



HAL
open science

Développement d'une détection par SPC pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos

Vincent Cecchini

► To cite this version:

Vincent Cecchini. Développement d'une détection par SPC pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0326 . tel-04009107

HAL Id: tel-04009107

<https://theses.hal.science/tel-04009107v1>

Submitted on 1 Mar 2023

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

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX
ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par

Vincent CECCHINI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

spécialité

ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

**Développement d'une détection par SPC pour la recherche
de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos**

**Sous la direction de : Anselmo MEREGAGLIA
Co-directeur : Pascal LAUTRIDOU**

Soutenue le 2 décembre 2022 devant la commission d'examen formée de :

M. J. GIOVINAZZO	Directeur de Recherche	CNRS	Président
M. J. MARTEAU	Maître de Conférences	Université Lyon 1	Rapporteur
M. M. LABALME	Maître de Conférences	ENSICAEN - LPC	Rapporteur
M. D. FRANCO	Directeur de Recherche	CNRS	Examineur
M. A. MEREGAGLIA	Chargé de Recherche	CNRS	Directeur
M. P. LAUTRIDOU	Directeur de Recherche	CNRS	Directeur

A mon père.

Remerciements

Je souhaite tout d'abord **remercier chaleureusement mes directeurs de thèse**, aussi bien pour la qualité de leur encadrement, que pour toutes les interactions que nous avons eu. Merci à toi Pascal pour nos nombreuses discussions, toujours très stimulantes et pour tes encouragements lors de la rédaction !

Anselmo, merci d'avoir cru en moi. Ces années ont été une expérience géniale, où j'ai pu toucher un peu à tout en étant toujours bien accompagné. Merci aussi de m'avoir laissé le temps de me former, tu es un modèle de chercheur, passionné, avec une efficacité et des capacités d'analyse qui sont des exemples pour moi.

Pour remonter un peu dans le temps, **merci aux amis du lycée** qui continuent de partager ma vie, Adrien, Aurore, Camille, Estelle. Je suis toujours heureux de pouvoir partager des moments ensemble, votre venue à ma soutenance m'a particulièrement fait chaud au coeur.

Je tiens à remercier **l'ensemble des Pompiers de Brignoles**. Ces années passées à la caserne ont été une école de la vie, à vos côtés je me suis enrichi, affirmé et j'ai énormément appris, alors merci de m'avoir formé ! Laurent, je te laisse apprécier de la qualité de mes devoirs.

J'ai aussi une pensée pour **la team 2^{de}12, les judokas de l'ASB** et pour toutes **les personnes que j'ai côtoyées lors de mes études**, pour faire autre chose que d'étudier, que ce soit au BDE, à la FNEB, à l'AssoM ou en faluche. Ainsi qu'aux copains de fac Morgan, F-G, Tristan, Angélique, Christelle !

Un très grand merci à mes colocs, mon frérot Richard toujours partant pour de nouvelles aventures, Guilhem qui traversera le monde pour venir m'écouter parler de trucs invisibles, Cécile et ta joie de vivre qui fut un bol d'air lors d'une année difficile, et Thomas toujours là et dont les sessions de révisions m'ont sans aucun doute sauvé la mise !

Merci aux **sportifs de Bordeaux** pour toutes ces activités ! Marcher, courir, rouler et surfer avec vous Guillaume, Antoine, Aurora, Pauline, Fred, Pierre, Xalbat, Bertrand, Audric, Julien a été un immense plaisir. Et aux **collègues du CENBG** pour votre bienveillance.

Merci aux piliers de Subatech Grégoire, Victor, Johannes, Maxime et aux nouvelles recrues Léonard, Tobie, Felix, Yoannes, Alexander, Martin et Julien !

Merci aux grimpeurs, Arnaud pour m'avoir entraîné en GV dans ces magnifiques Pyrénées, Manon et Tobie pour m'avoir entraîné sur les parois Nantaise quand j'étais dans le rush.

Enfin, je souhaite **adresser un immense merci à ma famille**. Evelyne, ma soeur adorée à la main sur le coeur, tu as toujours une place dans mes pensées.

Lenou tu es un exemple de force de caractère et de dynamisme. Tu as toujours été là, des histoires du matin à Valberg, au retour de l'école devant C'est Pas Sorcier. Merci pour toutes tes attentions et tes encouragements, tu es une grand mère formidable !

Merci à ma belle-famille, Sandrine et Alain, pour votre bienveillance et votre soutien.

Ma moitié, Aurélia, sur qui je peux toujours compter et qui m'épaule de la plus belle des manières. Merci de veiller sur moi au quotidien, de me renouveler ta confiance et de me pousser à m'améliorer sans cesse. Tu es une personne formidable, ta gentillesse, ta détermination consciencieuse et tes valeurs humaines sont des modèles que j'essaie de suivre. Pour cela et bien plus encore, je te remercie de partager ma vie !

Maman je te suis infiniment reconnaissant pour l'éducation que tu m'as donnée, pour m'avoir permis de m'épanouir, pour m'avoir encouragé et soutenu dans mes études. Tu es formidable, pleine de courage et de volonté et je suis chanceux d'être ton fils !

Merci pour tout papa.

Table des matières

Introduction	1
1 Rappels sur la physique des neutrinos	3
1.1 Historique condensé	4
1.2 Le Modèle standard en résumé	8
1.2.1 Symétries, interactions fondamentales et particules élémentaires	8
1.2.2 Les bosons de jauge	9
1.2.3 Les fermions	10
1.3 Aux origines de l'interaction faible	11
1.3.1 L'équation de Dirac	11
1.3.2 Notions de chiralité et d'hélicité	13
1.3.3 La théorie de Fermi	14
1.3.4 Violation de la parité par l'interaction faible : l'absence de courant droit	15
1.4 Nature des neutrinos	16
1.4.1 Neutrinos dans le modèle standard : la représentation de Weyl	16
1.4.2 Preuve expérimentale d'une masse non-nulle	17
1.4.3 Terme de masse de Dirac	18
1.4.4 Terme de masse de Majorana	19
1.4.5 Mécanisme de Dirac-Majorana	19
1.5 Neutrino de Majorana et limites du modèle standard	20
1.5.1 Problème de l'échelle des masses des fermions, mécanisme de la balançoire	20
1.5.2 Problème de l'ordre de masse des neutrinos	22
1.6 Mesures de la masse des neutrinos	24
1.6.1 Mesure directe	24
1.6.2 Limites cosmologiques	24
1.6.3 Double désintégration bêta sans émission de neutrino	25
1.6.4 Mesures de masse et détermination de l'ordre de masse	26
1.7 Conclusion	27
2 Décroissances double bêta et expériences dédiées	29
2.1 La décroissance double bêta	29
2.1.1 La double désintégration bêta du modèle standard	30
2.1.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrino	32
2.1.3 Isotopes autorisant la décroissance double bêta	38
2.1.4 Intérêt du xénon-136	39
2.2 Expériences recherchant la double décroissance bêta sans neutrino	40
2.2.1 Trajecto-calorimètre	43
2.2.2 Les chambres à projection temporelle (TPC)	43
2.2.3 Liquide scintillant enrichi en isotope candidat	47
2.2.4 Bolomètres	49

2.2.5	Semiconducteurs	50
3	Principes de fonctionnement des détecteurs gazeux	53
3.1	Régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux	54
3.2	Fonctionnement de la Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC)	56
3.2.1	Les principaux avantages d'une SPC	57
3.2.2	Propriétés électrostatiques	57
3.2.3	Formation du signal	58
3.3	Mécanismes de transfert d'énergie	58
3.3.1	Processus d'ionisation par des particules chargées	59
3.3.2	Excitation et mesure d'énergie	61
3.3.3	Catégorisation des gaz	63
3.4	Propriétés de transport	65
3.4.1	Vitesse de dérive	65
3.4.2	Diffusion	66
3.4.3	Attachement	67
3.5	Amplification des charges	67
3.5.1	Avalanche de Townsend	67
3.5.2	Gain	69
3.5.3	Effet sur la résolution en énergie	69
3.6	Signal induit	70
3.6.1	Théorème de Shockley-Ramo	71
3.6.2	Contribution des électrons et des ions	71
4	Le détecteur R2D2 - Rare Decays with Radial Detector	75
4.1	Objectifs du projet	75
4.1.1	Finalité de la R&D	75
4.1.2	Les étapes du projet	77
4.1.3	La collaboration	78
4.2	Description détaillée du prototype de SPC	79
4.2.1	L'enceinte haute pression	80
4.2.2	Systèmes de mesure des signaux	83
4.2.3	Système de gestion du gaz	87
4.2.4	Électronique et acquisition des données	90
4.3	Géométrie alternative : la CPC	94
4.3.1	Electrostatique	94
4.3.2	Mécanique	94
5	Simulation	97
5.1	Présentation des outils de simulation	98
5.1.1	Dépôt d'énergie	99
5.1.2	Paramètres de transport	100
5.1.3	Géométrie et champs électriques	105
5.1.4	Dérive des porteurs de charge	108
5.2	Caractéristiques du transport des électrons	108
5.2.1	Champ électrique	108
5.2.2	Intégration des paramètres de transport	109
5.2.3	Évolution du temps de dérive	109
5.2.4	Effet de la contamination par l'oxygène à basse pression	111
5.2.5	Estimation du gain à haute pression	112
5.3	Application de la simulation à la configuration expérimentale	113

5.3.1	Définition des observables	114
5.3.2	Discussion sur l'interprétation des observables	115
5.3.3	Traces en direction de la cathode	116
5.4	Modélisation du signal	117
5.4.1	Paramétrage de la dérive des électrons	118
5.4.2	Composante ionique	118
5.4.3	Contribution au signal total	119
5.4.4	Illustration d'un dépôt d'énergie localisé	119
5.4.5	Cas des traces	121
6	Résultats	125
6.1	Traitement du signal	125
6.1.1	Filtrage et déconvolution	126
6.1.2	Observables	128
6.2	Mesures de résolution en énergie	128
6.2.1	Configuration expérimentale	128
6.2.2	Stabilité dans le temps	129
6.2.3	Mesures de résolution en énergie	130
6.2.4	Morphologie de la trace et résolution	132
6.3	Mesure de la lumière de scintillation	135
6.3.1	Fonctionnement du détecteur	135
6.3.2	Mesures en coïncidence	135
6.3.3	Méthode de calcul du temps de dérive	137
6.4	Reconstruction de la position	139
6.4.1	Corrélation entre temps de dérive et observables du signal SPC	139
6.4.2	Conversion de Pt en rayon	140
	Conclusion	143
A	Propriétés électrostatiques	145
A.1	Electrostatique de la SPC	145
A.1.1	Champ électrique	145
A.1.2	Potentiel électrique	146
A.1.3	Capacité électrique	146
A.2	Electrostatique de la CPC	146
B	Calcul de la contribution des électrons au signal	147
C	Mobilité des ions argon⁺ dans l'argon	149
	Bibliographie	150

Table des figures

1.1	Spectre d'émission β du ^{210}Bi	4
1.2	Section efficace d'annihilation e^+/e^- autour de la résonance du boson Z	7
1.3	Particules et interaction du modèle standard	12
1.4	Mécanisme de la balançoire	21
1.5	Ordre de masse des neutrinos	23
1.6	Spectre de KATRIN	25
1.7	Masse effective en fonction de celle du neutrino léger selon l'ordre de masse	27
2.1	Diagrammes de Feynman $2\nu\beta\beta$ et $0\nu\beta\beta$	30
2.2	Parabole des masses des isobars 136	31
2.3	Représentation des possibles spectres en énergie $\beta\beta$	33
2.4	Chaînes de désintégration du ^{238}U et du ^{232}Th	37
2.5	Mécanismes de dépôts d'énergie	41
3.1	Régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux	54
3.2	Schéma d'un Compteur Proportionnel Sphérique. La tension est appliquée sur l'anode centrale et l'enceinte sphérique de confinement du gaz fait office de cathode.	56
3.3	Coefficient de Townsend selon le rayon d'une SPC	68
3.4	Contribution des électrons au signal selon le gain et la distance d'interaction	72
4.1	Schéma du démonstrateur et de son blindage	76
4.2	Nombre d'événements attendus pour 1 an de prises de données	77
4.3	Carte de la collaboration	79
4.4	Schéma de la SPC	80
4.5	Photo et dessin industriel du premier prototype de SPC	81
4.6	Anode de la SPC et son système de fixation V1	82
4.7	Second prototype de SPC	83
4.8	Porte source et emplacement du SiPM, sur une bride du second prototype	84
4.9	Support de fixation de l'anode V2	85
4.10	Porte-source	87
4.11	Électronique d'acquisition du SiPM	88
4.12	Schéma de principe de la ligne gaz	89
4.13	Pré-amplificateur OWEN	91
4.14	Carte d'acquisition CALI	92
4.15	Évolution du bruit en fréquences de la SPC	93
4.16	Compteur Proportionnel Cylindrique	95
5.1	Schéma de l'intégration des outils de simulation	98
5.2	Simulation des dépôts d'énergie d'un α de 5.3 MeV dans de l'ArP2	100
5.3	dE/dx d'un α de 5.3 MeV dans de l'ArP2	100
5.4	dE/dx et projection 2D d'un α de 4 MeV dans de l'ArP2	101

5.5	Simulation Magboltz des paramètres de transport de l'ArP2 et de l'Ar pur	103
5.6	Paramètres de transport en fonction du rayon	104
5.7	Modélisation Gmsh/Elmer de la géométrie et du champ électrique	105
5.8	Interface Comsol et potentiel électrique pour une anode à 2 kV.	107
5.9	Temps de dérive en ArP2 pour différentes tensions, pressions et distances	110
5.10	Temps de dérive en fonction de r à 2 kV pour 1100 mbar d'Ar et de Xe	111
5.11	Effet de la contamination par l'oxygène sur la dérive des électrons dans l'ArP2	112
5.12	Gain à haute-pression en Ar et Xe selon la tension de l'anode	113
5.13	Définition des observables du signal	114
5.14	Observables du signal déconvolué Dt, Pt, Di en fonction de Qt	115
5.15	Relation entre le temps de dérive et Pt	116
5.16	Simulation pour des traces en direction de l'anode dans 200 mbar d'ArP2	117
5.17	Temps de dérive et diffusion en fonction de r, ArP2 à 200 mbar, anode à 700 V	118
5.18	Fonction de transfert du signal induit des ions	119
5.19	Modélisation d'un signal pour 10000 e ⁻ dans 200 mbar d'ArP2	121
5.20	Comparaison de la modélisation avec une simulation Garfield++/AvalancheMC	122
5.21	Modélisation du signal généré par une trace	123
6.1	Exemple d'un événement type	126
6.2	Spectre en fréquence moyen d'un jeu de données	127
6.3	Exemple de spectre de l'énergie reconstruite	130
6.4	Stabilité du détecteur au cours du temps	131
6.5	Résolution en ArP2 à 200 mbar et 1.1 bar.	131
6.6	Illustration de la coupure sur Dh	132
6.7	Résolution en ArP2 avec le prototype 2	133
6.8	Sélection de l'angle des α dans les données à partir de Dt	133
6.9	Direction des α et résolution en énergie	134
6.10	Signaux SiPM et SPC en coïncidence	136
6.11	Temps de dérive en fonction de la tension	136
6.12	Définition des variables de mesure du temps de dérive	138
6.13	Discrimination des signaux lumière primaire et d'avalanche	138
6.14	Corrélation entre Pt et temps de dérive - Simulation	139
6.15	Corrélation entre Pt et temps de dérive - Données	140
6.16	Corrélation entre rayon reconstruit et temps de dérive	141
6.17	Rayon reconstruit à 1 bar	141
6.18	Distribution de Pt et du rayon reconstruit à 200 mbar	142

Liste des tableaux

1.1	Résumé des interactions du modèle standard	10
1.2	Nom, charge et masse des trois générations de fermions connus	11
1.3	Comparaison des observables de masses	26
2.1	Propriétés de 9 isotopes candidats à la $0\nu\beta\beta$	39
2.2	Récapitulatif des expériences de recherche de $0\nu\beta\beta$	42
3.1	Propriétés physiques des gaz	64
4.1	Chronologie de la R&D	78
4.2	Spécification du préamplificateur OWEN	90
5.1	Tensions nécessaires pour limiter δ_t et σ_t selon la pression	110
6.1	Rappel des observables	127
C.1	Mobilité des ions Ar^+	149

Introduction

Malgré l'abondance des neutrinos dans l'univers, plusieurs inconnues subsistent quant à leurs propriétés. Théorisé en 1930 par W. Pauli pour résoudre un problème vieux de deux décennies, ce n'est que 26 années plus tard qu'il a été observé par C. Cowan et F. Reines. La deuxième moitié du XX^{ème} siècle a été riche en découvertes pour la physique des particules, consolidant le modèle standard. Au rang de ces découvertes, l'observation de trois saveurs de neutrinos, ν_e , ν_μ et ν_τ , associées aux trois familles de fermions connues (électron, muon et tau), est particulièrement notable.

