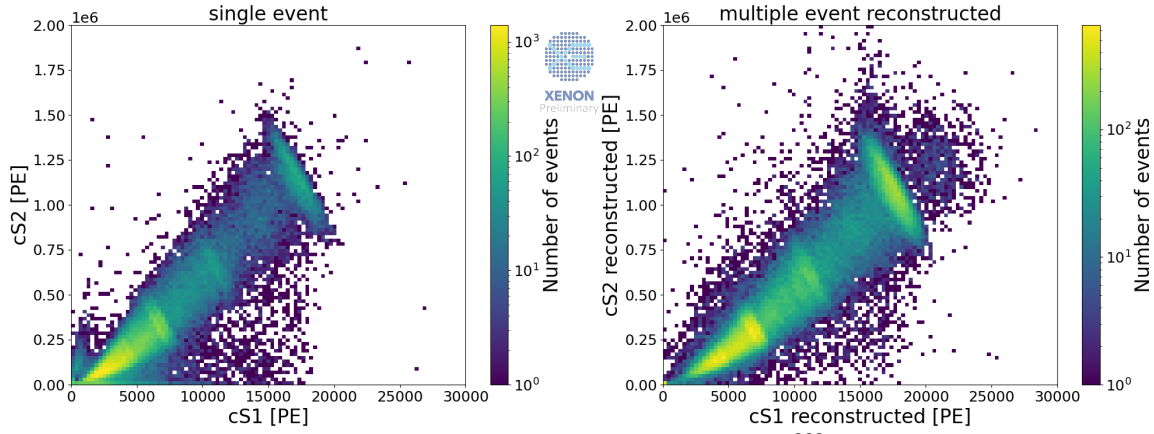


FIGURE 6.16 : Distribution des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan (cS1,cS2) pour des évènements simples (Gauche) et multiples reconstruits (Droite).

## 6.4 Reconstruction de l'énergie déposée

Comme nous avons déjà pu le voir dans la sous-section 4.4.2, l'énergie déposée est calculée selon :

$$E = \left( \frac{cS1}{g_1} + \frac{cS2}{g_2} \right) \cdot W \quad (6.3)$$

avec  $W = 13,7 \pm 0,2 \text{ eV}$  [150], l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon ou d'une paire électron-ion,  $g_1$  l'efficacité de détection des photons et  $g_2$  le facteur d'amplification de charge. Pour obtenir les valeurs de  $g_1$  et  $g_2$ , on utilise la relation qui les lie aux rendements de lumière ( $LY = cS1/E$ ) et de charge ( $CY = cS2/E$ ) :

$$CY = -\frac{g_1}{g_2}LY + \frac{g_2}{W} \quad (6.4)$$

Ainsi, en identifiant des pics mono-énergétique d'énergie théorique connue dans la distribution (cS1,cS2), on peut obtenir les valeurs du  $g_1$  et du  $g_2$  et ainsi reconstruire l'énergie déposée dans notre détecteur.

### 6.4.1 Sources identifiables

Nous avons vu, dans la sous-section 6.1.1, que le  $^{232}\text{Th}$  se désintérait selon une chaîne de décroissance radioactive. Parmi les isotopes intermédiaires de la chaîne,

certaines sont susceptibles d'émettre des  $\gamma$  d'énergie connue induisant la présence de pics mono-énergétiques dans notre spectre. Les pics les plus visibles sont les suivants [162] :

- $^{228}\text{Ac}$  : 911,2 keV, 967,0 keV et 1558,2 keV
- $^{208}\text{Tl}$  : 510,8 keV, 583,2 keV et 2614,5 keV

En sélectionnant ces six pics et en réalisant un ajustement double gaussien<sup>12</sup> de leur distribution (cS1,cS2), on peut extraire les valeurs moyennes que l'on divise par l'énergie des pics pour obtenir les rendements de lumière et de charge. La figure 6.17 montre les doubles gaussiennes ajustées sur les six pics mono-énergétiques dans le plan (cS1,cS2) pour les événements multiples. On y indique les centres des distributions et les ellipses à  $2\sigma$ .

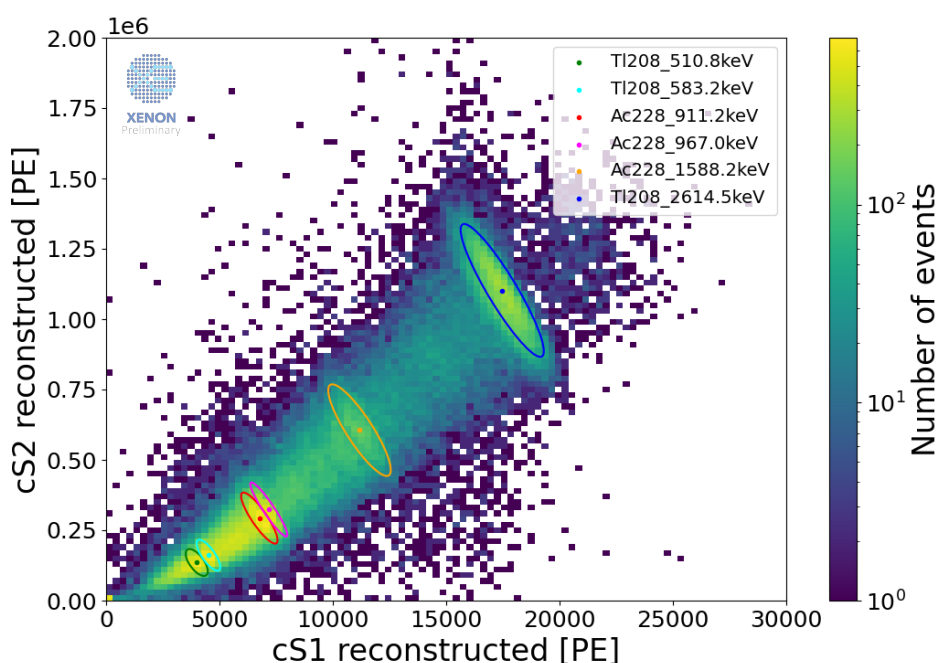


FIGURE 6.17 : Distribution des événements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  dans le plan (cS1,cS2) pour des événements multiples. Les ajustements double gaussien des pics mono-énergétiques les plus visibles sont aussi indiqués (Les ellipses sont placées à  $2\sigma$ ).

<sup>12</sup>Le principe d'ajustement double gaussien fut détaillé sous-section 5.3.1.



### 6.4.2 Calcul du $g_1$ et du $g_2$

Maintenant que nous avons six valeurs de LY et CY pour les évènements simples et les évènements multiples, nous avons réalisé un ajustement linéaire entre les valeurs de LY et de CY comme on peut le voir sur la figure 6.18 afin d'obtenir les valeurs de  $g_1$  et  $g_2$ .

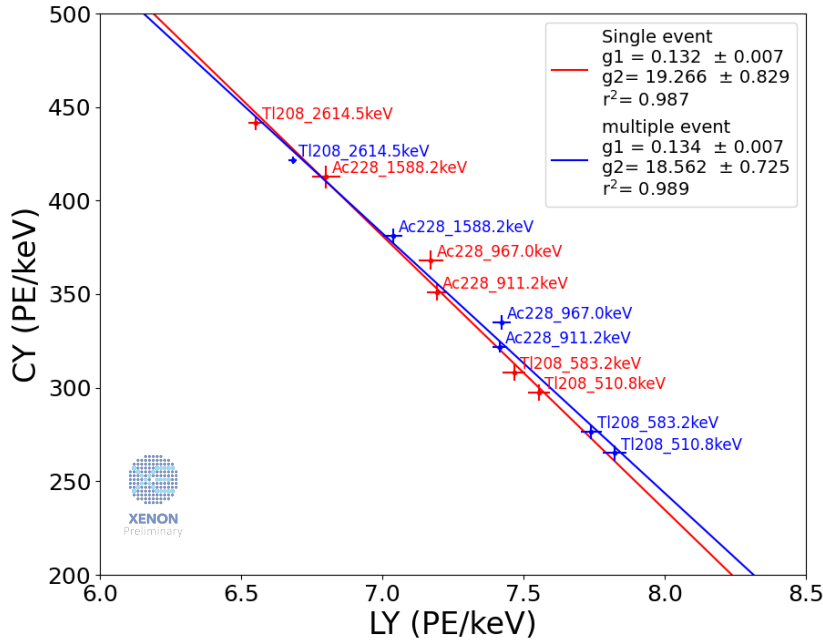


FIGURE 6.18 : Ajustement linéaire des rendements de charge en fonction des rendements de lumière des émissions  $\gamma$  des sources présentes dans les évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (rouge) et multiples reconstruits (bleu).

On obtient alors  $g_1 = 0,132 \pm 0,007$  et  $g_2 = 19,3 \pm 0,8$  pour les évènements simples et  $g_1 = 0,134 \pm 0,007$  et  $g_2 = 18,6 \pm 0,7$  pour les évènements multiples. Cette différence est expliquée par le phénomène de recombinaison (voir sous-section 4.1.1). En effet, lors d'une interaction, une partie des électrons libres produits vont interagir à nouveau avec les ions xénon pour former des excitons qui participeront au signal S1. Ce taux de recombinaison est non linéaire avec l'énergie en étant plus important à basse énergie. Ainsi, pour des évènements multiples composés de plusieurs dépôts d'énergie faible, la recombinaison est plus importante et donc le  $g_1$  est plus grand et le  $g_2$  plus petit que pour des évènements simples.

### 6.4.3 Reconstruction de l'énergie pour les 2 populations

On utilise alors ces valeurs de  $g_1$  et de  $g_2$  afin de reconstruire l'énergie déposée par les évènements simples et multiples d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$ . Les deux spectres en énergie sont montrés sur la figure 6.19.

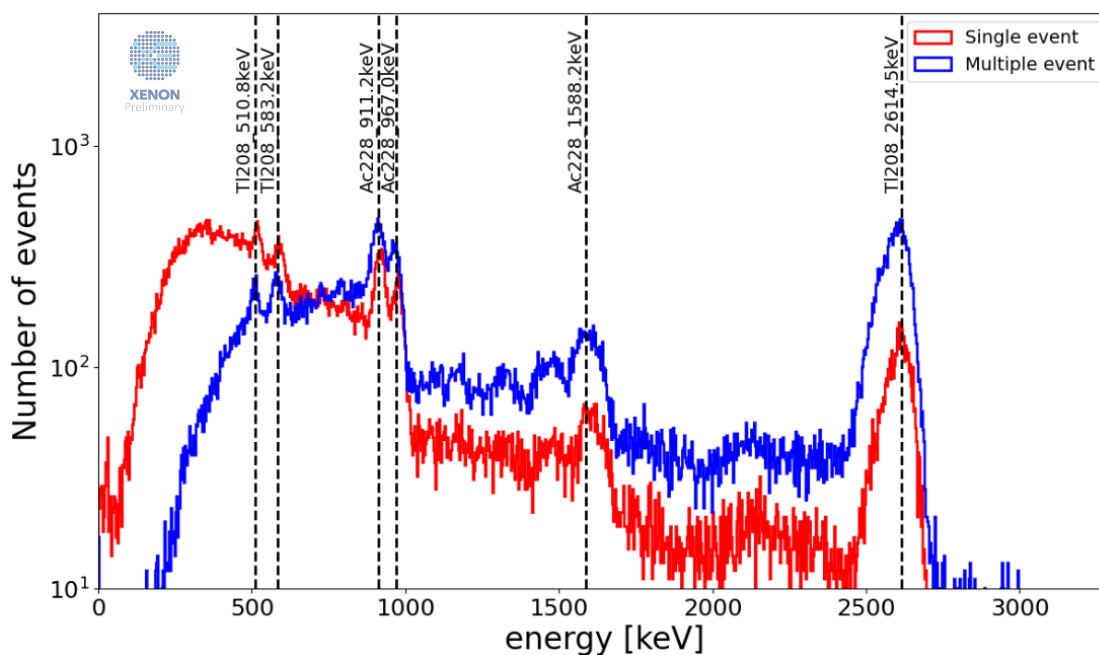


FIGURE 6.19 : Spectre en énergie des évènements d'étalonnage au  $^{232}\text{Th}$  simples (Rouges) et multiples reconstruits (Bleu). Les lignes en pointillés noirs indiquent les énergies des émissions  $\gamma$  utilisées pour l'ajustement des rendements de lumière et de charge.

Comme attendu, on y observe alors que les évènements multiples sont peu nombreux à basse énergie mais deviennent majoritaires à plus haute énergie puisque la probabilité de produire une interaction Compton augmente. Toutefois, les spectres en énergie restent similaires entre les deux types d'évènements et la position des pics photoélectriques correspond aux énergies attendues.

## 6.5 Conclusion

Nous avons pu voir que les évènements ER à haute énergie étaient susceptibles d'être multiples si la particule incidente était un  $\gamma$ . L'identification de ces évènements multiples permet alors de réduire le bruit de fond de la recherche  $0\nu\beta\beta$  puis-

qu'elle produit des évènements simples. De plus, l'étude de ces évènements multiples permet de mieux contraindre les sélections appliquées aux évènements de haute énergie puisque ces données ne sont pas masquées à l'énergie de la  $0\nu\beta\beta$ . L'utilisation du  $^{232}\text{Th}$  comme source d'étalonnage nous permet alors d'étudier ces évènements multiples jusqu'à l'énergie de la  $0\nu\beta\beta$ . La première étape fut alors de sélectionner ces évènements multiples. La seconde fut de reconstruire  $\sim 50\%$  de nos évènements comme des évènements multiples en tenant compte de la multiplicité des dépôts d'énergie. La dernière fut enfin de reconstruire le spectre en énergie déposée par ces évènements multiples et le comparer aux évènements simples. Cela nous donna alors des valeurs de  $g_1$  et  $g_2$  légèrement différentes mais des spectres similaires à haute énergie.

Cependant, des améliorations restent à apporter à cette étude. En effet, lors de la reconstruction des évènements multiples, nous avons utilisé, pour l'étiquetage des signaux S2, des sélections relativement arbitraires. Pour améliorer cela, une méthode d'identification des pics par l'utilisation de réseaux de neurones est actuellement en cours de développement par la collaboration XENON ce qui permettra d'améliorer la reconstruction des évènements multiples. La reconstruction des évènements multiples pourra ensuite être appliquée aux données de recherche. Un nouveau calcul du  $g_1, g_2$  sera alors réalisé en utilisant les sources identifiables dans le bruit de fond. Cela permettra de reconstruire l'énergie déposée par ces évènements donnant deux nouveaux spectres d'évènements simples et multiples. Ces évènements multiples permettront alors de vérifier la qualité des reconstructions et des sélections appliquées aux évènements simples sans biais et seront enfin utilisées pour étudier les performances du détecteur et améliorer, comme pour XENON1T, la sensibilité.

## Conclusion

Ce document regroupe les travaux que j'ai pu réaliser ces 3 dernières années au sein de la collaboration XENON dans le cadre des recherches sur la matière noire et la double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos.

La matière noire fut théorisée dès la fin du 19<sup>ème</sup> siècle et permettrait d'expliquer les diverses observations astrophysiques et cosmologiques réalisées depuis. Bien que n'ayant encore jamais été observée directement, elle correspondrait à  $\sim 85\%$  de la masse de l'univers. Les WIMP (Weakly Interactive Massive Particle) sont parmi les meilleurs candidats à une explication particulière de la matière noire. Ces particules au-delà du Modèle Standard furent introduites grâce à la théorie du freeze-out qui tente d'expliquer les densités actuelles de matière dans l'univers. Leurs propriétés sont, de plus, compatibles avec la première particule de la théorie de supersymétrie, cette spécificité ayant été baptisée en "WIMP miracle". Ces particules relativement massives ( $\sim 100$  GeV) ont une section efficace d'interaction avec la matière extrêmement faible. Une expérience avec une cible suffisamment grande et un bruit de fond très faible est alors nécessaire pour avoir une chance de réaliser une détection directe de ces WIMP.

De plus, les neutrinos, des particules du Modèle Standard, possèdent encore des propriétés méconnues. L'observation d'une double désintégration  $\beta$  sans émission de neutrinos montrerait alors que les neutrinos sont des particules de Majorana en étant leurs propres antiparticules et nous permettrait d'obtenir des valeurs plus précises de leurs masses.