Mais le bouleversement est venu de l'observation de l'oscillation des neutrinos au début des années 2000, mettant en évidence leur masse non nulle. L'existence de neutrinos massifs, non prévue par le modèle standard de la physique des particules, soulève nombre de questions nouvelles en physique contemporaine :

- Le mécanisme donnant sa masse au neutrino est-il décrit par les équations de Dirac ou par celles de Majorana ?
- Ont-ils un rôle dans l'absence d'antimatière dans l'univers, par l'intermédiaire de la violation du nombre leptonique ?
- Quel est l'ordre de masse hiérarchisant les trois familles de neutrinos ?

Un moyen d'y répondre expérimentalement serait d'observer une double désintégration bêta sans émission de neutrino (notée $0\nu\beta\beta$), canal de désintégration permis seulement par un neutrino dit "de Majorana". Cependant, si ce mécanisme de désintégration existe, il est extrêmement rare.

L'observation d'événements rares requiert des détecteurs très bas bruits de fond, dotés d'excellentes résolutions en énergie et de masses conséquentes. La communauté de physiciens conduit, depuis de nombreuses années, d'importants efforts de recherche et développement afin de concevoir de tels détecteurs. Le projet R2D2 (Rare Decays with Radial Detector) s'inscrit dans cet objectif et le travail de cette thèse consiste à évaluer la faisabilité d'une expérience de recherche de $0\nu\beta\beta$ à l'aide de TPC (Chambre à Projection Temporelle) gazeuses à voie de lecture unique.

Une première étape de ce programme de R&D vise à démontrer qu'il est possible d'atteindre une résolution en énergie de 1% FWHM (Full Width at Half Maximum, la largeur à mi-hauteur) avec un prototype de Compteur Proportionnel Sphérique (SPC en anglais) et que la position des interactions peut être reconstruite. Pour atteindre ces objectifs, une connaissance fine des mécanismes de formation des signaux et une exploitation originale de ceux-ci est nécessaire. Le développement de cette compréhension fait précisément l'objet de ce mémoire de thèse.

Au-delà de la seule enceinte sphérique du détecteur, la R&D porte aussi sur l'ensemble des systèmes nécessaires à la réalisation d'une mesure (gestion du gaz, purification, électronique, *etc.*). Ainsi, l'étude de TPC gazeuses, avec des géométries alternatives, entre dans le périmètre du projet. Bien qu'envisagée pour les développements futurs, la géométrie cylindrique est encore à l'étude et ne sera donc qu'à très brièvement abordée.

Après un bref rappel historique, le premier chapitre résume les principaux modèles théoriques décrivant le neutrino, avec une emphase sur les questions relatives à sa masse.

Le second chapitre porte sur les théories associées à la décroissance double bêta avec, dans une première partie, la présentation de ses mécanismes et des contraintes qui pèsent sur la mesure. Dans une seconde partie, les exigences expérimentales sont un prétexte à une présentation succincte des différents développements expérimentaux en cours.

Le troisième chapitre est consacré aux mécanismes de fonctionnement des détecteurs gazeux et en particulier des compteurs proportionnels. Y sont notamment décrits les phénomènes physiques qui permettent la mesure de l'énergie déposée lors d'une désintégration radioactive. S'en suivra, au chapitre quatre, une revue du projet R2D2 et la description des prototypes installés au Laboratoire de Physique des deux Infinis de Bordeaux.

Les chapitres cinq et six portent sur l'interprétation des résultats de ces trois dernières années. Le chapitre cinq est dédié à la reconstruction des signaux par simulation numérique et présente un outil de modélisation rapide.

Le chapitre six présente des analyses de résolution en énergie de la SPC obtenues au cours d'une campagne de mesure en argon P2 (mélange de 98% Ar et 2% CH₄) à pression atmosphérique. Dans un second temps, les résultats d'une mesure de lumière de scintillation en coïncidence avec le signal de charge, dans de l'argon pur, seront discutés. En exploitant de manière originale les caractéristiques du signal, il devient possible de déduire une méthode de reconstruction de la position des dépôts d'énergie, méthode qui est, elle aussi, présentée dans le chapitre six.

Chapitre 1

Rappels sur la physique des neutrinos

Sommaire

1.1	Historique condensé	4
1.2	Le Modèle standard en résumé	8
1.2.1	Symétries, interactions fondamentales et particules élémentaires	8
1.2.2	Les bosons de jauge	9
1.2.3	Les fermions	10
1.3	Aux origines de l'interaction faible	11
1.3.1	L'équation de Dirac	11
1.3.2	Notions de chiralité et d'hélicité	13
1.3.3	La théorie de Fermi	14
1.3.4	Violation de la parité par l'interaction faible : l'absence de courant droit	15
1.4	Nature des neutrinos	16
1.4.1	Neutrinos dans le modèle standard : la représentation de Weyl	16
1.4.2	Preuve expérimentale d'une masse non-nulle	17
1.4.3	Terme de masse de Dirac	18
1.4.4	Terme de masse de Majorana	19
1.4.5	Mécanisme de Dirac-Majorana	19
1.5	Neutrino de Majorana et limites du modèle standard	20
1.5.1	Problème de l'échelle des masses des fermions, mécanisme de la balançoire	20
1.5.2	Problème de l'ordre de masse des neutrinos	22
1.6	Mesures de la masse des neutrinos	24
1.6.1	Mesure directe	24
1.6.2	Limites cosmologiques	24
1.6.3	Double désintégration bêta sans émission de neutrino	25
1.6.4	Mesures de masse et détermination de l'ordre de masse	26
1.7	Conclusion	27

Pour donner aux lecteurs quelques clés de compréhension du contexte dans lequel s'inscrivent mes travaux de recherche, le premier chapitre revient d'abord sur une chronologie des découvertes ayant affecté la physique des neutrinos, avant de proposer une brève revue de la description théorique du neutrino. Enfin, les questions relatives à la nature du neutrino, à l'ordre des états propres de masse des neutrinos et à la valeur de ces états de masse seront abordées. Ces questions jouent un rôle central dans la physique des particules moderne, puisque leurs réponses pourraient ouvrir le champ à la physique au-delà du modèle standard.

1.1 Historique condensé

Contexte de la découverte du neutrino

La découverte du neutrino est le fruit d'une longue suite d'avancées scientifiques, initiées en 1896 par la découverte de la radioactivité par H. Becquerel avec ses travaux sur les corps phosphorescents [1]. Peu après, E. Rutherford établit une classification des différentes radiations en fonction de leur profondeur d'interaction [2]. Dans son article de 1899, il nommera α (alpha) la radiation absorbée le plus rapidement, quand la plus pénétrante est nommée β (bêta). La découverte, un an plus tard, d'une radiation encore plus pénétrante par P.U. Villard conduira Rutherford à ajouter le rayonnement γ (gamma) à sa classification.

Au début du $XX^{\text{ème}}$ siècle seront mesurés les spectres énergétiques de ces différents rayonnements, alors interprétés comme des interactions entre deux corps. En 1914, J. Chadwick observe que, à la différence des spectres α et γ , celui de la β est continu [3]. Cette continuité est en contradiction avec le principe de conservation de l'énergie d'un système à deux corps, utilisé pour décrire les émissions radioactives. Une mesure directe du spectre β du ^{210}Bi (fig. 1.1) est réalisée par Ellis et Wooster en 1927 [4], confirmant l'observation de Chadwick.

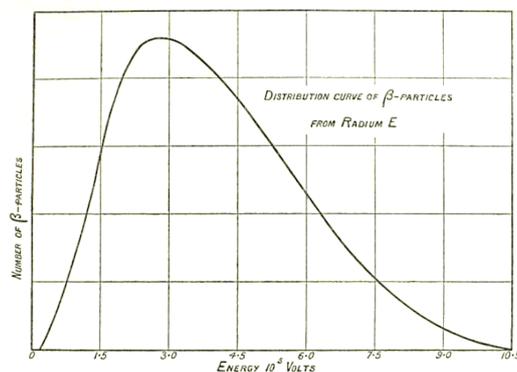


FIGURE 1.1 – Spectre d'émission β du ^{210}Bi mesuré par Ellis et Wooster en 1927 [4].

Un an plus tard, Dirac propose sa théorie quantique relativiste de l'électron [5], qui décrit la propagation de ce dernier lorsqu'il n'est soumis à aucune force. Cette théorie conduit au concept d'antiparticules, central dans la physique moderne. La résolution de l'équation de Dirac admet deux couples de solutions, l'un est associé aux particules qui nous entourent, quand l'autre décrit des particules jumelles (de même masse) dont le signe de la charge électrique est opposé. Ces particules de charges opposées sont appelées antiparticules et sont très peu présentes dans l'univers.

Description du neutrino

Une interprétation de la mesure de la distribution continue du spectre β est proposée par W. Pauli en 1930 [6] (comme un "*remède désespéré*"). L'interprétation consiste à voir la décroissance β comme un problème à trois corps dans lequel interviendrait une particule neutre et de très faible masse (inférieure à 0.01 fois celle du proton), émise simultanément à l'électron. Du fait de ses propriétés, Pauli la décrit comme impossible à détecter. Il propose de l'appeler "neutron" du fait de l'absence de charge.

En 1933, F. Perrin développe l'idée de Pauli et prédit une particule de masse nulle [7]. Celle-ci fut renommée "neutrino" (ν) par E. Fermi dans sa théorisation du rayonnement β publiée entre

1933 [8] et 1934 [9, 10], théorie qui pose les fondements de l'interaction faible. Le rayonnement β y est décrit comme étant issu de la transmutation ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y$, via un mécanisme qui transforme un neutron en un proton, accompagné de l'émission d'un électron (e^-) et d'un antineutrino :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1.1)$$

De façon concomitante, H. Bethe et R. Peierls ont réalisé le premier calcul de section efficace du ν (noté σ , la surface d'une hypothétique cible reproduisant la probabilité d'interaction avec le neutrino). Il porte sur la désintégration bêta inverse [11], pour laquelle un antineutrino ($\bar{\nu}$) interagit avec un noyau pour en changer la charge d'une unité et libérer un positron (l'antiparticule de l'électron, noté e^+) : $\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n$. Le résultat obtenu lors de ce calcul donne $\sigma < 10^{-44} \text{ cm}^2$, ce qui est extrêmement faible et fit conclure aux auteurs qu'il n'existait pas de moyen expérimental pour détecter le neutrino.

Formalisation de la double désintégration bêta

En 1935, une nouvelle désintégration impliquant le neutrino fut théorisée par M. Goeppert-Mayer [12], la double désintégration bêta (avec deux neutrinos, $2\nu\beta\beta$) : ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- + 2\bar{\nu}$. Elle prédit une demi-vie au plus court de 10^{17} ans, qui traduit une très faible probabilité de transition pour un noyau, jusqu'à $P = 1.3 \times 10^{-26} \text{ an}^{-1}$.

En 1937, E. Majorana propose une solution à l'équation de Dirac pour les particules électriquement neutres, qui établit une symétrie entre les particules et les antiparticules [13]. La seule particule (élémentaire) de matière à être électriquement neutre étant le neutrino, la question est de savoir si le neutrino est décrit par les solutions de Dirac ou celles de Majorana. La même année, G. Racah montre que la théorie de Majorana ne définit pas seulement une symétrie entre les particules et les antiparticules mais que, dans le cas des neutrinos, celles-ci sont identiques d'après le formalisme de Majorana [14].

Alors, si le neutrino est de Majorana (il est sa propre antiparticule), la double désintégration bêta sans émission de neutrino ($0\nu\beta\beta$) est autorisée :

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+2} Y + 2e^- \quad (1.2)$$

Cette désintégration est formalisée par W.H. Furry en 1939 [15] en s'appuyant sur les travaux de Goeppert-Mayer. Il prédit une probabilité de transition de 6 à 18 ordres de grandeur plus grande que pour la $2\nu\beta\beta$. Cependant, cette prédiction prend indistinctement en compte une chiralité droite ou gauche des neutrinos. Or, la chiralité, qui est une propriété intrinsèque des particules, au même titre que leur masse ou leur charge, ne peut prendre que deux valeurs, désignées droite ou gauche. Nous reviendrons sur cet aspect dans les pages suivantes où nous déduiront que le neutrino n'a qu'une chiralité gauche. Cette omission des états de chiralité explique en partie pourquoi la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ est bien plus longue dans la réalité.

Les premières recherches d'une désintégration $\beta\beta$ sont conduites dès 1948 par E.L. Fireman à l'aide d'un compteur Geiger et d'une source de ${}^{124}\text{Sn}$, donnant une limite à la demi-vie $T_{1/2} > 3 \times 10^{15}$ ans [16] (de nombreuses autres tentatives viendront également dans les années suivantes, voir [17] pour un historique détaillé).

Parallèlement, des recherches géochimiques sont conduites sur des minerais de tellurium, à la recherche de l'élément fils issu de désintégrations $\beta\beta$ du ${}^{130}\text{Te}$, le ${}^{130}\text{Xe}$. La comparaison des proportions de ${}^{130}\text{Te}$ et de ${}^{130}\text{Xe}$ conduit M.G. Inghram et J.H. Reynolds à établir la demi-vie du ${}^{130}\text{Te}$ à $T_{1/2} = 1.4 \times 10^{21}$ ans [18].

Observations des neutrinos

C'est en 1956 qu'on assiste à la première observation expérimentale du neutrino par C. Cowan et F. Reines [19]. En réalité, ils observent des antineutrinos, puisque leur expérience repose sur l'étude de la désintégration bêta inverse. Compte tenu de la faible section d'interaction, calculée par Bethe et Peierls, il a été nécessaire d'utiliser un flux de neutrinos issu d'un réacteur à fission afin d'obtenir une intensité suffisante et mesurer l'interaction. Puisqu'il est observé lors d'un processus β -inverse, ce neutrino est associé à la famille de l'électron.

Vingt ans auparavant une particule semblable à l'électron (même charge, même mécanisme d'interaction), mais présentant une masse 200 fois plus élevée, avait été découverte, prenant le nom de muon (noté μ) [20]. Il se pose donc la question de savoir si le neutrino qui va avec le muon est le même que celui qui accompagne l'électron, ou s'il existe aussi plusieurs familles de neutrinos.

Pour répondre à cette question, M. Schwartz, L. Lederman et J. Steinberger proposent une expérience basée sur l'observation des neutrinos issus de la désintégration du pion (π). Le pion, qui est une particule composite, a la propriété de se désintégrer en muon dans la très grande majorité des cas : $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$. Cette désintégration permet de tester si le neutrino est le même pour le muon que pour l'électron, en observant les interactions des neutrinos issus du flux de π . Si le neutrino est le même pour les deux alors il produira aussi bien des μ que des e . S'il est différent, les muons seront majoritaires. La conclusion publiée en 1962 démontre que les neutrinos issus du faisceau de pions ne produisent que des muons, arguant une différence entre neutrino électronique (ν_e) et neutrino muonique (ν_μ). L'existence d'au moins deux familles de neutrinos [21] introduit la notion de "saveur" des particules. La saveur électronique est portée par l'électron, le positron, le neutrino électronique et l'antineutrino électronique; la saveur muonique est portée par le muon, le neutrino muonique et leurs antiparticules respectives.

Une troisième saveur vient s'ajouter en 1975 avec la découverte d'une particule aux propriétés semblables à l'électron mais à la masse 4000 fois plus importante [22]. Celle-ci prend l'appellation de tau (τ) et pose une nouvelle fois la question de savoir si elle est aussi associée à un neutrino spécifique ou non.

La réponse est obtenue 25 ans plus tard (2000) par l'expérience DONUT qui observe le ν_τ [23].

Suite à cette découverte, la possibilité de trouver une quatrième famille (ou plus encore) n'était pas exclue. L'existence de seulement trois saveurs observables est confirmée dans les années 2000, par l'observation de la résonance du boson Z^0 (via la mesure de la section efficace en fonction de l'énergie de désintégration, visible à la figure 1.2) par les quatre expériences du LEP (un accélérateur électron/positron au CERN) [24].

En effet, le boson neutre Z^0 peut se désintégrer en un couple particule / antiparticule, toutes deux chargées mais de signes opposés (ex. $Z^0 \rightarrow e^- + e^+$); soit en un couple neutrino / antineutrino ($Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$). Les neutrinos n'interagissant que très peu, ce canal de désintégration est très rarement observé, c'est pourquoi il est dit "invisible". La largeur de la résonance du boson Z^0 est influencée par la somme des canaux de désintégrations, et est donc sensible au nombre de familles de neutrinos (une famille de plus ou de moins augmente ou diminue le nombre de désintégrations possibles). Il est possible de calculer théoriquement la résonance pour différents nombres de familles (ce qui correspond aux lignes pleines de la fig. 1.2). La comparaison des mesures réalisées par les détecteurs du LEP (représentées par les points rouges de la fig. 1.2) aux différentes prédictions théoriques est en accord avec l'existence de trois familles.

Il faut toutefois préciser que le boson Z^0 ne peut se désintégrer qu'en particules plus légères, la

mesure de la largeur de sa résonance est donc insensible à l'existence hypothétique de neutrinos lourds. Il faut restreindre l'affirmation qu'il n'existe que trois saveurs de neutrinos aux seuls neutrinos "légers" (pour autant, aucun neutrino lourd n'a été observé jusqu'à aujourd'hui).

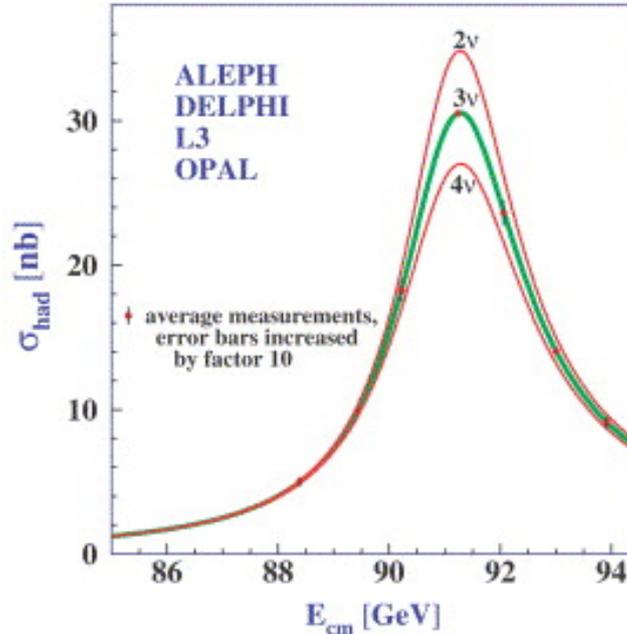


FIGURE 1.2 – Mesure par les expériences du LEP de la section efficace d'annihilation électron/positron autour de la résonance du boson Z [24]. Les lignes pleines correspondent aux sections efficaces prédites selon qu'il existe 2, 3 et 4 générations de neutrinos légers.

Âge d'or de la recherche de la désintégration $\beta\beta$

Dans leur article de 1982 [25], J. Schechter et J.W.F. Valle ont montré que l'observation de la décroissance $0\nu\beta\beta$ implique que le neutrino ait nécessairement une masse et qu'il soit décrit par la théorie de Majorana. Ils démontrent aussi que des neutrinos de Dirac ne peuvent pas contribuer à cette désintégration $0\nu\beta\beta$. Son observation est donc un moyen expérimental de tester la nature de Majorana du neutrino.

En 1985, M. Doi, T. Kotani et E. Takasugi publient une revue complète de la désintégration $0\nu\beta\beta$ [26], allant du neutrino de Majorana aux implications d'un tel processus sur la masse du neutrino. Ces avancées théoriques couplées au développement de nouvelles techniques expérimentales encouragent les recherches relatives aux désintégrations $\beta\beta$.

Ainsi, la première observation directe d'une désintégration $2\nu\beta\beta$ de ^{82}Se est réalisée en 1987 avec une demi-vie de 10^{20} ans [27]. Depuis lors, les détectations de $2\nu\beta\beta$ se sont enchaînées pour différents isotopes, mais la $0\nu\beta\beta$ reste inobservée.

Intérêt pour le canal sans neutrino de la désintégration $\beta\beta$

En parallèle des expériences $\beta\beta$, les découvertes sur le neutrino ont été nombreuses à la fin du XX^e siècle. Une avancée particulièrement importante est venue du détecteur SNO en 2001, avec la confirmation de l'oscillation des neutrinos [28]. Parmi les neutrinos émis depuis le soleil, le flux total de neutrinos (somme des mesures des interactions par courant neutre et par courant chargé) est en accord avec les modèles théoriques, alors que le flux de neutrinos électroniques (mesure de l'interaction par courant chargé) présente un déficit. Cette découverte est majeure car l'oscillation n'est permise que si les neutrinos ont une masse, ce qui n'est pas décrit par

le modèle standard, requérant ainsi de nouveaux développements théoriques. En conséquence, la théorie de Majorana est approfondie, déclenchant d'importants efforts de R&D pour tester la nature du neutrino. Ainsi, depuis le milieu des années 2000, les expériences de recherche de désintégration $0\nu\beta\beta$ se multiplient. Bien que d'importants progrès techniques aient été réalisés depuis, cette désintégration n'a toujours pas été observée.

1.2 Le Modèle standard en résumé

Suite à la découverte de la radioactivité et à l'amélioration des connaissances en physique atomique, différents modèles ont été développés.

Le plus ancien, antérieur à ces découvertes, est l'électromagnétisme. Il est basé sur les équations de Maxwell-Lorentz, qui décrivent l'ensemble des processus relatifs à l'électricité ou au magnétisme et expliquent notamment la cohésion des atomes par l'interaction électrique entre le noyau et les électrons.

Chronologiquement, vient ensuite la description de l'interaction faible, qui trouve ses racines dans la théorie du rayonnement β de Fermi et justifie les changements de saveur lors d'interactions entre particules.

Enfin, avec la découverte de la structure du noyau atomique, pour expliquer la cohésion des noyaux en l'absence de charge négative, la théorie de l'interaction forte est développée.

Le modèle standard de la physique des particules est développé dans la deuxième moitié du XX^{eme} siècle pour unifier les trois interactions fondamentales que sont l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. C'est une théorie quantique des champs (ayant trait à l'évolution d'une fonction d'onde), où la matière est décrite par des particules indivisibles de spin demi-entier (les fermions), qui interagissent entre elles par l'intermédiaire de bosons de jauge, de spin entier.

Bien que les succès du modèle standard soient spectaculaires, les neutrinos y sont décrits comme ayant une masse nulle, ce qui est incompatible avec le phénomène d'oscillation, observé par SNO en 2002 [28] (et soupçonné par la collaboration Super-Kamiokande dès 1998 [29]).

Dans les sous-sections suivantes nous reviendrons sur les éléments du modèle standard essentiels à la compréhension de la physique du neutrino, ainsi que sur les extensions de ce modèle susceptibles d'introduire une masse non nulle aux neutrinos.

1.2.1 Symétries, interactions fondamentales et particules élémentaires

Les fondements mathématiques du modèle standard reposent sur la théorie des groupes, qui permet une représentation formelle des symétries respectées lors des transformations physiques, comme l'invariance des équations dans l'espace et le temps ou les principes de conservation de la masse et de la charge. Ce lien entre transformation physique et conservation d'une grandeur a été établi par E. Noether en 1918 dans le théorème éponyme [30].

Mathématiquement, ces conservations s'expriment sous forme de contraintes telles que l'invariance locale de jauge ou les symétries globales de Poincaré. La symétrie de Poincaré rend le lagrangien du modèle standard invariant par transformation de Lorentz (changement de référentiel dans l'espace-temps à quatre dimensions). Les invariances locales de jauge conservent les propriétés du champ lors d'un changement de phase, rendant les équations valides en tout point de l'espace.

Chacune des trois interactions fondamentales ayant ses propres symétries, elles sont

représentées par des groupes différents. Le groupe de jauge du modèle standard $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ est une composition de ces trois groupes. L'interaction électromagnétique est liée au groupe unitaire $U(1)_Y$, Y étant l'hypercharge, la grandeur "ciblée" par les interactions électromagnétiques du modèle standard. Les groupes spéciaux unitaires $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ représentent respectivement l'interaction faible, qui n'agit que sur la composante gauche des particules (L), et l'interaction forte (C). Nous reviendrons sur les notions de chiralité gauche/droite à la fin de cette sous-section.

Le groupe $U(n)$ est le groupe des matrices unitaires¹ $n \times n$, de dimension n^2 . Le groupe spécial unitaire $SU(n)$ est un sous-groupe de $U(n)$, formé des matrices unitaires $n \times n$ de déterminant 1. Du fait de la contrainte sur le déterminant, sa dimension est $n^2 - 1$.

1.2.2 Les bosons de jauge

A chaque interaction fondamentale correspond au moins un boson de jauge, de spin entier. Le nombre de bosons médiateurs est lié à la dimension du groupe de l'interaction à laquelle il est lié. Ainsi l'interaction électromagnétique, qui est de dimension 1, a pour boson médiateur le photon. L'interaction faible est assurée par les bosons W^\pm (courant chargé) et Z^0 (courant neutre). Enfin, les huit dimensions du groupe associé à l'interaction forte correspondent aux huit charges de couleurs portées par les gluons.

Une version minimale (sans mécanisme de brisure de symétrie) du lagrangien de chacune des trois interactions prédit des bosons de masse nulle. Cependant les bosons W^\pm et Z^0 ont des masses respectives de 80.379 ± 0.012 GeV et 91.1876 ± 0.0021 GeV [31]. Pour rendre compte de ces masses, on introduit une brisure de symétrie dans la théorie électrofaible, issue d'une unification des interactions faibles et électromagnétiques (modèle de Glashow, Weinberg et Salam [32-34]). Le groupe de symétrie est $SU(2)_L \times U(1)_Y$, invariant par transformation d'isospin faible I^W et d'hypercharge faible $Y = 2(Q - I^W)$, Q étant la charge électrique.

L'introduction de la brisure de symétrie à l'origine de la masse des W^\pm et Z^0 est permise par le mécanisme de Brout-Englert-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble [35-37]. Elle introduit un boson scalaire dans le modèle, communément nommé boson de Higgs. Il a été observé pour la première fois en 2012 au LHC par les expériences Atlas [38] et CMS [39] à 125.25 ± 0.17 GeV [31]. Cette théorie fournit une explication à la masse des particules par leur interaction avec le champ de Higgs.

Le deuxième point intéressant de la théorie des groupes concerne l'interaction des bosons entre eux. Un boson ne peut interagir qu'avec les particules, fermions comme bosons, qui portent la charge de l'interaction en question. Du point de vue mathématique, on peut relier ces interactions aux propriétés de commutativité des groupes qui définissent les interactions. Les groupes commutatifs sont aussi appelés groupes abéliens. Si deux éléments d'un même groupe commutent, l'action du premier élément suivi du second revient au même qu'une action du second élément suivi du premier (interprété comme une absence d'interaction entre ces deux éléments). A l'inverse, la non-commutation produit des résultats différents, ce qui peut être vu comme une interaction physique.

$U(1)$ étant de dimension 1, il est de fait commutatif, ce qui implique que les bosons du groupe $U(1)$ ne peuvent pas interagir entre eux, les photons ont une charge électromagnétique nulle. Inversement, les groupes $SU(2)$ et $SU(3)$ sont non-abéliens, ce qui s'interprète comme une interaction au sein du groupe. Cela explique que les bosons W^\pm et Z^0 portent une charge d'isospin faible, et que les gluons portent des charges de couleur.

1. Une matrice est dite unitaire si elle vérifie $U^\dagger \times U = U \times U^\dagger = I$ ou $U^\dagger = U^{-1}$.

Interaction	Agit sur	Bosons (masse en GeV)	Couplage $\left(\frac{g^2}{4\pi}\right)$	Propriété
Electromagnétique	Charge (Q)	Photon (nulle)	1/137	même Q : Répulsive Q opposé : Attractive
Faible	Isospin faible (I_W)	W^\pm (80.4) Z^0 (91.2)	10^{-6}	Changement de saveur
Forte	Couleur	8 gluons (nulle)	1	Attractive si > 1 fm Nulle sinon

TABLE 1.1 – Résumé des interactions du modèle standard [40].

Les liens entre les bosons et leurs interactions respectives sont résumés dans le tableau 1.1.

1.2.3 Les fermions

A la différence des bosons, les fermions, particules de spin 1/2, respectent le principe d'exclusion de Pauli. Le modèle standard associe un anti-fermion à chaque fermion.

Une antiparticule a les mêmes caractéristiques que sa particule, excepté la charge qui est opposée. Bien que le modèle standard prévoit des taux de production de particules et d'antiparticules similaires, la matière qui nous environne est exempte d'antiparticules. Ce déficit inexplicable est une question ouverte qui suscite un grand intérêt en physique des particules.

Les fermions sont tous soumis à l'interaction faible. Ils sont divisés en deux catégories, les leptons et les quarks.

Les quarks (q) sont aussi sensibles à l'interaction forte et ne s'observent qu'au sein de particules composites. Celles-ci sont appelées mésons lorsqu'elles sont formées d'un quark et d'un anti-quark ($q\bar{q}$), ou baryons si c'est un groupe de trois quarks (qqq). Il existe des états exotiques composés de plus de trois quarks, mais ceux-ci ne sont pas présents dans un état naturel stable [41].

La charge de couleur de l'interaction forte est représentée par un nombre quantique, ce qui permet à plusieurs quarks de coexister sur un même niveau d'énergie sans enfreindre le principe d'exclusion de Pauli. Individuellement, les quarks portent une charge électrique de $+2/3$ ou $-1/3$ (donnée en fraction de celle de l'électron), ce qui leur confère une sensibilité à l'interaction électromagnétique.

Les leptons (qui peuvent être observés individuellement) ne sont pas sensibles à l'interaction forte et ont une charge électrique de -1 (électron, muon et tau) ou de 0 pour les neutrinos (ν). Pour cette raison, les neutrinos sont aussi insensibles à l'interaction électromagnétique. Il n'y a que 3 saveurs de lepton, chacune constituées d'une paire lepton chargé / lepton neutre, formant un doublet faible. Les saveurs des leptons portent le nom de la particule chargée (saveur électronique par exemple).

En parallèle de cette catégorisation, on distingue trois générations de fermions, classées par ordre de masse. Chaque génération est composée de deux saveurs de quark, un chargé $+2/3$ et un chargé $-1/3$, ainsi que d'un doublet faible de leptons. Aux énergies communément rencontrées, seule la première génération est présente. Les générations supérieures étant instables du fait de leurs masses plus élevées, elles se désintègrent vers la première génération. Le tableau 1.2 présente ces catégorisations des fermions, ainsi que les charges et masses qui leurs sont assimilées.

Génération	Quark		Lepton	
	Nom (Q, m)	Nom (Q, m)	Nom (Q, m)	Neutrinos (Q, m)
1 ^{ère}	Down (d) (-1/3, 4,8 MeV)	Up (u) (2/3, 2,2 MeV)	Électron (e^-) (-1, 511 keV)	ν_e (0, <0.8 eV)
2 ^{ème}	Strange (s) (-1/3, 93 MeV)	Charm (c) (2/3, 1,27 GeV)	Muon (μ) (-1, 106 MeV)	ν_μ (0, <0.19 MeV)
3 ^{ème}	Bottom (b) (-1/3, 4,2 GeV)	Top (t) (2/3, 172,8 GeV)	Tau (τ) (-1, 1,78 GeV)	ν_τ (0, <18.2 MeV)

TABLE 1.2 – Nom, charge et masse des trois générations de fermions connus [31, 40].

La figure 1.3 offre une vue d'ensemble du modèle standard et de ses interactions.

- **L'interaction électromagnétique** concerne toutes les particules ayant une charge électrique (seuls les neutrinos, les gluons et les bosons Z^0 et de Higgs y échappent). Elle est attractive lorsque les charges sont de signes opposés, répulsive sinon. Sa portée décroît avec le carré de la distance. Elle est à l'origine de la cohésion atomique, des réactions chimiques et de l'ensemble des phénomènes électromagnétiques observés.
- **L'interaction forte** préserve le plus grand nombre de symétries. Elle agit sur les particules portant une charge de couleur, les quarks et les gluons, ces derniers étant par ailleurs les médiateurs de l'interaction forte. Elle est attractive au-delà d'une distance caractéristique de quelques fm. Elle est responsable de la cohésion des baryons et des noyaux atomiques.
- **L'interaction faible** concerne l'ensemble des particules, à l'exception des gluons. Son action se fait par l'échange de bosons W^\pm et Z^0 . Du fait de la masse élevée de ses bosons médiateurs, elle n'a qu'une faible portée. Elle n'agit que sur les particules de chiralité gauche et joue notamment un rôle dans certaines décroissances radioactives (changement de saveur d'un quark par l'échange d'un boson W lors de la désintégration β en particulier), ou lors de processus d'annihilation. Les neutrinos ne sont sensibles qu'à cette interaction.

1.3 Aux origines de l'interaction faible

1.3.1 L'équation de Dirac

En 1928, Dirac propose sa théorie quantique relativiste de l'électron [5], qui fait une généralisation relativiste de l'équation de Schrodinger.

L'équation de Dirac 1.3 décrit l'évolution d'une particule libre de masse m et de spin 1/2 représenté par la fonction d'onde Ψ , appelée bi-spinneur de Dirac.

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \quad (1.3)$$

avec γ^μ les quatre matrices de Dirac, de dimensions 4×4 , définies dans la base de Dirac comme :

$$\gamma^0 = \beta = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix} \text{ et } \gamma^i = \beta\alpha^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

où I_2 est la matrice identité 2×2 et σ_i , $i = 1, 2, 3$ les trois matrices de Pauli de dimensions 2×2 .