Par sa très grande stabilité et la présence naturelle d'un isotope pouvant se désintégrer par décroissance double beta, le xénon liquide apparait comme une excellente cible afin de détecter ces événements rares. La collaboration XENON construit alors plusieurs générations de chambres à projection temporelle double phase de plus en plus volumineuses, conduisant à la mise en fonctionnement de l'expérience XENONnT. Celle-ci possède aujourd'hui une cible de 5,9 tonnes de xénon liquide et un bruit de fond très faible aussi bien à l'énergie attendu pour une collision WIMP-noyau ( $\sim 10$  keV) qu'à celle de la double désintégration  $\beta$  sans neutrinos

(2,457 MeV pour le  $^{136}\text{Xe}$ ).

Afin de contrôler le bon fonctionnement de l'expérience XENONnT au cours de la prise de données, de nombreuses sources d'étalonnage sont utilisées. Parmi elles, le  $^{83m}\text{Kr}$  permet d'obtenir des évènements de recul électronique dans la totalité du détecteur aux énergies d'intérêt de la recherche de matière noire. Elle nous permet alors notamment de réaliser une étude de la stabilité spatiale du détecteur pendant les deux périodes de prise de données SR0 et SR1. Il est alors possible d'observer l'impact des différentes corrections appliquées aux données ainsi que les améliorations qui leur furent apportées entre SR0 et SR1. Cette méthode permettra aussi de contrôler la stabilité du détecteur pour les futures prises de données réalisées tout au long de la durée de vie de XENONnT.

À plus haute énergie, des évènements multiples sont présents parmi les reculs électroniques. La bonne définition de ces évènements permettrait alors de réduire le bruit de fond pour la recherche de la  $0\nu\beta\beta$  tout en améliorant les sélections appliquées aux évènements de haute énergie. Pour cela, une méthode de reconstruction de ces évènements multiples est développée en utilisant des données d'étalonnage aux  $^{232}\text{Th}$ . Bien que préliminaire, cette méthode de reconstruction permet d'obtenir de premiers spectres des évènements simples et multiples à toutes énergies. Une amélioration de la méthode de reconstruction des évènements multiples est toutefois nécessaire pour l'obtention de résultats plus précis et passera notamment par l'utilisation de réseaux de neurones pour la classification des signaux observables dans le détecteur.

## Annexe A

# Distribution et forme d'onde des populations de signaux d'évènements multiples

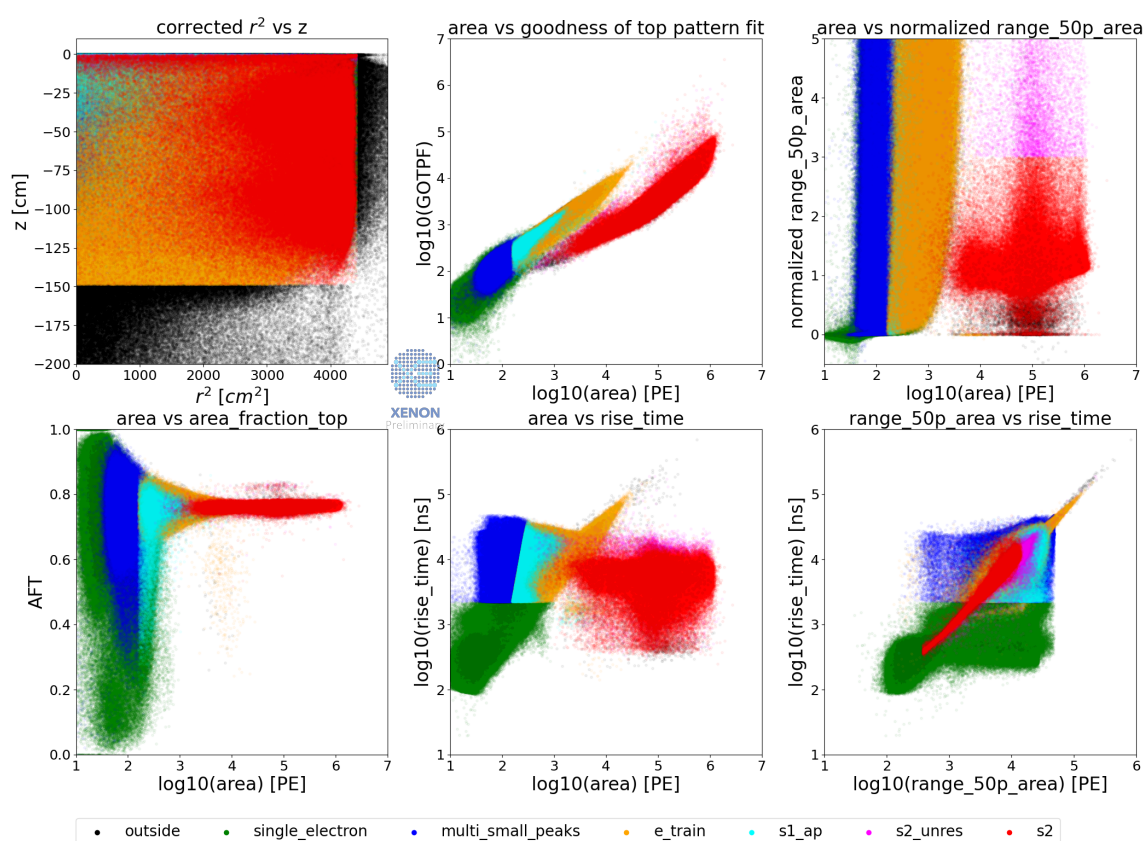


FIGURE A.1 : Distribution des signaux S2 des évènements multiples de calibration au  $^{232}\text{Th}$  dans six espaces de paramètres. Chaque pic est coloré selon la population à laquelle il appartient. La population "undefined" a été retirée.

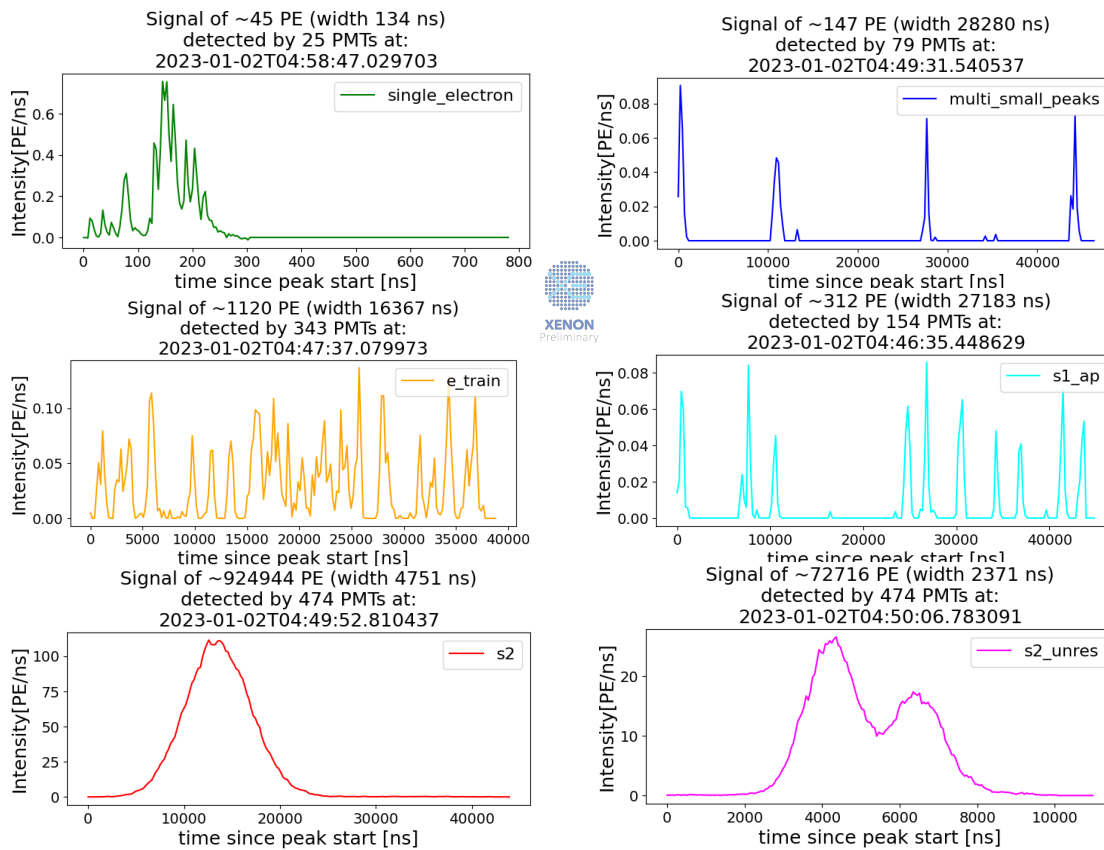


FIGURE A.2 : Exemple de forme d'onde pour six populations définies par les différentes sélections sur les signaux S2 des évènements multiples de calibration au  $^{232}\text{Th}$ . Les aires et les largeurs (range\_50p\_area) des signaux sont aussi indiquées. Les populations "outside" et "undefined" ne sont pas montrées car leurs formes d'onde ne sont pas pertinentes.