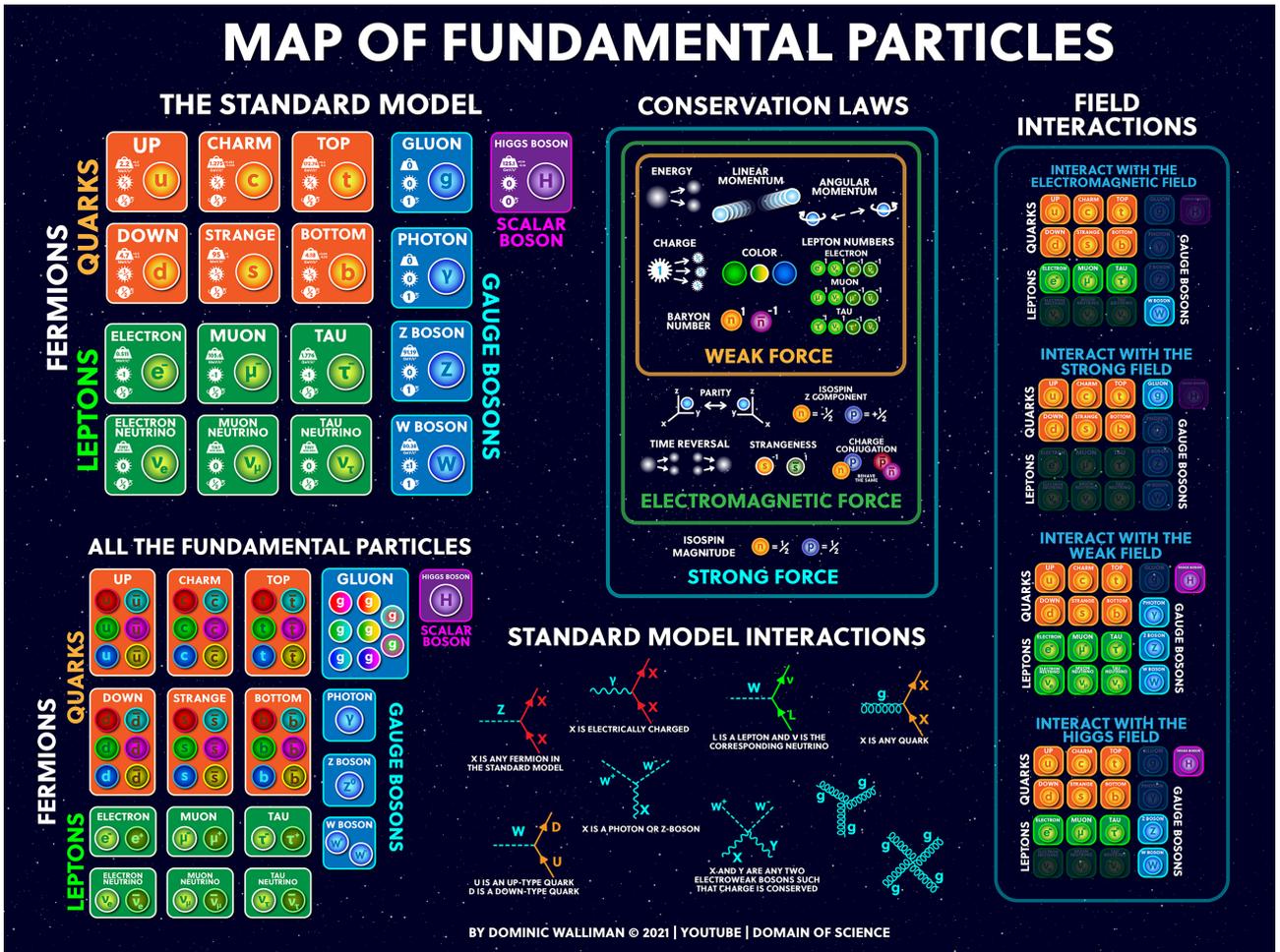


FIGURE 1.3 – Représentation des particules constituant le modèle standard et de leurs interactions, ainsi que des lois de conservation respectées par les différentes interactions (reproduction avec l'aimable autorisation du Dr. Walliman).

$\partial\mu = \begin{pmatrix} \partial_t \\ \partial_x \\ \partial_y \\ \partial_z \end{pmatrix}$ représente les dérivées par rapport aux quatre coordonnées d'espace-temps.

Solutions pour une particule libre

Il est possible de calculer les composantes du bi-spinneur de Dirac pour une onde plane $\Psi(x) = \psi(p)e^{-i(Et-p.x)}$, en reformulant l'équation 1.3 avec la relation $i\gamma^\mu\partial\mu = \begin{pmatrix} EI & -\sum_i \sigma^i.p_i \\ \sum_i \sigma^i.p_i & -EI \end{pmatrix}$, avec E l'énergie et p l'impulsion. Pour cela on notera ϕ et χ deux spineurs de dimension 2 tel que $|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix}$:

$$\begin{pmatrix} EI & -\sum_i \sigma^i.p_i \\ \sum_i \sigma^i.p_i & -EI \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} = m \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

où les deux spineurs sont liés par les relations $\begin{cases} (E-m)\phi = \sum_i (\sigma^i.p_i)\chi \\ (E+m)\chi = \sum_i (\sigma^i.p_i)\phi \end{cases}$.

En associant ces relations avec $E = \pm\sqrt{p^2 + m^2} = \pm\varepsilon$, il devient possible d'exprimer Ψ

indépendamment de χ ou de ϕ selon le signe choisi pour ε :

$$\begin{aligned} E = +\varepsilon : \Psi(x) &= \begin{pmatrix} \phi \\ \left(\frac{\sum_i \sigma^i \cdot p_i}{m+\varepsilon}\right) \phi \end{pmatrix} e^{-i(Et-p \cdot x)} = \begin{pmatrix} \psi_+^u \\ \psi_+^d \end{pmatrix} e^{-i(Et-p \cdot x)} \\ E = -\varepsilon : \Psi(x) &= \begin{pmatrix} -\left(\frac{\sum_i \sigma^i \cdot p_i}{m+\varepsilon}\right) \chi \\ \chi \end{pmatrix} e^{-i(Et-p \cdot x)} = \begin{pmatrix} \psi_-^u \\ \psi_-^d \end{pmatrix} e^{-i(Et-p \cdot x)} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Il y a alors une solution d'énergie positive $|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_+^u \\ \psi_+^d \end{pmatrix} = \varphi$ et une solution d'énergie négative $|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_-^u \\ \psi_-^d \end{pmatrix} = \bar{\varphi}$ à l'équation de Dirac. Notons que, pour un même signe d'énergie, les spineurs ψ_\pm^u et ψ_\pm^d représentent les états de spin de la particule, qui sont établis à $+1/2$ (up) ou $-1/2$ (down).

La résolution de l'équation de Dirac en présence d'un champ électromagnétique $(i\gamma^\mu \partial_\mu - qA_\mu - m)\Psi = 0$ permet de montrer que les états d'énergie positive sont associés aux fermions (φ) et ceux d'énergie négative correspondent à leurs anti-fermions ($\bar{\varphi}$). Dans ce cas, les solutions à énergie positive et négative sont équivalentes à condition d'inverser le signe de la charge q . Cette inversion de signe est définie comme l'opération de conjugaison de charge C , permettant de passer d'un fermion à un anti-fermion : $C(\varphi) = \bar{\varphi}$.

Cette symétrie par conjugaison de charge est une des trois symétries discrètes qui découlent du modèle standard, avec le renversement du temps ($T(t) \rightarrow -t$) et la symétrie de parité, qui consiste en un changement des coordonnées d'espace ($P(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$). Chacun de ces opérateurs se décompose en un produit de matrices de Dirac :

- La parité $P[\varphi(t, \vec{x})] = \gamma_P \cdot \varphi(t, \vec{x}) = \varphi(t, -\vec{x})$ avec $\gamma_P = \gamma^0$
- Le renversement du temps $T[\varphi(t, \vec{x})] = \gamma_T \cdot \varphi(t, \vec{x}) = \varphi(-t, \vec{x})$ avec $\gamma_T = \gamma^1 \gamma^3$
- La conjugaison de charge $C[\varphi(t, \vec{x})] = \gamma_C \cdot \varphi^*(t, \vec{x}) = \bar{\varphi}(t, \vec{x})$ avec $\gamma_C = i\gamma^2$
avec φ^* le complexe conjugué de φ .

L'application d'une de ces symétries à une équation peut en modifier le résultat : indépendamment, les symétries C, P et T ne sont pas respectées par l'interaction faible. Cependant, l'application successive des trois opérateurs γ_C , γ_P et γ_T , combinés dans un opérateur $\gamma_{CPT} = \gamma^5$, laisse les équations invariantes.

En effet, $\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I_2 \\ I_2 & 0 \end{pmatrix} = i\gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3$ est une matrice 4×4 , tel que $(\gamma^5)^2 = I_4$. La symétrie CPT semble être respectée par toutes les interactions.

1.3.2 Notions de chiralité et d'hélicité

La **chiralité** est une propriété intrinsèque des particules (indépendante de l'observateur), qui intervient dans les interaction par courant faible. Le bi-spineur de Dirac est une combinaison des deux états de chiralité, droit et gauche :

$$\psi = \psi_R + \psi_L \quad (1.7)$$

Ces composants gauche et droits résultent de l'application du projecteur P_i ($i=L,R$) adéquat sur le spineur ψ :

$$\begin{aligned} \psi_L &= P_L \psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \\ \psi_R &= P_R \psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \end{aligned} \quad (1.8)$$

D'après les propriétés de γ^5 , il est aisé de montrer que

$$\begin{aligned} P_L \cdot P_R &= P_R \cdot P_L = 0 \\ (P_{L(R)})^2 &= P_{L(R)} \text{ et } P_{L(R)} \gamma^\mu = \gamma^\mu P_{R(L)} \end{aligned} \quad (1.9)$$

L'opération de conjugaison de charge $\mathcal{C}(\psi)$ inverse la chiralité. La conséquence est que le champ chiral gauche est composé d'un fermion (φ) gauche et d'un anti-fermion ($\bar{\varphi}$) droit. Inversement pour le champ chiral droit :

$$\begin{aligned} \text{Champ chiral gauche : } \psi_L &\rightarrow \varphi_L \text{ et } \mathcal{C}(\psi_L) = \mathcal{C}(\psi)_R \rightarrow \bar{\varphi}_R \\ \text{Champ chiral droit : } \psi_R &\rightarrow \varphi_R \text{ et } \mathcal{C}(\psi_R) = \mathcal{C}(\psi)_L \rightarrow \bar{\varphi}_L \end{aligned} \quad (1.10)$$

Une seconde propriété liée à la fonction d'onde est l'**hélicité** d'une particule. Elle se déduit par projection du spin sur la direction de l'impulsion :

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} \quad (1.11)$$

Puisque l'hélicité varie selon que l'observateur se déplace plus ou moins vite par rapport à la particule, c'est une observable. En effet, pour une particule de masse non-nulle, il est possible de trouver un référentiel dans lequel la direction de la particule s'inverse (lorsque l'observateur est plus rapide). Le spin restant le même, cela conduit à une inversion de l'hélicité. Comme pour la chiralité, on peut décomposer le bi-spineur de Dirac en une somme des états d'hélicité positifs et négatifs $\psi = \psi_+ + \psi_-$.

La masse m , le spin et la chiralité étant des propriétés intrinsèques des particules, il est possible de former les champs chiraux gauche et droit à partir des états d'hélicité ψ_\pm :

$$\begin{aligned} \psi_L &= \psi_- + f\left(\frac{m}{E}\right) \psi_+ \\ \psi_R &= \psi_+ + f\left(\frac{m}{E}\right) \psi_- \end{aligned} \quad (1.12)$$

où $f\left(\frac{m}{E}\right)$ est une fonction de l'énergie et de la masse. Les équations 1.12 démontrent que pour les particules de masse nulle, la chiralité et l'hélicité peuvent être confondues. Dans le même temps, une particule massive de chiralité donnée pourra être observée dans ses deux états d'hélicité. La masse du neutrino étant très faible et seuls les neutrinos de chiralité gauche ayant été observés, il est très improbable d'observer des neutrinos d'hélicité droite. Les pages suivantes donneront une explication à l'origine de cette asymétrie gauche / droite, qui a trait au non-respect de la symétrie P par l'interaction faible.

1.3.3 La théorie de Fermi

A partir de l'équation de Dirac 1.3 il est possible de définir un Lagrangien pour décrire la propagation libre d'un champ de fermion ψ . Il doit être invariant sous transformation (globale) de Lorentz et fait intervenir le conjugué hermitien de la fonction d'onde associée à une (anti)particule $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$:

$$\mathcal{L}^{\mathcal{D}} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (1.13)$$

On peut rapidement vérifier que celui-ci satisfait bien à l'équation d'Euler-Lagrange $\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}^{\mathcal{D}}}{\partial (\partial_\mu \psi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}^{\mathcal{D}}}{\partial \psi} = 0$, puisque son premier terme s'annule et son deuxième $\frac{\partial \mathcal{L}^{\mathcal{D}}}{\partial \psi}$ correspond à l'équation 1.3.

Notons que la conjugaison hermitienne agit tel que $\overline{\psi_{L(R)}} = \overline{P_{L(R)}\psi} = \bar{\psi}P_{R(L)}$. Avec 1.9, on montre que le Lagrangien se formule en fonction des champs chiraux comme

$$\mathcal{L}^D = i(\overline{\psi_L}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_L + \overline{\psi_R}\gamma^\mu\partial_\mu\psi_R) - m(\overline{\psi_L}\psi_R + \overline{\psi_R}\psi_L) \quad (1.14)$$

mettant en exergue le rôle du terme de masse dans le couplage entre les champs droit et gauche.

Afin de rendre compte des forces exercées sur le fermion, un Lagrangien peut être écrit pour chacune des interactions.

Celui de l'électrodynamique quantique \mathcal{L}_{QED} est obtenu en rendant le Lagrangien de Dirac 1.13 invariant par transformations locales du groupe $U(1)$. Il permet la description de l'interaction électromagnétique entre deux fermions, mais puisque le neutrino n'est pas sensible à cette interaction, nous ne nous y attarderons pas.

Celui de l'interaction faible est fondé sur le groupe $SU(2)$ et trouve son origine dans le Lagrangien de la désintégration β .

Pour théoriser la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e + \nu$, Fermi proposa un processus analogue au courant électromagnétique en 1934 [9, 10]. Le Lagrangien résultant est le suivant :

$$\mathcal{L}^F = G_F \cdot \bar{p}\gamma^\mu n \cdot \bar{e}^-\gamma^\mu \nu_e \quad (1.15)$$

Ce Lagrangien lie pour la première fois la constante de couplage G_F et les particules impliquées dans la désintégration β , que sont le proton p , le neutron n , l'électron e et le neutrino électronique ν_e . Bien que incorrect, il permet de calculer l'amplitude de l'interaction et est à la base du Lagrangien de l'interaction faible. Ce dernier tient aussi compte de la brisure de symétrie à l'origine de la masse, ainsi que des seules interactions par courant gauche (absence de courant droit).

1.3.4 Violation de la parité par l'interaction faible : l'absence de courant droit

La prédominance des interactions par courant gauche a été intégrée à la théorie de l'interaction faible en 1958 par R.P. Feynman et M. Gell-Mann [42] et par R.E. Sudarshan et E. Marshak [43], suite à la découverte de la violation de parité. Cette non-conservation a d'abord été proposée par T.D. Lee et C.N. Yang dans un article publié en 1956 [44] puis confirmée par l'équipe de C.S. Wu l'année suivante [45]. Cette observation a été permise par l'étude de la corrélation entre le spin et la direction d'émission de l'électron lors de la désintégration du ^{60}Co .

Pour comprendre cette expérience, il faut rappeler que le spin est un pseudo-vecteur, l'impulsion est un vecteur et que la parité n'agit pas de la même façon sur chacun. Un vecteur voit son signe inversé par la parité, alors que le signe d'un pseudo-vecteur est inchangé. Ajoutons à cela que, mathématiquement, le produit d'un vecteur avec un pseudo-vecteur donne un vecteur. Ainsi, le résultat du produit de l'impulsion avec le spin est un vecteur, il subit donc une inversion de signe sous l'application de la symétrie de parité. La conservation de cette symétrie revient alors à inverser l'hélicité de l'électron (hélicité qui est définie à l'équation 1.11 comme la projection du spin sur l'impulsion).

L'expérience de Wu teste la conservation de la parité par l'interaction faible lors de la désintégration β du cobalt-60. Pour cela, un champ magnétique est appliqué sur l'échantillon de cobalt, forçant le spin à prendre une orientation fixe ; puis la direction d'émission des électrons

issus de la désintégration (donc l'hélicité) est mesurée.

Une inversion du spin renverse l'hélicité, tout comme le ferait la parité. En revanche la parité n'inverse pas le spin. Pour cette raison, un processus qui conserve la parité doit être isotrope (ne pas avoir de direction préférentielle).

Cependant, les résultats montrent une anti-corrélation du spin avec la direction d'émission de l'électron, autrement dit, les électrons sont émis avec une direction préférentielle lors de la désintégration β du ^{60}Co . Il y a donc violation de la parité.

Différents mécanismes de couplage ont été testés afin de sélectionner celui prédisant cette violation.

Pour mémoire, les produits entre la fonction d'onde et les matrices de Dirac peuvent donner :

- $\bar{\psi}\psi$: un scalaire
- $\bar{\psi}\gamma^5\psi$: un pseudo-scalaire
- $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$: un vecteur
- $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$: un pseudo-vecteur (ou vecteur axial)

Il en résulte que seule une combinaison linéaire de vecteurs et pseudo-vecteurs permet à l'interaction faible de ne pas respecter la parité. Le couplage vectoriel γ_μ de la théorie de Fermi 1.15 a alors été modifié en un couplage vectoriel-axial V-A :

$$\gamma^\mu \longrightarrow \frac{1}{2}\gamma^\mu(1 - \gamma^5) \quad (1.16)$$

$1 - \gamma^5$ correspondant au champ chiral gauche, on dira que l'interaction V-A est une interaction par courant gauche.

Cet ajout conduit à un comportement différent des projecteurs chiraux donnés en 1.8 sous la symétrie de parité, puisqu'ils sont une combinaison linéaire de couplages vectoriel et axial à un signe près (V \mp A).

Cela se traduit par une absence des neutrinos droits ν_R et des antineutrinos gauches $\bar{\nu}_L$. En effet, les neutrinos n'interagissant que par l'intermédiaire de l'interaction faible, seules les interactions du doublet faible $(\begin{smallmatrix} e \\ \nu_L \end{smallmatrix})$ ont été observées.

1.4 Nature des neutrinos

A ce jour, de multiples observations établissent que les neutrinos ont une masse. Les neutrinos massiques ont une vitesse de propagation inférieure à celle de la lumière, ce qui devrait permettre d'observer les deux états d'hélicité, puisqu'il existe toujours un référentiel plus rapide que le neutrino. Pour autant, les neutrinos d'hélicité droite n'ont jamais été observés.

1.4.1 Neutrinos dans le modèle standard : la représentation de Weyl

Dans le modèle standard, du fait de l'absence d'observation de neutrinos d'hélicité droite, il a été défini que les neutrinos ont une masse nulle et sont de chiralité gauche uniquement.

Weyl a reformulé le lagrangien 1.13 avec $m_W(\nu) = 0$ pour décrire ce fermion :

$$\mathcal{L}^W = \bar{\psi}^W(i\gamma^\mu\partial_\mu)\psi^W \quad (1.17)$$

L'absence de couplage des champs droit et gauche découle de l'absence du terme de masse. Hors, l'interaction faible n'interagit qu'avec le champ chiral gauche, ce qui donne une explication à

l'absence de détection des neutrinos droits. Deux solutions sont ainsi admises $\psi^W = \psi_L \rightarrow \nu_L$ ou $\psi^W = \mathcal{C}(\psi_L) \rightarrow \bar{\nu}_R$.

Cependant, la découverte des oscillations des neutrinos par SNO [28] est venue bousculer cette formulation.

1.4.2 Preuve expérimentale d'une masse non-nulle

Le phénomène d'oscillation des neutrinos consiste en un changement de saveur qui se produit lors de la propagation du neutrino. Il existe trois états de saveur : ν_e , ν_μ et ν_τ , et trois états de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . Leur mélange est obtenu au moyen d'une matrice de dimension 3×3 , dont les facteurs traduisent la probabilité d'oscillation des neutrinos. Elle est appelée matrice PMNS, d'après les travaux de Pontecorvo et de Maki Nakagawa et Sakata [46] :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

qui peut se résumer par $|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$, ou $|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle$, avec $\alpha = e, \mu, \tau$ et $i = 1, 2, 3$. La matrice PMNS peut être décrite à partir des cosinus et sinus des trois angles de mélange entre les états de masse : θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} . On notera respectivement les cosinus et sinus entre ces angles comme c_{ij} et s_{ij} . Elle fait aussi appel à un facteur de phase complexe, dit de Dirac δ . A ces paramètres nécessaires s'ajoutent deux facteurs de phase supplémentaires η_1, η_2 si le neutrino est celui décrit par E. Majorana :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\eta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\eta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Le phénomène d'oscillation trouve une explication théorique dans le fait que la mesure d'un état de saveur est une combinaison linéaire des états de masse. Hors, dans le vide, un état propre de masse évolue au cours du temps suivant l'équation de Schrödinger 1.20

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - \vec{p}_i \cdot \vec{x})} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.20)$$

avec t le temps, $|\nu_i(t)\rangle$ et $|\nu_i(0)\rangle$ les états propres de masse du neutrino aux temps t et $t=0$ respectivement, E_i l'énergie du neutrino, \vec{p}_i son vecteur impulsion et \vec{x} son vecteur position. Le produit scalaire de ces vecteurs vaut $p_i L$ avec L la distance parcourue pendant le temps t . Dans une approximation relativiste où $|\vec{p}_i| \gg m_i$, plausible du fait de la très faible masse du neutrino, on a $E_i \sim p_i$ et on peut exprimer l'énergie en fonction de l'impulsion à l'aide d'un développement en série de Taylor à l'ordre 1 :

$$\begin{aligned} E_i &= \sqrt{p_i^2 + m_i^2} = p_i \sqrt{1 + \frac{m_i^2}{p_i^2}} \approx p_i \times \left(1 + \frac{m_i^2}{2p_i^2}\right) = p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \\ \Rightarrow p_i &= E_i - \frac{m_i^2}{2E_i} \end{aligned} \quad (1.21)$$

De plus, dans un système d'unités naturelles où $c=1$, on a $L \sim t$. Ces hypothèses et le résultat de 1.21 permettent de réécrire l'équation 1.20 de la façon suivante :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i L - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i \frac{m_i^2}{2E_i} L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.22)$$

L'équation 1.22 met en lumière les liens entre l'oscillation des états de masse des neutrinos $|\nu_i\rangle$, la distance parcourue L et la **nécessité d'une masse m_i non nulle**. Le lien entre l'évolution

des états de masse et celle des états de saveur intervient par l'entremise de la matrice PMNS U définie dans les équations 1.18, 1.19 :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.23)$$

On peut alors écrire la probabilité d'oscillation à la distance L en fonction de l'écart des masses au carré $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_{i,j} U_{\beta j} U_{\alpha i}^* e^{i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L} \right|^2 \quad (1.24)$$

Les facteurs de phases de Majorana η_1, η_2 n'intervenant pas dans les oscillations (qui sont des changements de saveurs sans violation du nombre leptonique), seuls les écarts de masses Δm_{ij}^2 peuvent être déduits de la mesure des paramètres d'oscillation.

En adaptant la distance d'observation L et l'énergie des neutrinos E , il est possible d'observer une oscillation dominée par seulement deux des trois saveurs (α, β), qui s'écrit en fonction des états de masse (i, j) au moyen de leurs angles de mélange θ_{ij} , tel que :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{ij}) & \sin(\theta_{ij}) \\ -\sin(\theta_{ij}) & \cos(\theta_{ij}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

On a alors

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta_{ij}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \quad (1.26)$$

1.4.3 Terme de masse de Dirac

La première possibilité pour introduire un terme de masse est de représenter le neutrino comme un bi-spineur de Dirac, comme c'est le cas pour l'ensemble des fermions du modèle standard. Il s'agit alors d'ajouter une composante de chiralité droite au mécanisme décrit par Weyl.

Pour rappel, le lagrangien de Dirac 1.13 s'écrit $\mathcal{L}^D = \bar{\psi}^D (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi^D$. Et sa réécriture 1.14 donne un terme de masse tel que

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{masse}^D &= \bar{\psi}^D m_D \psi^D = m_D (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) (\psi_L + \psi_R) \\ &= m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \end{aligned} \quad (1.27)$$

avec m_D la masse de Dirac, générée par un couplage de Yukawa du doublet scalaire de Higgs avec les composantes droite et gauche d'un lepton. En réintroduisant le couplage entre les deux champs chiraux, cette équation permet quatre solutions pour décrire l'état de la particule $\nu_L, \bar{\nu}_L, \nu_R, \text{ ou } \bar{\nu}_R$.

Cette représentation a l'avantage de minimiser les modifications à apporter au modèle standard et de rétablir la symétrie avec les autres leptons. Cependant, elle n'apporte pas de capacité de prédiction quant aux propriétés du neutrino (sa faible masse notamment). De plus, la présence d'un terme de masse dans le Lagrangien de Dirac rend les deux chiralités nécessaires à la description de la particule, questionnant l'absence de détection des neutrinos droits.

1.4.4 Terme de masse de Majorana

Il existe une seconde approche pour générer un neutrino massif. Celle-ci a été formalisée par E. Majorana [13] et ne peut être appliquée à un fermion qu'à la condition qu'il ait une charge nulle. En effet, il postule l'absence de différence entre une particule ψ et son conjugué de charge $\mathcal{C}(\psi)$. Autrement dit, ce fermion est son propre anti-fermion. Ce qui donne, d'après 1.7 et 1.8 :

$$\begin{aligned} \psi^M &= \mathcal{C}(\psi^M) \\ \iff \psi_L + \psi_R &= \mathcal{C}(\psi_L) + \mathcal{C}(\psi_R) \end{aligned} \quad (1.28)$$

Les chiralités gauche et droite étant opposées, cette égalité n'est possible qu'à la condition que

$$\begin{aligned} \psi_R &= \mathcal{C}(\psi_L) \\ \text{et } \psi_L &= \mathcal{C}(\psi_R) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Cette condition implique qu'il n'y ait pas de différence entre la particule et son antiparticule, signifiant aussi que le conjugué de charge d'un neutrino gauche est un neutrino droit et inversement. Les relations 1.7 et 1.29 nous permettent de définir le champ de Majorana :

$$\begin{aligned} \psi^M &= \psi_L + \mathcal{C}(\psi_L) = \psi_L + \mathcal{C}(\psi)_R \\ \text{ou } \psi^M &= \psi_R + \mathcal{C}(\psi_R) = \psi_R + \mathcal{C}(\psi)_L \end{aligned} \quad (1.30)$$

A partir du Lagrangien défini en 1.14, on peut réécrire le terme de masse en fonction d'un seul champ chiral, en introduisant un facteur de normalisation $1/2$ du fait que $\psi_{L(R)}$ et $\mathcal{C}(\psi_{L(R)})$ ne sont pas indépendants :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{masse}}^M &= \frac{1}{2} m \overline{\psi^M} \psi^M = \frac{m}{2} \left(\overline{(\psi_{L(R)} + \mathcal{C}(\psi_{L(R)}))} (\psi_{L(R)} + \mathcal{C}(\psi_{L(R)})) \right) \\ &= \begin{cases} \frac{m_L}{2} \left(\overline{\psi_L} \mathcal{C}(\psi_L) + \overline{\mathcal{C}(\psi_L)} \psi_L \right) &= \frac{m_L}{2} \overline{\mathcal{C}(\psi_L)} \psi_L + h.c. \\ \frac{m_R}{2} \left(\overline{\psi_R} \mathcal{C}(\psi_R) + \overline{\mathcal{C}(\psi_R)} \psi_R \right) &= \frac{m_R}{2} \overline{\mathcal{C}(\psi_R)} \psi_R + h.c. \end{cases} \end{aligned} \quad (1.31)$$

avec $h.c.$ le conjugué hermitien. Cette proposition fait apparaître deux termes de masse m_L et m_R et il n'y a plus que deux solutions possibles du fait du couplage entre ψ et son conjugué de charge $\mathcal{C}(\psi)$, $\nu_L (= \bar{\nu}_R)$ ou $\nu_R (= \bar{\nu}_L)$. Cela implique évidemment la **non-conservation du nombre leptonique**, puisqu'il est opposé pour le neutrino et l'antineutrino. Le terme de masse de Majorana n'est pas invariant sous la symétrie de jauge $U(1)$. Ce résultat est la principale différence avec la théorie de Dirac. Cette non-conservation n'étant pas permise par le modèle standard, la formulation de Majorana n'avait pas été retenue comme explication de la masse du neutrino. C'est cependant une hypothèse questionnée du fait des limites du modèle standard (notamment l'équilibre entre particules et antiparticules), qui seront abordées à la sous-section 1.5.

1.4.5 Mécanisme de Dirac-Majorana

Dans la mesure où les deux mécanismes présentés précédemment peuvent être à l'origine de la masse des neutrinos, il est possible d'écrire un terme de masse qui serait une combinaison linéaire des termes de masse de Dirac et de Majorana :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{D+M} &= m_D (\overline{\psi}_R \psi_L + \overline{\psi}_L \psi_R) \\ &+ \frac{m_L}{2} \left(\overline{\psi_L} \mathcal{C}(\psi_L) + \overline{\mathcal{C}(\psi_L)} \psi_L \right) \\ &+ \frac{m_R}{2} \left(\overline{\psi_R} \mathcal{C}(\psi_R) + \overline{\mathcal{C}(\psi_R)} \psi_R \right) \end{aligned} \quad (1.32)$$

qui peut se réécrire en faisant apparaître le conjugué hermitien :

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = m_D \bar{\psi}_R \psi_L + \frac{1}{2} \left(m_L \overline{\mathcal{C}(\psi_L)} \psi_L + m_R \bar{\psi}_R \mathcal{C}(\psi_R) \right) + h.c. \quad (1.33)$$

En invoquant les conditions de Majorana 1.29, on peut écrire le Lagrangien sous une forme matricielle afin d'en trouver les valeurs propres :

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{\mathcal{C}(\psi_L)} & \bar{\psi}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \mathcal{C}(\psi_R) \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.34)$$

En posant

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \mathcal{C}(\psi_R) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \mathcal{C}(\psi)_L \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \mathcal{C}(\psi_L) \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{C}(\psi)_R \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

On obtient

$$-\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = \frac{1}{2} \bar{\Psi}_R \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_L + h.c. \quad (1.36)$$

La diagonalisation (solutions de $\det(M - \lambda I_2) = 0$) donne alors les valeurs propres m_+ et m_- :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.37)$$

Si $m_D = 0$, on y retrouve une particule de Majorana pure avec $m_L = m_+$ et $m_R = m_-$, ou de Dirac pure si $m_L = m_R = 0$. Il est aussi possible que les trois termes soient non nuls, auquel cas l'équation 1.37 présente deux solutions distinctes m_+ et m_- .

1.5 Neutrino de Majorana et limites du modèle standard

Après cette présentation des mécanismes pouvant décrire les masses des neutrinos, on peut s'interroger sur leurs implications pour le modèle standard.

Malgré de nombreux succès, comme le mécanisme de Higgs, ou la prédiction à partir de la section efficace du boson Z^0 de trois familles de neutrinos interagissant par courant neutre [24], le modèle standard ne permet pas d'expliquer la faible masse des neutrinos comparée aux autres particules, ni de rendre compte de l'absence d'antimatière dans l'univers. L'introduction d'un neutrino de Majorana offre des pistes intéressantes pour répondre à ces problèmes.

1.5.1 Problème de l'échelle des masses des fermions, mécanisme de la balançoire

La meilleure limite sur la masse des neutrinos est donnée par l'expérience KATRIN [47] par mesure directe du spectre β à $m_\nu^{eff} < 0.8 \text{ eV}/c^2$, quand l'électron a une masse de 511 keV [31]. Si la masse du neutrino est le résultat d'une interaction de Yukawa (terme de masse de Dirac pur) dans le cadre du mécanisme de Higgs, rien ne prédit ni n'explique ces cinq ordres de grandeurs de différence avec la masse de l'électron. En revanche, dans le cadre d'un terme de masse de Dirac-Majorana, les états propres de masse sont définis comme une combinaison linéaire d'une masse de Dirac et de masses de Majorana.

Or, il est possible que les neutrinos gauches et droits aient des masses m_L et m_R sensiblement différentes. C'est un des deux postulats du mécanisme de la balançoire (ou *seesaw mechanism*), permettant d'expliquer la faible masse mesurée des neutrinos, dont les hypothèses sont :

- $m_L = 0$, ce qui permet d'éviter les termes en $\overline{\mathcal{C}(\psi_L)}\psi_L$ et $\mathcal{C}(\psi_L)\overline{\psi_L}$ du terme de masse de Dirac-Majorana 1.33. Cela a l'avantage de ne pas modifier le mécanisme de Higgs.
- $m_R \gg m_L, m_D$, qui explique l'absence d'observation des neutrinos droits dans l'expérimentation.

On a alors $m_R \gg m_D \gg m_L$ et les valeurs propres du terme de masse de Dirac-Majorana énoncées en 1.37 peuvent s'écrire

$$m_+ \approx m_R \text{ et } m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.38)$$

Les masses m_{\pm} varient de façon inversement proportionnelle, avec m_D^2 comme point de pivot, ce qui est à l'origine du nom de mécanisme de la balançoire (voir l'illustration de la figure 1.4). On peut alors mesurer une masse du neutrino très faible sans pour autant que la masse de Dirac m_D ne soit trop éloignée de la masse des autres fermions connus.