# Bibliographie

- [1] R. L. WORKMAN et al. « Review of Particle Physics ». *PTEP* 2022 (2022), 083C01. DOI : [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [2] P.W. HIGGS. « Broken symmetries, massless particles and gauge fields ». *Physics Letters* 12.2 (1964), 132-133. ISSN : 0031-9163. DOI : [https://doi.org/10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9).
- [3] G. AAD et al. « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC ». *Physics Letters B* 716.1 (2012), 1-29. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>.
- [4] S. CHATRCHYAN et al. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». *Physics Letters B* 716.1 (sept. 2012), 30-61. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>.
- [5] Michael E. PESKIN et Daniel V. SCHROEDER. *An Introduction to quantum field theory*. Reading, USA : Addison-Wesley, 1995. DOI : [10.1201/9780429503559](https://doi.org/10.1201/9780429503559).
- [6] A. J. BURAS et al. « Aspects of the Grand Unification of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions ». *Nucl. Phys. B* 135 (1978), 66-92. DOI : [10.1016/0550-3213\(78\)90214-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(78)90214-6).
- [7] A. O. SUSHKOV et al. « New Experimental Limits on Non-Newtonian Forces in the Micrometer Range ». *Phys. Rev. Lett.* 107 (17 oct. 2011), 171101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.107.171101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.171101).
- [8] J. BEATTY et S. WESTERHOFF. « The Highest-Energy Cosmic Rays ». *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 59 (nov. 2009), 319-345. DOI : [10.1146/annurev.nucl.58.110707.171154](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.58.110707.171154).
- [9] CERN. « Rayons cosmiques : particules de l'espace ». webpage. URL : <https://home.cern/fr/science/physics/cosmic-rays-particles-outer-space>.
- [10] T. M. UNDAGOITIA et L. RAUCH. « Dark matter direct-detection experiments ». *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 43.1 (déc. 2015), 013001. ISSN : 1361-6471. DOI : [10.1088/0954-3899/43/1/013001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/1/013001).
- [11] XENON COLLABORATION. « Material radiopurity control in the XENONnT experiment ». *The European Physical Journal C* 82.7 (juill. 2022). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-022-10345-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10345-6).
- [12] M. SCHUMANN. « Direct detection of WIMP dark matter : concepts and status ». *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics* 46.10 (août 2019), 103003. DOI : [10.1088/1361-6471/ab2ea5](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab2ea5).



- [13] R. BERNABEI et al. « First model independent results from DAMA/LIBRA-phase2 ». *Nuclear Physics and Atomic Energy* 19.4 (déc. 2018), 307-325. ISSN : 2074-0565. DOI : [10.15407/jnpae2018.04.307](https://doi.org/10.15407/jnpae2018.04.307).
- [14] A. AGUILAR-AREVALO et al. « Results on Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles from an 11 kg d Target Exposure of DAMIC at SNOLAB ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (24 déc. 2020), 241803. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.241803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.241803).
- [15] T. SHUTT et al. « Measurement of ionization and phonon production by nuclear recoils in a 60 g crystal of germanium at 25 mK ». *Phys. Rev. Lett.* 69 (24 déc. 1992), 3425-3427. DOI : [10.1103/PhysRevLett.69.3425](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.3425).
- [16] D.S. AKERIB et al. « Surface Event Rejection Using Phonon Information in CDMS ». *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 173 (2007). Proceedings of the 7th UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe, 137-140. ISSN : 0920-5632. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2007.08.038>.
- [17] M. AGOSTINI et al. « Final Results of GERDA on the Two-Neutrino Double- $\beta$  Decay Half-Life of  $^{76}\text{Ge}$  ». *Physical Review Letters* 131.14 (oct. 2023). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.131.142501](https://doi.org/10.1103/physrevlett.131.142501).
- [18] I. J. ARNQUIST et al. « Experimental study of  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  reactions in the Majorana Demonstrator calibration data ». *Physical Review C* 105.6 (juin 2022). ISSN : 2469-9993. DOI : [10.1103/physrevc.105.064610](https://doi.org/10.1103/physrevc.105.064610).
- [19] C. AMOLE et al. « Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60  $\text{C}_3\text{F}_8$  bubble chamber ». *Phys. Rev. D* 100 (2 juill. 2019), 022001. DOI : [10.1103/PhysRevD.100.022001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.022001).
- [20] KamLAND-Zen COLLABORATION. « Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen ». *Phys. Rev. Lett.* 130 (5 jan. 2023), 051801. DOI : [10.1103/PhysRevLett.130.051801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.051801).
- [21] EXO-200 COLLABORATION. « Search for two-neutrino double-beta decay of  $^{136}\text{Xe}$  to the excited state of  $^{136}\text{Ba}$  with the complete EXO-200 dataset ». *Chinese Physics C* 47.10 (oct. 2023), 103001. ISSN : 2058-6132. DOI : [10.1088/1674-1137/aceee3](https://doi.org/10.1088/1674-1137/aceee3).
- [22] XENON COLLABORATION. « Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment ». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.11 (nov. 2020), 031-031. ISSN : 1475-7516. DOI : [10.1088/1475-7516/2020/11/031](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/11/031).
- [23] C. A. J. O'HARE, B. J. KAVANAGH et A. M. GREEN. « Time-integrated directional detection of dark matter ». *Phys. Rev. D* 96 (8 oct. 2017), 083011. DOI : [10.1103/PhysRevD.96.083011](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.083011).
- [24] D. SANTOS et al. « MIMAC : Micro-tpc MAtrix of Chambers for dark matter directional detection ». *Journal of Physics : Conference Series* 469.1 (déc. 2013), 012002. DOI : [10.1088/1742-6596/469/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/469/1/012002).
- [25] G. BERTONE et D. HOOPER. « History of dark matter ». *Reviews of Modern Physics* 90.4 (oct. 2018). ISSN : 1539-0756. DOI : [10.1103/revmodphys.90.045002](https://doi.org/10.1103/revmodphys.90.045002).

- [26] H. POINCARÉ. « La Voie lactée et la théorie des gaz ». *Bulletin de la société astronomique de France* 20 (1906), 153-165.
- [27] J. C. KAPTEYN. « First Attempt at a Theory of the Arrangement and Motion of the Sidereal System ». 55 (mai 1922), 302. DOI : [10.1086/142670](https://doi.org/10.1086/142670).
- [28] J. H. OORT. « The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems ». 6 (août 1932), 249.
- [29] F. ZWICKY. « Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln ». *Helvetica Physica Acta* 6 (jan. 1933), 110-127.
- [30] V. C. RUBIN, Jr. FORD W. K. et N. THONNARD. « Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa -> Sc. » 225 (nov. 1978), L107-L111. DOI : [10.1086/182804](https://doi.org/10.1086/182804).
- [31] P. SALUCCI. « The distribution of dark matter in galaxies ». *The Astronomy and Astrophysics Review* 27 (fév. 2019). DOI : [10.1007/s00159-018-0113-1](https://doi.org/10.1007/s00159-018-0113-1).
- [32] M. De LEO. « Rotation curve of spiral galaxy Messier 33 (Triangulum) ». webpage. URL : [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Rotation\\_curve\\_of\\_spiral\\_galaxy\\_Messier\\_33\\_\(Triangulum\).png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Rotation_curve_of_spiral_galaxy_Messier_33_(Triangulum).png).
- [33] Richard MASSEY, Thomas KITCHING et Johan RICHARD. « The dark matter of gravitational lensing ». *Reports on Progress in Physics* 73.8 (juill. 2010), 086901. DOI : [10.1088/0034-4885/73/8/086901](https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/8/086901).
- [34] Douglas CLOWE et al. « A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter ». *The Astrophysical Journal* 648.2 (août 2006), L109. DOI : [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162).
- [35] Chandra COLLABORATION. « NASA Finds Direct Proof of Dark Matter ». webpage. Août 2006. URL : [https://chandra.harvard.edu/press/06\\_releases/press\\_082106.html](https://chandra.harvard.edu/press/06_releases/press_082106.html).
- [36] Planck COLLABORATION. « Planck2015 results : XIII. Cosmological parameters ». *Astronomy and Astrophysics* 594 (sept. 2016), A13. ISSN : 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201525830](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525830).
- [37] V. SPRINGEL, C. S. FRENK et S. D. M. WHITE. « The large-scale structure of the Universe ». *Nature* 440.7088 (avr. 2006), 1137-1144. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/nature04805](https://doi.org/10.1038/nature04805).
- [38] Planck COLLABORATION. « Planck2018 results : VI. Cosmological parameters ». *Astronomy and Astrophysics* 641 (sept. 2020), A6. ISSN : 1432-0746. DOI : [10.1051/0004-6361/201833910e](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910e).
- [39] E. O. NADLER et al. « Constraints on Dark Matter Properties from Observations of Milky Way Satellite Galaxies ». *Phys. Rev. Lett.* 126 (9 mars 2021), 091101. DOI : [10.1103/PhysRevLett.126.091101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.091101).
- [40] I. F. M. ALBUQUERQUE et L. BAUDIS. « Direct Detection Constraints on Superheavy Dark Matter ». *Physical Review Letters* 90.22 (juin 2003). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.90.221301](https://doi.org/10.1103/physrevlett.90.221301).
- [41] J. YOO, J. CHANAMÉ et A. GOULD. « The End of the MACHO Era : Limits on Halo Dark Matter from Stellar Halo Wide Binaries ». *The Astrophysical Journal* 601.1 (jan. 2004), 311. DOI : [10.1086/380562](https://doi.org/10.1086/380562).