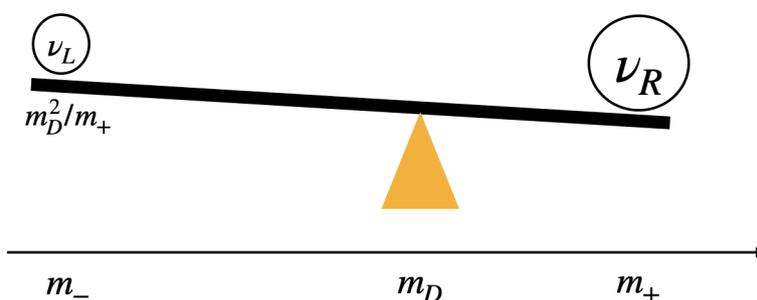


FIGURE 1.4 – Illustration du mécanisme de la balançoire. Pour que le système soit à l'équilibre, la longueur des bras de levier doit varier selon où se placent les masses m_D et m_+ .

Il est intéressant de remarquer que les états propres Ψ_{\pm} obtenus à partir des valeurs propres m_{\pm} , lorsqu'ils sont exprimés dans la base des états de chiralité $\Psi_{L,R}$, auront une chiralité prédominante. L'état Ψ_+ (associé à l'état de masse lourd) sera composé d'un état de chiralité droite, alors que l'état de masse léger Ψ_- aura une chiralité gauche.

L'absence d'observation des neutrinos droits s'explique en partie par leur masse importante (pour $m_- \sim 0.1$ eV et $m_D \sim 100$ GeV, $m_+ \approx m_R$ serait de l'ordre de 10^{15} GeV) rendant le changement d'hélicité hautement improbable. D'autre part, le couplage V–A les rends stériles à l'interaction faible.

Il existe trois types de mécanismes de la balançoire [48], notés de I à III. Ils dépendent de la façon dont est générée le terme de masse de Majorana de chiralité gauche m_+ [49].

Le type I repose sur l'hypothèse qu'il existe aussi des leptons de Majorana, lourds, de chiralité droite, qui sont des singlets du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, comme il en existe pour les fermions chargés (e, μ, τ).

Les types II et III font apparaître ce terme de masse de Majorana lors de l'interaction d'un lepton avec le doublet de Higgs par l'entremise, respectivement, d'un boson scalaire triplet lourd ou par un fermion de Majorana triplet lourd.

Dans tous les cas, si les neutrinos acquièrent leur masse par l'intermédiaire du mécanisme de la balançoire, il en résulte que :

1. Le mécanisme de la balançoire a pour effet de minimiser la masse des neutrinos vis-à-vis de celle des quarks et des leptons chargés.
2. Aux énergies atteignables en laboratoire ($< \text{PeV}$), le terme de masse du neutrino de Majorana est la seule conséquence de l'existence de particules de Majorana lourdes.

3. La violation de la symétrie combinée CP par les particules de Majorana lourdes lors de la leptogénèse pourrait être une explication à l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers [50].

Bien que la théorie du mécanisme de la balançoire soit intéressante pour expliquer l'écart entre la masse des neutrinos et celle des autres leptons, elle est conditionnée par la nature des neutrinos. Ceux-ci doivent être des particules de Majorana, ce qui reste encore à prouver. Il s'agit donc de trouver une méthode expérimentale qui puisse mettre en évidence le fait que les neutrinos soient leurs propres antiparticules, ce qui n'est pas une chose aisée du fait de la neutralité de cette particule et de sa très faible section efficace d'interaction.

L'observation d'une désintégration $0\nu\beta\beta$ est probablement le moyen le plus sensible qui puisse attester de la nature de Majorana du neutrino car, comme l'ont démontré Schechter et Valle [25], cette désintégration ne peut avoir lieu que si le neutrino est sa propre antiparticule. De nombreuses expériences s'attellent actuellement au développement de détecteurs capables d'observer un tel processus, mais les importantes contraintes expérimentales rendent la mesure particulièrement délicate. Ces considérations expérimentales ainsi que le détail des détecteurs en cours de développement sont présentés au chapitre 2.

1.5.2 Problème de l'ordre de masse des neutrinos

La seconde interrogation qui perdure est liée à l'ordre (ou hiérarchie) entre les états de masse des neutrinos. Puisque les états de masse sont des combinaisons linéaires des états de saveurs, par analogie aux leptons chargés, est-il possible que l'état de masse le plus lourd soit celui qui a la plus grande proportion d'état de saveur tauique? Ou serait-ce le contraire pour les neutrinos?

La découverte du phénomène d'oscillation entre les saveurs a bien confirmé l'existence d'une masse des neutrinos, mais d'après les équations 1.24 et 1.26, les paramètres d'oscillations dans le vide ne donnent accès qu'à l'écart entre les carrés des masses des neutrinos, pas à leurs valeurs absolues.

Cependant et en dépit de leur faible section efficace d'interaction, la matière affecte l'oscillation des neutrinos. En particulier, lorsque la densité de la matière est inhomogène, l'oscillation des neutrinos est soumise à l'effet MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein), qui modifie l'angle de mélange entre les saveurs. Ce changement fait varier la longueur d'oscillation, expliquant le déficit de ν_e observé dans le flux en provenance du soleil, déficit connu comme le problème des neutrinos solaires.

Du fait de la faible proportion de ν_τ créés dans le soleil et d'un angle de mélange θ_{13} négligeable, on peut considérer que les ν_e solaires sont un mélange des états propres ν_1 et ν_2 uniquement, rendant valable l'approximation à deux saveurs faite pour l'équation 1.26. La connaissance des angles de mélange dans le vide et dans le soleil a rendu possible la détermination du signe de Δm_{21}^2 : $m_1 < m_2$ [51].

L'étude des neutrinos atmosphériques, qui parcourent une distance bien inférieure à celle des neutrinos solaires, a permis de contraindre $|\Delta m_{31}^2|$, sans pouvoir en déterminer le signe. Cela suffit cependant pour affirmer que $|\Delta m_{12}^2| \ll |\Delta m_{31}^2|$.

Les connaissances actuelles des paramètres d'oscillation donnent les deux possibilités suivantes, illustrées dans la figure 1.5 :

$$m_1 < m_2 < m_3 \quad (\text{ordre normal - NO}) \tag{1.39}$$

$$m_3 < m_1 < m_2 \quad (\text{ordre inverse - IO}) \tag{1.40}$$

On définit l'ordre normal lorsque ν_1 est le plus léger et l'ordre inverse lorsque c'est ν_3 le plus léger. Le mélange entre états de masses et états de saveurs fait que dans l'ordre normal, le

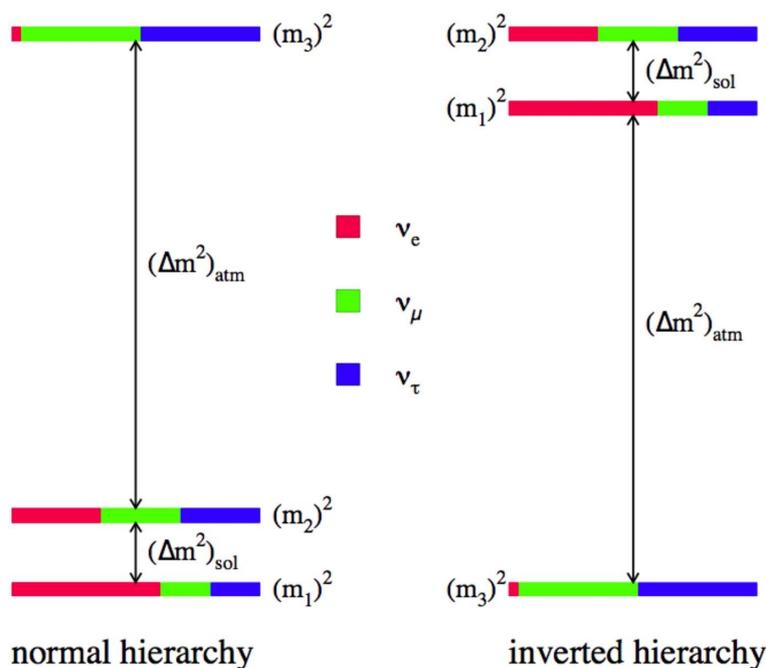


FIGURE 1.5 – Représentation de l'ordre de masse des neutrinos (domaine public, Wikipedia extrait de [52]), à gauche dans le cas où $m_3 > m_2$ (NO) et à droite si $m_3 < m_1$ (IO). L'échelle de couleur représente la proportion des états de saveur (électronique en rouge, muonique en vert et tauique en bleu) dans chaque état de masse.

neutrino le plus léger a une proportion de saveur électronique bien plus importante que dans l'ordre inverse (voir représentation fig. 1.5). Plus important encore, dans le cas où le neutrino est une particule de Majorana, les coefficients de la matrice U_{PMNS} correspondant aux phases de Majorana $\eta_{1,2}$ n'affectent pas de la même manière le neutrino le plus léger selon que ce soit ν_1 ou ν_3 (voir la définition de cette matrice 1.18 et 1.19).

Afin de déterminer cet ordre de masse, deux voies principales sont explorées.

La première est dans la continuité de ce qui a été fait pour mesurer Δm_{21}^2 avec les mesures de l'effet MSW appliqué à $|\Delta m_{31}^2|$, que ce soit pour des neutrinos atmosphériques ou pour des neutrinos d'accélérateurs. Selon le signe de Δm^2 , les électrons présents dans la matière tendent à augmenter ($\Delta m^2 > 0$) ou diminuer ($\Delta m^2 < 0$) la probabilité d'oscillation, avec un effet opposé pour les antineutrinos. Comparer les oscillations dans la matière avec celles dans le vide permet alors de déduire le signe de Δm^2 . Pour réaliser ces mesures, il est préférable de se placer dans une configuration "long-baseline", à un emplacement qui maximise les effets des oscillations dans la matière. Les expériences DUNE [53] ou T2K [54], notamment, ont été conçues dans ce but. Elles prennent la succession d'expériences renommées telles que K2K [55], MINOS [56] ou NO ν A [57].

La seconde voie à l'étude est la comparaison des valeurs de Δm_{31}^2 et Δm_{32}^2 dans des flux de neutrinos non affectés par les effets de matière, notamment les neutrinos de réacteurs observés à moyenne distance. Leur détermination se fait par l'étude des oscillations fines (à plus haute fréquence que les oscillations de Δm_{21}^2), dont la fréquence est influencée par ces Δm^2 . La faible différence entre ces deux paramètres requiert de disposer de détecteurs de grande masse avec une bonne résolution en énergie, comme l'avait été KamLAND [58] en son temps et tel qu'envisagé pour l'expérience JUNO [59].

Cependant, l'étude des oscillations n'est pas la seule solution qui permette de déterminer

l'ordre de masse. En combinant les résultats des expériences de mesure de masse des neutrinos, on peut circonscrire un espace des phases qui privilégie l'ordre de masse normal ou inverse selon la région dans laquelle on se place.

1.6 Mesures de la masse des neutrinos

1.6.1 Mesure directe

Une mesure directe des masses m_{ν_e} , m_{ν_μ} et $m_{\nu_{\tau}}$ est possible en étudiant la cinématique des désintégrations pour chacune des saveurs. En comparant l'énergie théorique de désintégration (appelée "énergie de transition" et notée Q) à celle mesurée, il est possible d'estimer l'énergie cinétique emportée par le neutrino (qui n'est pas mesurée). Il en résulte une déformation de la partie à haute énergie du spectre de la désintégration, qui se trouve dépeuplé à $E > Q - m_\nu c^2$, comme illustré à la figure 1.6.

La désintégration β est un bon outil pour déterminer la masse effective du ν_e , $(m_\beta^\nu)^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2$. Celle des noyaux de tritium (${}^3\text{H}$) est étudiée par l'expérience KATRIN [47], la figure 1.6 en propose une illustration. La masse du neutrino est obtenue en retranchant à l'énergie de transition Q_β , l'énergie maximale que peut atteindre l'électron $E_{max,e^-} : m_\beta^\nu \leq Q_\beta - E_{max,e^-}$. Au premier trimestre 2022, cette méthode a permis de fixer $m_\beta^\nu < 0.8 \text{ eV}/c^2$ [47]. La même méthode de mesure directe peut être utilisée pour m_{ν_μ} et m_{ν_τ} , cependant, les désintégrations sont plus difficiles à produire et à interpréter pour les saveurs muonique et tauique. En effet, l'étude de m_{ν_μ} au travers de la décroissance $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ demande de connaître précisément la masse des pions, de les produire (avec un faisceau de proton sur une cible de graphite par exemple) et de mesurer correctement les produits de désintégrations du muon. Quant à $m_{\nu_{\tau}}$, la désintégration $\tau^- \rightarrow W^- + \nu_{\tau}$ (obtenue par collisions $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$) demande elle-aussi de connaître très précisément la masse du W^- .

1.6.2 Limites cosmologiques

La cosmologie permet également d'établir une limite sur la masse des neutrinos. Deux méthodes d'étude peuvent contraindre cette masse.

La première porte sur les caractéristiques du fond diffus cosmologique (un rayonnement électromagnétique émis quelques centaines de milliers d'années après le big-bang). Celui-ci présente des fluctuations qui sont liées aux propriétés de la matière et dépendent notamment de la masse totale des neutrinos $\Sigma = \sum_{i=1}^3 m_{\nu_i}$. Il est possible de contraindre Σ en comparant les modèles décrivant le fond diffus cosmologique aux observations. Toutefois, le lien entre masse des neutrinos et fluctuations du fond diffus cosmologique dépend du modèle étudié.

Actuellement, la meilleure limite sur la masse des neutrinos est $\Sigma < 0.12 \text{ eV}$, dans le cadre du modèle λ_{CDM} (un univers homogène et isotrope en expansion accélérée avec λ la constante cosmologique et CDM pour "Cold Dark-Matter"), par le sondage cosmologique réalisé par la mission Planck en 2018 [60].

La seconde méthode repose sur la dispersion temporelle du flux de neutrinos issus d'une supernova (implosion d'une étoile en fin de vie). Cependant, l'occurrence de supernova est rare et il existe de nombreuses incertitudes sur les modèles décrivant leurs explosions. L'idée est que les neutrinos les plus énergétiques voyagent plus vite que les autres, la comparaison entre leur énergie et leur temps d'arrivée permet de contraindre leur masse. L'étude des neutrinos de la supernova SN1987A donne une limite peu compétitive de $m_\nu < 12 \text{ eV}$ [61], ce qui deux ordres de grandeurs supérieurs aux limites établies avec l'étude cinématique ou les fluctuations

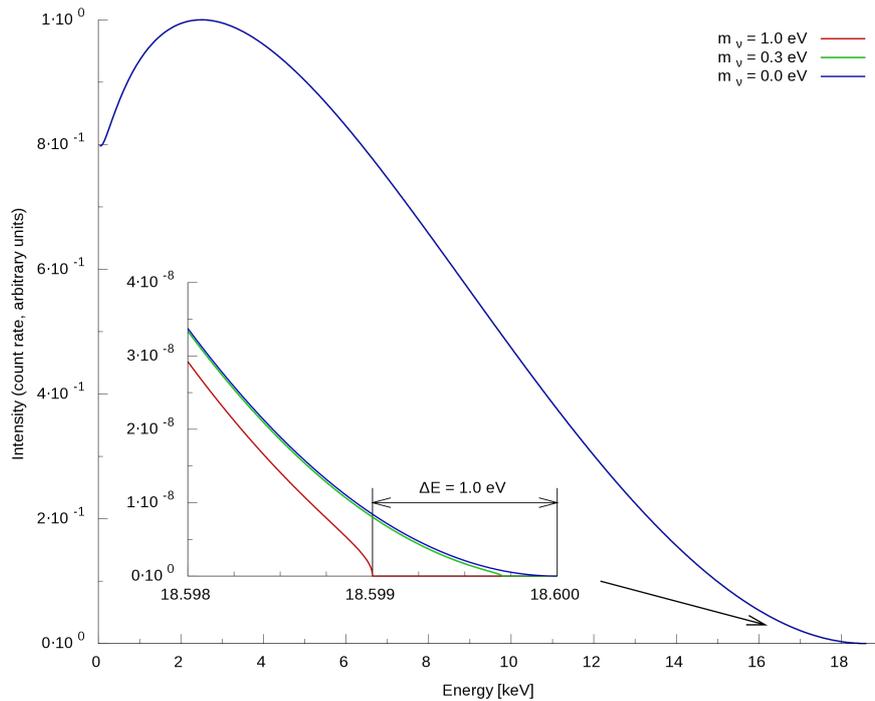


FIGURE 1.6 – En bleu, représentation du spectre en énergie de la désintégration β du tritium dans le cas d'un neutrino sans masse avec, au centre de l'image, un agrandissement de la partie à haute énergie. La présence d'un neutrino massif dans la désintégration a pour effet de diminuer l'énergie maximale des électrons. Les courbes rouge et verte correspondent respectivement à une masse du neutrino de 1 eV et 0.3 eV. Le ΔE illustre le principe de mesure de la masse du neutrino utilisé dans KATRIN. Source : *Zykure, CC BY-SA 3.0, commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=13493000*

du fond diffus cosmologique.

1.6.3 Double désintégration bêta sans émission de neutrino

Si le neutrino est une particule de Majorana, la double désintégration bêta sans émission de neutrino constitue l'une des méthodes les plus intéressantes pour accéder à la masse des neutrinos. En effet, la demi-vie de ce processus est liée à la masse effective du neutrino de Majorana $(m_{\beta\beta}^\nu)^2 = \left| \sum_{i=1}^3 m_i U_{ei}^2 \right|^2$ (m_i étant les états de masse du neutrino et U_{ei} les éléments de la première ligne de la matrice PMNS 1.19), cf. équation 2.4 détaillée au Chap. 2. Les coefficients de ce terme de masse effective dépendent de la hiérarchie de masse, ce qui signifie que les demi-vies attendues ne sont pas les mêmes si l'ordre de masse est normal ou inverse. Toutefois, de nombreuses incertitudes pèsent sur les coefficients permettant de lier $m_{\beta\beta}^\nu$ à la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$. Cette masse effective du neutrino de Majorana dépend des modèles utilisés (cf section 2.1.2).

La recherche de ce processus est un sujet actif (voir 2.2) mais, pour l'instant, en l'absence d'observation, seules des limites ont pu être établies. Actuellement ce sont les expériences GERDA et KamLAND-Zen qui détiennent les meilleures limites avec, respectivement $m_{\beta\beta}^\nu < (79 - 180)$ meV [62] et $m_{\beta\beta}^\nu < (36 - 156)$ meV [63].

	Cosmologie	Désintégration β	Désintégration $0\nu\beta\beta$
Observable	$\Sigma = \sum_i m_i$	$(m_\beta^\nu)^2 = \sum_i U_{ei} ^2 m_i^2$	$(m_{\beta\beta}^\nu)^2 = \sum_i U_{ei}^2 m_i ^2$
Limite	$\Sigma < 0.11 - 0.6 \text{ eV}$	$m_\beta^\nu < 0.8 \text{ eV}$	$m_{\beta\beta}^\nu < 36 - 156 \text{ meV}$
Ref.	[60]	[47]	[63]
Incertitudes	Modèles Cosmo, Multi-paramètres	Cinématique pure	Nature du neutrino, Matrices nucléaires

TABLE 1.3 – Comparaison des observables de masses issues de la cosmologie, de la mesure directe et de la recherche de la désintégration $0\nu\beta\beta$, ainsi que leurs principales caractéristiques.

1.6.4 Mesures de masse et détermination de l'ordre de masse

L'étude de la désintégration $0\nu\beta\beta$ peut contraindre la hiérarchie, car cette observable renseigne sur la somme des états de masse associés au neutrino électronique $m_{\beta\beta}^\nu$.

Comme évoqué dans la description du problème de l'ordre de masse (paragraphe 1.5.2), l'état de masse le plus léger (ν_1 - NO ou ν_3 - IO) est composé de proportions d'états de saveur, ainsi que de phases de Majorana différentes, selon que l'on suive la hiérarchie normale ou inverse. Si les paramètres d'oscillation permettent de définir la composition en terme d'états de saveurs, en revanche ils ne nous disent rien sur les phases de Majorana $\eta_{1,2}$ (voir eq. 1.19). En faisant varier librement ces phases η , on obtient l'ensemble des valeurs accessibles à $m_{\beta\beta}^\nu$. Il en résulte les extremums suivants [64] :

$$\begin{aligned}
 m_{\beta\beta}^{\max} &= \sum_{i=1}^3 |U_{ei}^2| m_i \\
 m_{\beta\beta}^{\min} &= \max \{ 2 |U_{ei}^2| m_i - m_{\beta\beta}^{\max}, 0 \} \quad i = 1, 2, 3.
 \end{aligned}
 \tag{1.41}$$

La figure 1.7 donne la représentation usuelle des valeurs que peut prendre $m_{\beta\beta}^\nu$ (qui est associée à la saveur électronique), en fonction de la masse du neutrino le plus léger m_{lightest} . Elle fait apparaître trois régions distinctes. Deux sont associées à un ordre de masse donné, normal pour l'une (en bleu dans la figure), inverse pour l'autre (en vert). Une troisième région, où l'ordre de masse est dit dégénéré, correspond à l'espace des phases où les deux hiérarchies sont indiscernables ($|\Delta m_{23}|^2 \sim 0$). Cette représentation, introduite par F. Vissani [64] met en lumière l'important rôle que peut avoir l'étude de la double désintégration bêta sans émission de neutrino dans la détermination de la hiérarchie de masse. L'absence d'observation de ce processus permet de placer une limite supérieure sur $m_{\beta\beta}^\nu$ (matérialisée par la région en rouge).

Les autres observables de mesure de masse, synthétisées dans le tableau 1.3, permettent d'ajouter des contraintes sur la masse du neutrino le plus léger. Ces dernières sont représentées par les zones colorées en gris (limites cosmologique) et en jaune (mesure de différence de masse par KATRIN).

Si l'absence d'observation de désintégration $0\nu\beta\beta$ se poursuit, l'ordre de masse inverse pourra être exclu (à la condition que le neutrino soit une particule de Majorana). A l'inverse, l'observation de ce processus permettrait de déterminer si l'ordre de masse est normal, inverse ou dégénéré (du fait des limites cosmologiques, ce dernier est peu probable). L'espace des phases accessible est ainsi restreint à la zone non-colorée gris/rouge de la figure 1.7.

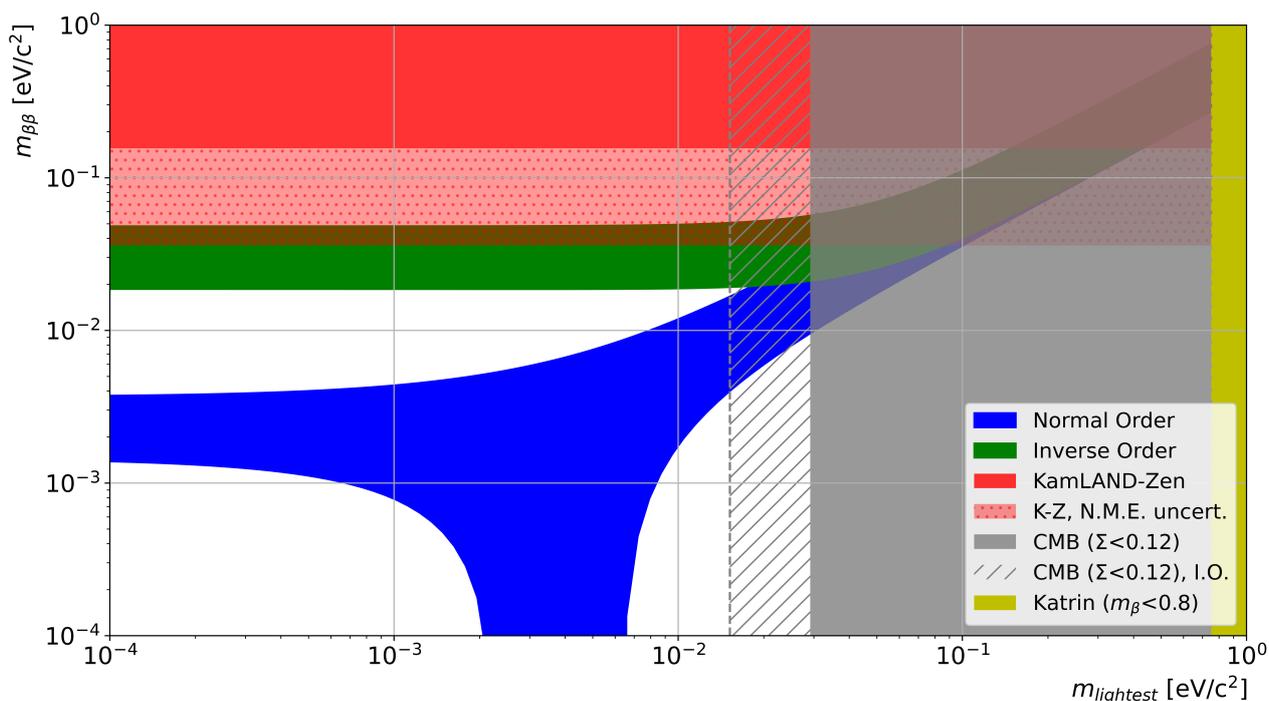


FIGURE 1.7 – Masse effective du neutrino de Majorana en fonction de la masse du neutrino le plus léger.

Région verte : espace de phase couvert par l'ordre de masse inversé; Région bleue : région autorisée dans le cas d'un ordre de masse normal. La région où les deux se recouvrent est appelée région "quasi-dégénérée", correspondant aux $|\Delta m_{23}|^2 \sim 0$. Espace des phases calculé selon l'eq. 1.41, avec les valeurs centrales de NuFit 5.1 [51] tenant compte des observations atmosphériques de Super-Kamiokande.

Zones d'exclusions : La région rouge [63] est exclue dans le cas où le neutrino est une particule de Majorana (la zone avec des points rouges sur fond rouge est exclue selon les valeurs d'éléments de matrice nucléaire retenus, voir Chap. 2). La région jaune est strictement exclue par les mesures cinématiques de KATRIN [47]. La région grise est exclue par les modèles cosmologiques [60], en gris plein quelque soit la nature du neutrino, en gris hachuré si l'ordre de masse est inverse.

1.7 Conclusion

L'histoire de la physique du neutrino remonte au problème posé par le spectre continu de la désintégration β (1914), qui n'a été compris qu'avec l'ajout d'un fermion neutre dans la réaction (1930). Sa découverte en 1956 ouvre la porte à l'existence de particules de Majorana, qui ont la particularité d'être indissociables de leurs antiparticules (proposées en 1937). Un des mécanismes les plus sensibles pour vérifier si les neutrinos sont des particules de Majorana est la mesure d'une double désintégration bêta sans émission de neutrino (1982), mais celle-ci reste inobservée. La certitude qu'au moins deux des trois états propres de masses ont une valeur non nulle, acquise avec la découverte de l'oscillation des neutrinos (2001), a relancé l'intérêt pour la recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino.

Confirmer l'hypothèse des neutrinos de Majorana permettrait de dévoiler le mécanisme qui leur confère une masse, orientant les théories de physique au-delà du modèle standard. Elle rétablirait aussi les deux états de parité tout en décrivant un mécanisme de non-conservation du nombre leptonique qui pourrait justifier l'absence d'antimatière.

En plus de ces nombreuses implications théoriques, la mesure d'une désintégration $0\nu\beta\beta$ est

aussi une opportunité pour déterminer l'ordre de masse des neutrinos.

Chapitre 2

Décroissances double bêta et expériences dédiées

Sommaire

2.1	La décroissance double bêta	29
2.1.1	La double désintégration bêta du modèle standard	30
2.1.2	Double désintégration bêta sans émission de neutrino	32
2.1.3	Isotopes autorisant la décroissance double bêta	38
2.1.4	Intérêt du xénon-136	39
2.2	Expériences recherchant la double décroissance bêta sans neutrino	40
2.2.1	Trajecto-calorimètre	43
2.2.2	Les chambres à projection temporelle (TPC)	43
2.2.3	Liquide scintillant enrichi en isotope candidat	47
2.2.4	Bolomètres	49
2.2.5	Semiconducteurs	50

Ce chapitre est dédié à la description des mécanismes donnant possiblement lieu à la décroissance double bêta, noté $\beta\beta$, ainsi que son intérêt pour définir la nature du neutrino et mesurer la masse de celui-ci. Nous évoquerons ensuite les contraintes expérimentales relatives à la détection de cette décroissance, suivi par une description des nombreux détecteurs en fonctionnement ou en projet, qui cherchent à observer cette désintégration $\beta\beta$.

2.1 La décroissance double bêta

La double décroissance bêta est une transition atomique de second ordre dans laquelle deux neutrons se transforment en deux protons et deux électrons, ainsi que deux antineutrinos dans le cas du modèle standard ($2\nu\beta\beta$). Si le neutrino est une particule de Majorana, la double désintégration bêta pourrait également se produire sans émettre de neutrino ($0\nu\beta\beta$), violant ainsi la conservation du nombre leptonique qui ne serait plus une loi de conservation fondamentale. L'observation de cette désintégration aurait alors des implications profondes pour la physique des particules, notamment pour expliquer la domination de la matière sur l'antimatière, ainsi que pour décrire les écarts de masse entre les neutrinos et les autres particules. Ces deux désintégrations $2\nu\beta\beta$ et $0\nu\beta\beta$ sont représentées à la figure 2.1.

Dans les deux cas, la transition $\beta\beta$ n'est possible que lorsque la désintégration simple β est énergiquement interdite ($M(\frac{A}{Z}X) < M(\frac{A}{Z+1}Y)$) ou fortement contrainte par la conservation du spin. Il n'y a donc qu'un nombre réduit de noyaux qui peuvent potentiellement être émetteurs de double-bêta (avec ou sans neutrinos). Cette configuration se produit préférentiellement dans les noyaux pair-pair (nombres pairs de protons et de neutrons), configuration qui a pour effet

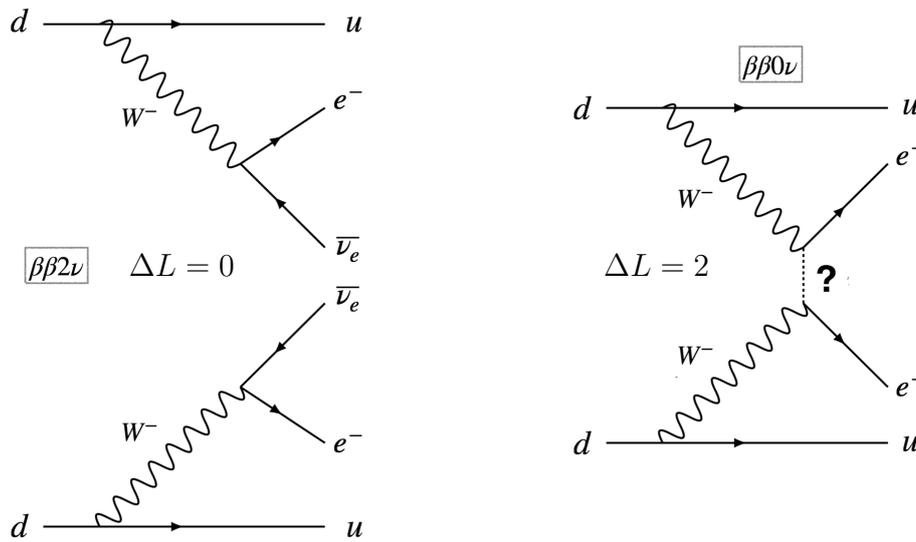


FIGURE 2.1 – Diagrammes de Feynman de la double désintégration bêta du modèle standard (avec neutrino - $2\nu\beta\beta$) à gauche et sans émission de neutrino ($0\nu\beta\beta$) à droite. Le point d’interrogation représente le mécanisme à l’origine de la violation du nombre leptonique, qui peut s’expliquer par différentes théories faisant toutes appels à des neutrinos de Majorana d’après le théorème de Schechter et Valle [25].

d’abaisser le niveau d’énergie de l’état fondamental. Un exemple pour les éléments isobars à $A=136$ est donné dans la figure 2.2.

Il existe des modes équivalents à cette désintégration, avec la double capture électronique (CE-CE), la transmutation de deux protons en deux neutrons avec émission de deux positrons ($\beta^+\beta^+$) et la combinaison β^+ -CE. Ils sont cependant prédits avec des taux de production très faibles [66], les rendant bien plus difficiles à mettre en évidence. Pour cette raison, la désintégration $\beta^-\beta^-$ est le canal préférentiel pour tester expérimentalement la symétrie du nombre leptonique et déterminer si les neutrinos peuvent être leurs propres antiparticules.

2.1.1 La double désintégration bêta du modèle standard

La double désintégration bêta autorisée par l’interaction électro-faible du modèle standard ($2\nu\beta\beta$) voit la transmutation de deux neutrons en deux protons avec une émission de deux électrons assortis de deux antineutrinos électroniques :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$$

Elle obéit au principe de conservation du nombre leptonique L . L’énergie produite par cette désintégration est partagée entre les électrons et les neutrinos de manière aléatoire. Du fait de la faible section efficace des neutrinos, les expériences ne mesurent que l’énergie emportée par les électrons. Comme pour la désintégration β , il en résulte un spectre en énergie continu entre 0 et l’énergie de transition, notée $Q_{\beta\beta}$. $Q_{\beta\beta}$ est défini comme :

$$Q_{\beta\beta} = M\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z \end{smallmatrix} X\right) - M\left(\begin{smallmatrix} A \\ Z+2 \end{smallmatrix} Y\right) \quad (2.1)$$

avec M la masse du noyau, X l’élément en question, A son nombre de masse et Z son nombre de protons.