- [42] X. CALMET et F. KUIPERS. « Theoretical bounds on dark matter masses ». *Physics Letters B* 814 (mars 2021), 136068. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/j.physletb.2021.136068](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136068).
- [43] C. ALCOCK et al. « EROS and MACHO Combined Limits on Planetary-Mass Dark Matter in the Galactic Halo ». *The Astrophysical Journal* 499.1 (mai 1998), L9. DOI : [10.1086/311355](https://doi.org/10.1086/311355).
- [44] K.N. ABAZAJIAN et al. *Light Sterile Neutrinos : A White Paper*. Rapp. tech. Avr. 2012, 281 p. URL : <https://hal.in2p3.fr/in2p3-00691450>.
- [45] 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 (2019), 053022. DOI : [10.1088/1367-2630/ab1502](https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab1502).
- [46] R. N. ROGALYOV. « CP violation in K meson decays ». *24th International Workshop on Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory*. 2001, 17-43. arXiv : [hep-ph/0204099](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204099).
- [47] L.C. HOCKLEY. « Direct CP Violation in B Meson Decays ». Thèse de doct. Adelaide U., 2020.
- [48] LHCb COLLABORATION. « Measurement of matter–antimatter differences in beauty baryon decays ». *Nature Physics* 13.4 (avr. 2017), 391-396. ISSN : 1745-2481. DOI : [10.1038/nphys4021](https://doi.org/10.1038/nphys4021). URL : <https://doi.org/10.1038/nphys4021>.
- [49] R. D. PECCEI et Helen R. QUINN. « CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles ». *Phys. Rev. Lett.* 38 (25 juin 1977), 1440-1443. DOI : [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440).
- [50] S. J. ASZTALOS et al. « Experimental Constraints on the Axion Dark Matter Halo Density ». *The Astrophysical Journal* 571.1 (mai 2002), L27. DOI : [10.1086/341130](https://doi.org/10.1086/341130).
- [51] Gianfranco BERTONE, Dan HOOPER et Joseph SILK. « Particle dark matter : evidence, candidates and constraints ». *Physics Reports* 405.5–6 (jan. 2005), 279-390. ISSN : 0370-1573. DOI : [10.1016/j.physrep.2004.08.031](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031).
- [52] B. DEV et S. QUTUB. « Constraining Non-thermal and Thermal properties of Dark Matter ». *Frontiers in Physics* 2 (nov. 2013). DOI : [10.3389/fphy.2014.00026](https://doi.org/10.3389/fphy.2014.00026).
- [53] U. AMALDI, W. DE BOER et H. FÜRSTENAU. « Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP ». *Physics Letters B* 260.3 (1991), 447-455. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)91641-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)91641-8).
- [54] Gerard JUNGMAN, Marc KAMIONKOWSKI et Kim GRIEST. « Supersymmetric dark matter ». *Physics Reports* 267.5–6 (mars 1996), 195-373. ISSN : 0370-1573. DOI : [10.1016/0370-1573\(95\)00058-5](https://doi.org/10.1016/0370-1573(95)00058-5).
- [55] Savas DIMOPOULOS, Stuart RABY et Frank WILCZEK. « Proton decay in supersymmetric models ». *Physics Letters B* 112.2 (1982), 133-136. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90313-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90313-6).
- [56] Maira DUTRA. « Origins for dark matter particles : from the “WIMP miracle” to the “FIMP wonder” ». Thèse de doct. Orsay, LPT, 2019.
- [57] O. BUCHMUELLER, C. DOGLIONI et L.-T. WANG. « Search for dark matter at colliders ». *Nature Physics* 13.3 (mars 2017), 217-223. ISSN : 1745-2481. DOI : [10.1038/nphys4054](https://doi.org/10.1038/nphys4054).

- [58] J. M. GASKINS. « A review of indirect searches for particle dark matter ». *Contemporary Physics* 57.4 (juin 2016), 496-525. ISSN : 1366-5812. DOI : [10.1080/00107514.2016.1175160](https://doi.org/10.1080/00107514.2016.1175160).
- [59] J. D. LEWIN et P. F. SMITH. « Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil ». *Astropart. Phys.* 6 (1996), 87-112. DOI : [10.1016/S0927-6505\(96\)00047-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(96)00047-3).
- [60] M. C. SMITH et al. « The RAVE survey : constraining the local Galactic escape speed ». *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 379.2 (août 2007), 755-772. ISSN : 1365-2966. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11964.x).
- [61] Laurie M. BROWN. « The idea of the neutrino ». *Physics Today* 31.9 (sept. 1978), 23-28. ISSN : 0031-9228. DOI : [10.1063/1.2995181](https://doi.org/10.1063/1.2995181).
- [62] J. CHADWICK. *Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der  $\beta$ -Strahlen von Radium B+C*. Druck von Friedr. Vieweg und Sohn, 1914.
- [63] O. DOROFEEV et Andrey LOBANOV. « Beta decay in the field of electromagnetic wave and neutrino mass search ». *Physics Letters B - PHYS LETT B* 590 (juin 2004), 35-38. DOI : [10.1016/j.physletb.2004.03.052](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2004.03.052).
- [64] W. PAULI. « Letter to the physical society of Tübingen ». 1930.
- [65] J. CHADWICK. « Possible Existence of a Neutron ». *Nature* 129 (1932), 312. DOI : [10.1038/129312a0](https://doi.org/10.1038/129312a0).
- [66] E. FERMI. « Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen. I ». *Zeitschrift für Physik* 88.3 (mars 1934), 161-177. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/BF01351864](https://doi.org/10.1007/BF01351864).
- [67] C. THERREAU. « Analyse de données de l'expérience XENON1T : Calibration des reculs électroniques pour des énergies comprises entre quelques keV et 3 MeV ». Thèse de doct. 2020. URL : <http://www.theses.fr/2020IMTA0191>.
- [68] F. REINES et C. L. COWAN. « The neutrino ». *Nature* 178 (1956), 446-449. DOI : [10.1038/178446a0](https://doi.org/10.1038/178446a0).
- [69] G. DANBY et al. « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos ». *Phys. Rev. Lett.* 9 (1 juill. 1962), 36-44. DOI : [10.1103/PhysRevLett.9.36](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.36).
- [70] DONUT COLLABORATION. « Observation of tau neutrino interactions ». *Phys. Lett. B* 504 (2001), 218-224. DOI : [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [71] T. D. LEE et C.N. YANG. « Question of Parity Conservation in Weak Interactions ». *Phys. Rev.* 104 (1956), 254-258. DOI : [10.1103/PhysRev.104.254](https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.254).
- [72] C. S. WU et al. « Experimental Test of Parity Conservation in  $\beta$  Decay ». *Phys. Rev.* 105 (1957), 1413-1414. DOI : [10.1103/PhysRev.105.1413](https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.1413).
- [73] M. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. « Helicity of Neutrinos ». *Phys. Rev.* 109 (1958), 1015-1017. DOI : [10.1103/PhysRev.109.1015](https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015).
- [74] John N. BAHCALL, Aldo M. SERENELLI et Sarbani BASU. « New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes ». *The Astrophysical Journal* 621.1 (jan. 2005), L85-L88. ISSN : 1538-4357. DOI : [10.1086/428929](https://doi.org/10.1086/428929).

- [75] John N. BAHCALL et R. DAVIS. « Solar Neutrinos - a Scientific Puzzle ». *Science* 191 (1976), 264-267. DOI : [10.1126/science.191.4224.264](https://doi.org/10.1126/science.191.4224.264).
- [76] M. CRIBIER. « Results of the whole GALLEX experiment ». *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* 70 (1999). Sous la dir. d'A. BOTTINO, Alessandra DI CREDICO et Piero MONACELLI, 284-291. DOI : [10.1016/S0920-5632\(98\)00438-1](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(98)00438-1).
- [77] K. S. HIRATA et al. « Observation of B-8 Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector ». *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), 16. DOI : [10.1103/PhysRevLett.63.16](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.16).
- [78] B. PONTECORVO. « Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge ». *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 34 (1957), 247.
- [79] Z. MAKI, M. NAKAGAWA et S. SAKATA. « Remarks on the unified model of elementary particles ». *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962), 870-880. DOI : [10.1143/PTP.28.870](https://doi.org/10.1143/PTP.28.870).
- [80] Carlo GIUNTI et Chung W. KIM. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. 2007. ISBN : 978-0-19-850871-7.
- [81] Y. FUKUDA et al. « Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande ». *Physical Review Letters* 82.13 (mars 1999), 2644-2648. ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.82.2644](https://doi.org/10.1103/physrevlett.82.2644).
- [82] Q. R. AHMAD et al. « Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory ». *Physical Review Letters* 89.1 (juin 2002). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.89.011301](https://doi.org/10.1103/physrevlett.89.011301).
- [83] R. N. CAHN et al. « White Paper : Measuring the Neutrino Mass Hierarchy ». *Snowmass 2013 : Snowmass on the Mississippi*. Juill. 2013. arXiv : [1307.5487 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1307.5487).
- [84] Ivan ESTEBAN et al. « The fate of hints : updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations ». *Journal of High Energy Physics* 2020.9 (sept. 2020). ISSN : 1029-8479. DOI : [10.1007/jhep09\(2020\)178](https://doi.org/10.1007/jhep09(2020)178).
- [85] L. PERTOLDI. « Sensitivity to the neutrino mass hierarchy with the JUNO experiment ». 2015. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:55242257>.
- [86] M. AKER et al. « Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity ». *Nature Phys.* 18.2 (2022), 160-166. DOI : [10.1038/s41567-021-01463-1](https://doi.org/10.1038/s41567-021-01463-1).
- [87] M. AKER et al. *Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data*. 2024. arXiv : [2406.13516 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2406.13516). URL : <https://arxiv.org/abs/2406.13516>.
- [88] A. OSIPOWICZ et al. « KATRIN : A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent » (sept. 2001). arXiv : [hep-ex/0109033](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0109033).
- [89] S. R. CHOUDHURY et S. HANNESTAD. « Updated results on neutrino mass and mass hierarchy from cosmology with Planck 2018 likelihoods ». *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* 2020.07 (juill. 2020), 037-037. ISSN : 1475-7516. DOI : [10.1088/1475-7516/2020/07/037](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/07/037).
- [90] D. BOURSETTE. « Neutrino physics with SoLid and SuperNEMO experiments ». 2018SACL272. Thèse de doct. 2018. URL : <http://www.theses.fr/2018SACL272>.

- [91] S. M. BILENKY et C. GIUNTI. « Neutrinoless double-beta decay : A probe of physics beyond the Standard Model ». *International Journal of Modern Physics A* 30.04n05 (fév. 2015), 1530001. ISSN : 1793-656X. DOI : [10.1142/s0217751x1530001x](https://doi.org/10.1142/s0217751x1530001x).
- [92] Ettore MAJORANA. « Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone ». *Nuovo Cim.* 14 (1937), 171-184. DOI : [10.1007/BF02961314](https://doi.org/10.1007/BF02961314).
- [93] Pasquale DI BARI. « An introduction to leptogenesis and neutrino properties ». *Contemporary Physics* 53.4 (juill. 2012), 315-338. ISSN : 1366-5812. DOI : [10.1080/00107514.2012.701096](https://doi.org/10.1080/00107514.2012.701096).
- [94] H. A. BETHE et R. F. BACHER. « Nuclear Physics A. Stationary States of Nuclei ». *Rev. Mod. Phys.* 8 (2 avr. 1936), 82-229. DOI : [10.1103/RevModPhys.8.82](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.8.82).
- [95] R. SAAKYAN. « Two-Neutrino Double-Beta Decay ». *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 63 (oct. 2013), 503-529. DOI : [10.1146/annurev-nucl-102711-094904](https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094904).
- [96] W. H. FURRY. « On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration ». *Phys. Rev.* 56 (12 déc. 1939), 1184-1193. DOI : [10.1103/PhysRev.56.1184](https://doi.org/10.1103/PhysRev.56.1184).
- [97] H AYTEKIN et A YILMAZ. « Calculation of two-neutrino double beta decay half-lives of  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$  and  $^{100}\text{Mo}$  nuclei for the  $0^+ \rightarrow 0^+$  transition ». *Physica Scripta* 90 (juin 2015), 065302. DOI : [10.1088/0031-8949/90/6/065302](https://doi.org/10.1088/0031-8949/90/6/065302).
- [98] R. ARNOLD et al. « Search for neutrinoless double-beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  with the NEMO-3 detector ». *Physical Review D* 89.11 (juin 2014). ISSN : 1550-2368. DOI : [10.1103/physrevd.89.111101](https://doi.org/10.1103/physrevd.89.111101).
- [99] O. AZZOLINI et al. « Evidence of Single State Dominance in the Two-Neutrino Double- $\beta$  Decay of  $^{82}\text{Se}$  with CUPID-0 ». *Phys. Rev. Lett.* 123 (26 déc. 2019), 262501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.123.262501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.262501).
- [100] A. GANDO et al. « Precision Analysis of the  $^{136}\text{Xe}$  Two-Neutrino  $\beta\beta$  Spectrum in KamLAND-Zen and Its Impact on the Quenching of Nuclear Matrix Elements ». *Phys. Rev. Lett.* 122 (19 mai 2019), 192501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.122.192501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.192501).
- [101] A.S. BARABASH. « Average and recommended half-life values for two-neutrino double beta decay ». *Nuclear Physics A* 935 (2015), 52-64. ISSN : 0375-9474. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2015.01.001>.
- [102] S. ABE et al. *Search for Majorana Neutrinos with the Complete KamLAND-Zen Dataset*. 2024. arXiv : [2406.11438](https://arxiv.org/abs/2406.11438).
- [103] S. STOICA et M. MIREA. « New calculations for phase space factors involved in double- $\beta$  decay ». *Phys. Rev. C* 88 (3 sept. 2013), 037303. DOI : [10.1103/PhysRevC.88.037303](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.037303).
- [104] T. R. RODRÍGUEZ et G. MARTÍNEZ-PINEDO. « Energy Density Functional Study of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay ». *Phys. Rev. Lett.* 105 (25 déc. 2010), 252503. DOI : [10.1103/PhysRevLett.105.252503](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.252503).
- [105] J. BAREA, J. KOTILA et F. IACHELLO. «  $0\nu\beta\beta$  and  $2\nu\beta\beta$  nuclear matrix elements in the interacting boson model with isospin restoration ». *Phys. Rev. C* 91 (3 mars 2015), 034304. DOI : [10.1103/PhysRevC.91.034304](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.034304).

- [106] A. NEACSU et M. HOROI. « Shell model studies of the  $^{130}\text{Te}$  neutrinoless double- $\beta$  decay ». *Phys. Rev. C* 91 (2 fév. 2015), 024309. DOI : [10.1103/PhysRevC.91.024309](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.91.024309).
- [107] « NuFIT 5.0 ». webpage. 2020. URL : <http://www.nu-fit.org>.
- [108] Stefano DELL'ORO, Simone MARCOCCI et Francesco VISSANI. « New expectations and uncertainties on neutrinoless double beta decay ». *Phys. Rev. D* 90 (3 août 2014), 033005. DOI : [10.1103/PhysRevD.90.033005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.033005).
- [109] M. AGOSTINI et al. « Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay ». *Phys. Rev. Lett.* 125 (25 déc. 2020), 252502. DOI : [10.1103/PhysRevLett.125.252502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.252502).
- [110] D. Q. ADAMS et al. « Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE ». *Nature* 604.7904 (avr. 2022), 53-58. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/s41586-022-04497-4](https://doi.org/10.1038/s41586-022-04497-4).
- [111] I. SHIMIZU. *Search for Majorana neutrinos*. 2023. arXiv : [2303.05127](https://arxiv.org/abs/2303.05127) [hep-ex].
- [112] XENON COLLABORATION. « Double-Weak Decays of  $^{124}\text{Xe}$  and  $^{136}\text{Xe}$  in the XENON1T and XENONnT Experiments ». *Phys. Rev. C* 106.2 (2022), 024328. DOI : [10.1103/PhysRevC.106.024328](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.106.024328).
- [113] M. REDSHAW et al. « Mass and Double-Beta-Decay Q Value of Xe 136 ». *Physical review letters* 98 (mars 2007), 053003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.98.053003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.053003).
- [114] J. KOTILA et F. IACHELLO. « Phase-space factors for double- $\beta$  decay ». *Phys. Rev. C* 85 (3 mars 2012), 034316. DOI : [10.1103/PhysRevC.85.034316](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.034316).
- [115] J. KOTILA et F. IACHELLO. « Double beta decay phase-space factors ». webpage. URL : <https://nucleartheory.yale.edu/double-beta-decay-phase-space-factors#npsf>.
- [116] W. KRAUTH. « Introduction to Monte Carlo algorithms ». Lecture. summer school in Beg-Rohu (France) et Budapest<br />1996, sept. 2006. URL : <https://cel.hal.science/cel-00092936>.
- [117] Ernst HEER. « Sur les corrélations angulaires des électrons de conversion, avec une étude particulière de la cascade du  $^{111}\text{Cd}$  ». *Journal de Physique et le Radium* 16.7 (1955), 600-604. DOI : [10.1051/jphysrad:01955001607060000](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01955001607060000).
- [118] XENON COLLABORATION. « Energy resolution and linearity of XENON1T in the MeV energy range ». *The European Physical Journal C* 80.8 (août 2020). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-020-8284-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8284-0).
- [119] XENON COLLABORATION. « Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT ». *Phys. Rev. Lett.* 129 (16 oct. 2022), 161805. DOI : [10.1103/PhysRevLett.129.161805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.161805).
- [120] D CLINE et al. « A WIMP detector with two-phase xenon ». *Astropart. Phys.* 12 (2000), 373-377. DOI : [10.1016/S0927-6505\(99\)00097-3](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(99)00097-3).
- [121] G. 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 ». 2012. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:126025267>.

- [122] A. HITACHI et al. « Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon ». *Phys. Rev. B* 27 (1983), 5279-5285. DOI : [10.1103/PhysRevB.27.5279](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.5279).
- [123] E. APRILE et T. DOKE. « Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics ». *Reviews of Modern Physics* 82.3 (juill. 2010), 2053-2097. ISSN : 1539-0756. DOI : [10.1103/revmodphys.82.2053](https://doi.org/10.1103/revmodphys.82.2053).
- [124] A. MANZUR et al. « Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for monoenergetic nuclear recoils down to 4 keV ». *Phys. Rev. C* 81 (2 fév. 2010), 025808. DOI : [10.1103/PhysRevC.81.025808](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.025808).
- [125] L. ALTHÜSER. « Search for Dark Matter and other beyond the Standard Model physics with XENON1T and XENONnT ». Thèse de doct. Munster U., 2023. DOI : [10.17879/27958448724](https://doi.org/10.17879/27958448724).
- [126] XENON COLLABORATION. *The XENONnT Dark Matter Experiment*. Fév. 2024. arXiv : [2402.10446](https://arxiv.org/abs/2402.10446) [physics.ins-det].
- [127] V.C. ANTOCHI et al. « Improved quality tests of R11410-21 photomultiplier tubes for the XENONnT experiment ». *Journal of Instrumentation* 16.08 (août 2021), P08033. ISSN : 1748-0221. DOI : [10.1088/1748-0221/16/08/p08033](https://doi.org/10.1088/1748-0221/16/08/p08033).
- [128] XENON COLLABORATION. « Lowering the radioactivity of the photomultiplier tubes for the XENON1T dark matter experiment ». *The European Physical Journal C* 75.11 (nov. 2015). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-015-3657-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3657-5).
- [129] XENON COLLABORATION. « Design and performance of the field cage for the XENONnT experiment ». *Eur. Phys. J. C* 84.2 (2024), 138. DOI : [10.1140/epjc/s10052-023-12296-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-12296-y).
- [130] XENON COLLABORATION. « Conceptual design and simulation of a water Cherenkov muon veto for the XENON1T experiment ». *Journal of Instrumentation* 9.11 (nov. 2014), P11006-P11006. ISSN : 1748-0221. DOI : [10.1088/1748-0221/9/11/p11006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/11/p11006).
- [131] LI. MARTI et al. « Evaluation of gadolinium's action on water Cherenkov detector systems with EGADS ». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), 163549. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163549>.
- [132] XENON COLLABORATION. « First Dark Matter Search with Nuclear Recoils from the XENONnT Experiment ». *Physical Review Letters* 131.4 (juill. 2023). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.131.041003](https://doi.org/10.1103/physrevlett.131.041003).
- [133] XENON COLLABORATION. « The XENON1T dark matter experiment ». *The European Physical Journal C* 77.12 (déc. 2017). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-5326-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5326-3).
- [134] XENON COLLABORATION. « Excess electronic recoil events in XENON1T ». *Phys. Rev. D* 102 (7 oct. 2020), 072004. DOI : [10.1103/PhysRevD.102.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.072004).
- [135] E. BROWN et al. « Magnetically-coupled piston pump for high-purity gas applications ». *The European Physical Journal C* 78.7 (juill. 2018). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-018-6062-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6062-z).



- [136] XENON COLLABORATION. «  $^{222}\text{Rn}$  emanation measurements for the XENON1T experiment ». *The European Physical Journal C* 81.4 (avr. 2021). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-020-08777-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08777-z).
- [137] XENON COLLABORATION. « Removing krypton from xenon by cryogenic distillation to the ppq level ». *The European Physical Journal C* 77.5 (mai 2017). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-017-4757-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4757-1).
- [138] XENON COLLABORATION. « Application and modeling of an online distillation method to reduce krypton and argon in XENON1T ». *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.5 (avr. 2022), 053H01. ISSN : 2050-3911. DOI : [10.1093/ptep/ptac074](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac074).
- [139] XENON COLLABORATION. « Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T ». *Phys. Rev. Lett.* 121 (11 sept. 2018), 111302. DOI : [10.1103/PhysRevLett.121.111302](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.111302).
- [140] M. MURRA et al. « Design, construction and commissioning of a high-flow radon removal system for XENONnT ». *The European Physical Journal C* 82.12 (déc. 2022). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-022-11001-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-11001-9).
- [141] A. MANALAYSAY et al. « Spatially uniform calibration of a liquid xenon detector at low energies using K83mr ». *Review of Scientific Instruments* 81.7 (juill. 2010). ISSN : 1089-7623. DOI : [10.1063/1.3436636](https://doi.org/10.1063/1.3436636).
- [142] F. JÖRG et al. « Characterization of a  $^{220}\text{Rn}$  source for low-energy electronic recoil calibration of the XENONnT detector ». *Journal of Instrumentation* 18.11 (nov. 2023), P11009. DOI : [10.1088/1748-0221/18/11/P11009](https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/11/P11009).
- [143] XENON COLLABORATION. « Low-energy calibration of XENON1T with an internal  $^{37}\text{Ar}$  source ». *Eur. Phys. J. C* 83.6 (2023), 542. DOI : [10.1140/epjc/s10052-023-11512-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11512-z).
- [144] J. CARDOSO et al. « Experience with a Slow Control system based on industrial process control hardware and software for the XENON1T dark matter search ». *2016 IEEE-NPSS Real Time Conference (RT)*. 2016, 1-3. DOI : [10.1109/RTC.2016.7543178](https://doi.org/10.1109/RTC.2016.7543178).
- [145] XENON COLLABORATION. « The triggerless data acquisition system of the XENONnT experiment ». *Journal of Instrumentation* 18.07 (juill. 2023), P07054. ISSN : 1748-0221. DOI : [10.1088/1748-0221/18/07/p07054](https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/07/p07054).
- [146] XENON COLLABORATION. « The XENON1T data acquisition system ». *Journal of Instrumentation* 14.07 (juill. 2019), P07016-P07016. ISSN : 1748-0221. DOI : [10.1088/1748-0221/14/07/p07016](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/07/p07016).
- [147] J. AALBERS et al. *AxFoundation/strax : 1.1.0 / 2021-10-15*. Version v1.1.0. Oct. 2021. DOI : [10.5281/zenodo.5576034](https://doi.org/10.5281/zenodo.5576034).
- [148] E. SHOCKLEY et al. *XENONnT/base\_environment : 2021.10.3*. Version 2021.10.3. Oct. 2021. DOI : [10.5281/zenodo.5591557](https://doi.org/10.5281/zenodo.5591557).
- [149] XENON COLLABORATION. « XENON1T dark matter data analysis : Signal reconstruction, calibration, and event selection ». *Physical Review D* 100.5 (sept. 2019). ISSN : 2470-0029. DOI : [10.1103/physrevd.100.052014](https://doi.org/10.1103/physrevd.100.052014).

- [150] C.E. DAHL. « The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from Xenon10 in the hunt for WIMP dark matter ». Thèse de doct. Princeton U., 2009.
- [151] J LINDHARD, M SCHARFF et H E SCHIOETT. « Range concepts and heavy ion ranges (notes on atomic collisions, II) ». *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd.* Vol :33 :No14 (jan. 1963). URL : <https://www.osti.gov/biblio/4153115>.
- [152] M SZYDAGIS et al. « NEST : a comprehensive model for scintillation yield in liquid xenon ». *Journal of Instrumentation* 6.10 (oct. 2011), P10002-P10002. ISSN : 1748-0221. DOI : [10.1088/1748-0221/6/10/p10002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/6/10/p10002).
- [153] XENON COLLABORATION. « XENON1T dark matter data analysis : Signal and background models and statistical inference ». *Physical Review D* 99.11 (juin 2019). ISSN : 2470-0029. DOI : [10.1103/physrevd.99.112009](https://doi.org/10.1103/physrevd.99.112009).
- [154] PandaX COLLABORATION. *Dark Matter Search Results from 1.54 Tonne-Year Exposure of PandaX-4T*. 2024. arXiv : [2408.00664](https://arxiv.org/abs/2408.00664) [hep-ex]. URL : <https://arxiv.org/abs/2408.00664>.
- [155] Glen COWAN et al. « Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics ». *The European Physical Journal C* 71.2 (fév. 2011). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0).
- [156] G. ANTON et al. « Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay with the Complete EXO-200 Dataset ». *Phys. Rev. Lett.* 123 (16 oct. 2019), 161802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.123.161802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.161802).
- [157] E. ARMENGAUD et al. « New Limit for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment ». *Phys. Rev. Lett.* 126 (mai 2021), 181802. DOI : [10.1103/PhysRevLett.126.181802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.181802).
- [158] E.A. MCCUTCHAN. « Nuclear Data Sheets for A = 83 ». *Nuclear Data Sheets* 125 (2015), 201-394. ISSN : 0090-3752. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nds.2015.02.002>.
- [159] M. PIERRE. « Neutrinoless double beta decay search with XENONnT ». Theses. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique, déc. 2022. URL : <https://theses.hal.science/tel-04216774>.
- [160] XENON COLLABORATION. *XENONnT Analysis : Signal Reconstruction, Calibration and Event Selection*. 2024. arXiv : [2409.08778](https://arxiv.org/abs/2409.08778) [hep-ex].
- [161] Steve BAKER et 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 (1984), 437-442. ISSN : 0167-5087. DOI : [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(84\)90016-4](https://doi.org/10.1016/0167-5087(84)90016-4).
- [162] GAMMASPECTACULAR. « Th232 Gamma Spectrum ». URL : <https://www.gammaspectacular.com/blue/th232-spectrum>.



## Remerciements

Il est maintenant temps de terminer ce manuscrit en remerciant tous ceux qui ont aidé à la finalisation de ce projet qui aura duré trois ans.

Je suis tout d'abord reconnaissant envers mes rapporteurs, Christine Marquet et Pascal Pralavorio pour avoir accepté et pris le temps de lire et corriger ce manuscrit afin d'améliorer son contenu et d'avoir fait partie de mon jury auprès de Dominique Thers que je remercie d'avoir été le président du Jury et de m'avoir suivi, mais aussi Julien Masbou qui a toute ma gratitude pour m'avoir donné cette opportunité et suivi pendant ces trois années déterminantes.

Je remercie également les autres membres du groupe xénon qui m'ont aidé à diverses occasions lors de mes travaux ainsi que la collaboration XENON qui m'a accueilli pendant ma thèse.

J'ai ensuite une pensée pour mes camarades doctorants avec qui j'ai partagé de nombreux moments mémorables. Que ce soit les 3ème années qui me rejoindront dans un futur plus ou moins proche, les 2ème années qui vont bientôt devoir commencer à rédiger et les 1ère années qui ont encore un long trajet à parcourir, sans oublier tous ceux qui ont pris une nouvelle voie en chemin.

Je tiens aussi à remercier la direction et les membres du service administratif de Subatech qui nous aide grandement pendant ces trois années à régler de nombreux problèmes et en répondant à nos diverses demandes.

Je remercie enfin ma famille qui m'a soutenu dans ce projet bien que ne comprenant pas trop ce que je faisais.

En un mot comme en cent, merci à vous tous qui m'avez suivi, aidé ou accompagné lors ces trois longues années.

---

**Titre :** Étude de la stabilité spatiale de XENONnT avec le  $^{83m}\text{Kr}$  et reconstruction des événements multiples à haute énergie

**Mot clés :** matière noire, décroissance double beta sans neutrino, chambre à projection temporelle, xénon liquide, XENONnT

**Résumé :** Au sein des interrogations actuelles de la physique contemporaine, celles de la nature de la matière noire et des propriétés des neutrinos comptent parmi les plus importantes. L'observation d'événements rares permettrait alors de répondre à ces questionnements. Avec sa chambre à projection temporelle contenant une cible de xénon liquide de 5,9 tonnes et son très faible bruit de fond, XENONnT se positionne comme un concurrent sérieux dans la recherche des WIMP, une particule candidate de la matière noire. Par son grand volume, le contrôle de la stabilité spatiale du détecteur est indispensable. L'utilisation du  $^{83m}\text{Kr}$  comme source de calibration interne est adapté à la

gamme en énergie des reculs de WIMP et à la dimension de l'instrument. De plus, l'isotope  $^{136}$  naturellement présent dans le xénon liquide est une source de double désintégration  $\beta$ . Il permet, en association avec le bruit de fond faible de XENONnT, de participer à la recherche de la désintégration double beta sans émission de neutrino dont l'observation permettrait de déterminer que le neutrino est une particule de Majorana. L'énergie de cette désintégration étant plus grande que celle attendue pour la recherche de matière noire, une méthode de reconstruction spécifique de ces événements à plus haute énergie a dû être développée en utilisant les données de calibration au  $^{232}\text{Th}$ .

---

**Title:** Spatial stability study of XENONnT with  $^{83m}\text{Kr}$  and reconstruction of high-energy multiple events

**Keywords:** dark matter, neutrinoless double beta decay, time projection chamber, liquid xenon, XENONnT

**Abstract:** Among the current questions of contemporary physics, those of the nature of dark matter and the properties of neutrinos are among the most important. The observation of rare events would then make it possible to answer these questions. With its time projection chamber containing a 5.9-ton liquid xenon target and its very low background noise, XENONnT is a serious competitor in the search for WIMPs, a candidate particle for dark matter. Due to its large volume, the control of the spatial stability of the detector is essential. The use of  $^{83m}\text{Kr}$  as an internal calibration source is

suitable for the WIMP recoil energy range and the instrument size. In addition, the isotope  $^{136}$  naturally present in liquid xenon is a source of double  $\beta$  decay. It allows, in association with the low background noise of XENONnT, to participate in the search for neutrinoless double beta decay emission, this observation would allow determining that the neutrino is a Majorana particle. The energy of this decay being larger than the one expected for the dark matter search, a specific reconstruction method for these higher energy events had to be developed using the  $^{232}\text{Th}$  calibration data.