La première mesure directe d’une double désintégration bêta du modèle standard a eu lieu pour la première fois en 1987 [27], 52 ans après que M. Goeppert-Mayer l’ait prédite [12].

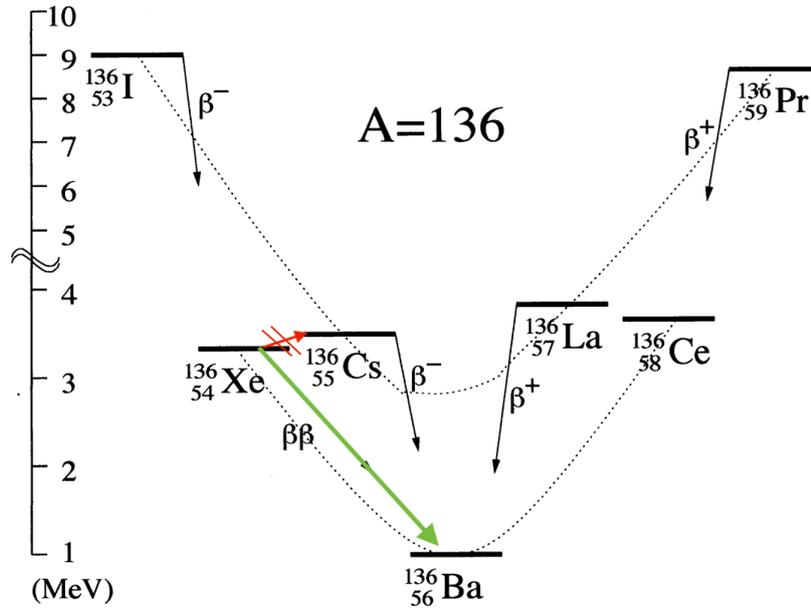


FIGURE 2.2 – Parabole des masses pour les éléments isobars à $A=136$ [65]. La flèche rouge barrée indique qu'il n'est pas possible de passer de $Z=54$ à $Z=55$ du fait des masses des éléments, la flèche verte indique la possibilité de transmuter à $Z=56$.

Depuis, elle a été observée avec des demi-vies $T_{1/2}^{2\nu}$ comprises entre 10^{18} et 10^{21} ans selon les noyaux [67]. Elle revêt un intérêt fondamental pour le calcul des éléments de matrices nucléaires (NME) servant à définir la probabilité de transition nucléaire :

$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = (g_A^{eff,2\nu})^4 G^{2\nu} |M^{2\nu}|^2 \quad (2.2)$$

avec $G^{2\nu}$ le facteur d'espace de phase ; $M^{2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire et $g_A^{eff,2\nu}$ la constante de couplage vectoriel axial :

- Le facteur d'espace de phase dépend de $Q_{\beta\beta}$ et des différentes configurations possibles pour les électrons et neutrinos dans l'état final. Il est possible d'en calculer la valeur exacte analytiquement [68].
- Le NME doit être calculé numériquement (il n'existe pas de formule analytique) pour chaque noyau. Les masses généralement élevées rendent ces calculs complexes. Plusieurs modèles ont ainsi été développés, mais ils ne s'accordent pas tous sur les résultats, variant parfois du simple au triple [69].
- La constante de couplage, qui vaut 1 pour des interactions purement leptoniques, est modifiée lorsque les interactions impliquent des hadrons (1.27 pour un nucléon libre, entre 0.6 et 0.9 pour la désintégration β). On a alors une valeur "effective" de g_A , qui ne peut être déterminée que de manière expérimentale. Il est, là encore, nécessaire de recueillir des données expérimentales pour pouvoir contraindre cette variable.

En l'état, la comparaison entre les demi-vies mesurées et les prédictions théoriques suggère une valeur de g_A qui soit dépendante du numéro atomique A de l'élément considéré, avec $g_A = 1.27A^{-0.18}$ [70]. On peut ainsi résumer :

$$g_A = \begin{cases} g_{quark} & = 1 \\ g_{\beta}^{eff} & = [0.6 ; 0.9] \\ g_{nucleons}^{eff} & = 1.27 \\ g_{2\nu\beta\beta}^{eff} & = 1.27 A^{-0.18} \end{cases} \quad (2.3)$$

Afin de contraindre au mieux ces différentes variables, l'étude approfondie des désintégrations $2\nu\beta\beta$ est capitale.

2.1.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrino

Sa description remonte à 1939, quand W.H. Furry proposa la transition $0\nu\beta\beta$ où $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$ [15]. Du fait de l'absence de neutrino dans l'état final, la mesure de son spectre en énergie donne un résultat discret, avec un pic à la valeur de l'énergie de désintégration (hors recul du noyau). Aujourd'hui interdite par le modèle standard du fait de la non conservation du nombre leptonique, elle était favorisée face à la $2\nu\beta\beta$ à l'époque de sa description, du fait de la méconnaissance de la chiralité et d'un nombre d'états finaux plus faible.

Son observation aurait trois grandes implications :

- La violation du nombre leptonique L étayerait le rôle des neutrinos dans la création de l'asymétrie matière-antimatière dans l'univers.
- L'observation de la désintégration $0\nu\beta\beta$ n'est possible que si les neutrinos sont des particules de Majorana (massives). Cette propriété apporterait une justification à l'échelle des masses des fermions.
- Enfin, la demi-vie de la $0\nu\beta\beta$ est directement liée à l'ordre de masse des neutrinos. En effet, la demi-vie $T_{1/2}$ dépend de la masse effective $m_{\beta\beta}$, qui est une combinaison linéaire des états de masse interagissant avec l'électron (voir eq. 2.5).

Demi-vie et masse effective

Dans le cas où l'échange de neutrinos légers de Majorana est la contribution dominante de la $0\nu\beta\beta$ (la sous-section suivante présente des alternatives à ce mécanisme), la période de demi-vie s'exprime de façon similaire à 2.2, mais dépend en plus de la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino échangé [26] :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = (g_A^{eff,0\nu})^4 G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \left(\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right)^2 \quad (2.4)$$

Cette masse effective est définie par :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 m_i U_{ei}^2 \right| \quad (2.5)$$

Avec m_e la masse de l'électron, m_i les états de masse du neutrino et U_{ei} les éléments de la matrice PMNS 1.19 intervenant lors de l'interaction avec des électrons et prenant en compte les deux phases de Majorana $e^{im_{2,3}}$.

Ainsi, une observation de la décroissance $0\nu\beta\beta$ permettra de définir un intervalle dans lequel se trouve la masse effective $m_{\beta\beta}$, avec des incertitudes liées à l'élément de matrice nucléaire $M^{0\nu}$ et à la constante de couplage $g_A^{eff,0\nu}$ (généralement prise à $g_A = 1.27$).

L'absence d'observation permet de définir une limite supérieure sur la masse effective, limite qui dépend elle aussi de $M^{0\nu}$ et de $g_A^{eff,0\nu}$.

Pour s'affranchir des incertitudes sur ces valeurs, il est possible de calculer le rapport des NME de deux isotopes I_1 et I_2 du même élément, $\mathcal{R}_{0\nu}(I_1, I_2)$, lorsque les facteurs de phase G et les demi-vies $T_{1/2}$ sont bien connus. Le rapport $\mathcal{R}_{0\nu}(I_1, I_2)$ est défini comme

$$\mathcal{R}_{0\nu}(I_1, I_2) = \frac{|M^{0\nu}(I_2)|}{|M^{0\nu}(I_1)|} = \sqrt{\frac{G^{0\nu}(I_1) \cdot T_{1/2}^{0\nu}(I_1)}{G^{0\nu}(I_2) \cdot T_{1/2}^{0\nu}(I_2)}} \left(\frac{(g_A^{eff,0\nu})(I_1)}{(g_A^{eff,0\nu})(I_2)} \right)^2 \quad (2.6)$$

Comme illustré dans la figure 1.5, le neutrino le plus léger est une combinaison linéaire de coefficients d'états de saveur, qui diffère selon que l'ordre de masse est normal ou inversé. Ce mélange influence la masse effective au travers des coefficients de U_{ei} .

Or, la représentation de cette masse effective en fonction de la masse du neutrino le plus léger permet d'établir trois régions privilégiant l'un ou l'autre des ordres de masse (voir figure 1.7). On voit alors que l'équation 2.4 consacre le lien entre l'ordre de masse et la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$. En l'absence d'observation de la $0\nu\beta\beta$, les limites sur la demi-vie permettent d'exclure certaines régions, son observation viendrait quant à elle fixer un des paramètres de l'espace des phases.

Néanmoins, comme la demi-vie de cette désintégration est largement dépendante des éléments de matrice nucléaire (NME) et de la constante de couplage effective ($g_A^{eff,0\nu}$), la prédiction de cette observation dépend des modèles.

Mécanismes d'échanges des neutrinos

Parmi les nombreuses questions soulevées, se pose celle du mécanisme à l'origine de la violation du nombre leptonique, illustré par un "?" dans la figure 2.1 droite. De nombreuses propositions théoriques existent [71], qui ont toutes recours à un neutrino de Majorana massif, comme l'ont montré J. Schechter et J.W.F. Valle [25].

La figure 2.3 donne une représentation des spectres en énergie attendus pour les différents

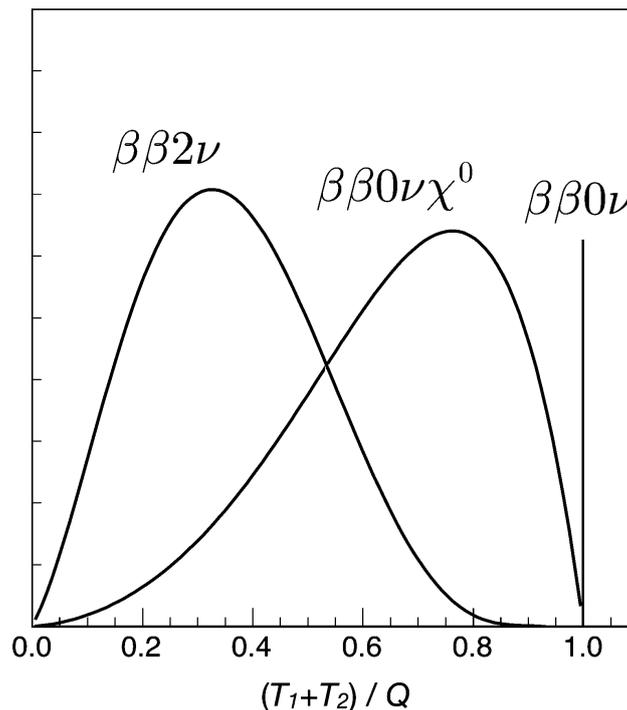


FIGURE 2.3 – Représentation des spectres attendus pour différents mécanismes de double désintégration β [71], avec et sans émission de neutrino. $T_{1,2}$ est l'énergie cinétique des deux électrons, Q l'énergie maximale de la désintégration. χ^0 désigne un hypothétique boson appelé "Majoron".

processus (dont la $2\nu\beta\beta$). Le spectre (en énergie) total de la désintégration $\beta\beta$ est la somme des spectres de chaque mécanisme participant à cette désintégration, pondéré par leurs fréquences. Parmi les mécanismes les plus populaires à l'origine des différentes signatures énergétiques (dépendantes de l'état final), on peut mentionner :

- **Interaction par courant faible gauche ($V-A$)**, autrement appelé échange de neutrino légers de Majorana ou simplement mécanisme de masse. Il est celui qui requiert le moins de modifications théoriques et qui sert généralement d'hypothèse de base pour lier la demi-vie à l'ordre de masse. Sa signature énergétique est représentée par le pic annoté " $0\nu\beta\beta$ " dans la figure 2.3. Cette forme monochromatique survient car seuls des électrons sont présents dans l'état final (en plus des protons).

Pour bien comprendre ce mécanisme, nous allons décomposer la désintégration en étapes (même si le processus est instantané). Dans un premier temps, le noyau père va transformer deux neutrons en deux protons et émettre deux bosons W virtuels. Un de ces bosons va émettre un neutrino léger ν_L (d'hélicité $h \approx -1$ majoritairement négative dans le référentiel de ce même boson).

Du fait de la masse du neutrino, bien que très faible, il est possible que celui-ci subisse une transformation de Lorentz lui donnant une hélicité négative dans le référentiel du boson qui va l'absorber. Une autre façon de le comprendre, est de voir le neutrino comme une superposition des deux états d'hélicités, très majoritairement positive (pour le boson absorbeur), mais pas totalement. C'est la part négative qui sera absorbée au second vertex (par courant faible comme envisagé par Majorana).

Ce processus d'émission-absorption nécessite l'émission de deux électrons pour conserver la charge. Le résultat de cette désintégration est que deux neutrons ont donné deux protons et deux électrons.

- **Interaction par courant faible droit ($V+A$)**, similaire au précédent mécanisme, sa différence réside dans le fait qu'il autorise l'interaction du neutrino par courant droit à un des deux vertex. Cela permet alors de se passer du changement d'hélicité nécessaire dans le cas de l'interaction $V-A$. Il présente toutefois le désavantage de complexifier le lien entre demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ et masse effective, puisque rien ne permet d'affirmer qu'elle sera la même pour les deux types d'interactions. L'ajout d'un courant $V+A$ démultiplie alors les calculs d'éléments de matrice nucléaire, qui doivent être effectués pour chacune des combinaisons courant droit et gauche possibles.

Comme pour $V-A$, le spectre en énergie est mono-énergétique, mais il est possible de distinguer cette interaction $V+A$ par courant droit de l'échange de neutrino léger $V-A$ via la mesure des corrélations angulaires et en énergie des deux électrons (qui auront ici une hélicité positive).

- **Émission de Majoron** (particule hypothétique), ce mécanisme est intéressant à présenter puisqu'il associe l'émission d'un boson léger ou sans masse à celle des deux électrons. Cette particule supplémentaire étant difficile à détecter, elle est susceptible de transformer la forme discrète du spectre en énergie de la $0\nu\beta\beta$ en un spectre continu. Cependant, si la constante de couplage Majoron-neutrino est assez grande, ce spectre restera distinct de celui de la $2\nu\beta\beta$, à la manière de la courbe $\beta\beta 0\nu\chi_0$ de la figure 2.3.

Il existe d'autres modèles, notamment dans le cadre de la super-symétrie, mais quel que soit le mécanisme impliqué, il nécessite toujours que le neutrino soit une particule de Majorana massive. Pour en savoir plus, les trois revues suivantes forment une synthèse assez complète [26, 72, 73].

Contraintes expérimentales : sensibilité au bruit de fond

La recherche des désintégrations $0\nu\beta\beta$, bien qu'au centre d'un important effort expérimental, n'a pas encore abouti. La meilleure limite actuelle donne une demi-vie $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ ans pour le xénon 136 [63]. Pour plus de limites, se référer au tableau 2.1.

Cette durée extrêmement longue rend la recherche de ce canal de désintégration particulièrement complexe du point de vue expérimental. En effet, pour espérer réaliser une telle observation, il

faut une quantité importante d'isotope susceptible de la produire. Dans le cas d'une expérience sans bruit de fond, le nombre d'événements mesurés S est lié à la demi-vie par la relation suivante :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \ln(2) \epsilon \frac{N_A \eta M.t}{W S} \quad (2.7)$$

où ϵ est l'efficacité de détection dans la région d'intérêt (ROI) ; N_A le nombre d'Avogadro ; W la masse atomique ($\sim A$ le nombre de masse) ; η est la proportion d'isotope candidat (appelée abondance) ; M la masse de matière totale ; t le temps d'exposition (durée totale de la prise de données) et S le nombre d'événements $0\nu\beta\beta$. Le produit $M.t$ est appelé exposition (ne tient pas compte de l'abondance en isotope car la masse totale de l'élément est à prendre en compte pour calculer le bruit de fond).

L'équation 2.7 ayant une relation linéaire avec l'exposition MT, avec l'efficacité ϵ et avec l'abondance η , on comprend bien l'intérêt de maximiser ces paramètres dans l'optique de mesurer une demi-vie très longue.

En présence de bruits de fond, les événements dans la ROI peuvent être soit un signal (noté S), soit provenir du bruit de fond (où B est le nombre d'événements issus du bruit de fond). Se pose alors la question d'estimer la probabilité d'avoir un excès de signal en comparaison du bruit de fond. On notera les événements identifiés dans la ROI comme $\bar{N} = S + B$.

Dans le cas d'une détection purement calorimétrique de l'énergie déposée, affirmer la détection d'une $0\nu\beta\beta$ impose que le nombre d'événements (noté S) $0\nu\beta\beta$, soit supérieur aux fluctuations statistiques [74], à un niveau de confiance n_σ donné. Pour des fluctuations gaussiennes sur \bar{N} , l'écart-type vaut $\sqrt{\bar{N}} = \sqrt{S + B}$, on cherche alors :

$$S \geq n_\sigma \sqrt{S + B} \quad (2.8)$$

En considérant la valeur minimale $S = n_\sigma \sqrt{S + B}$, on peut réécrire l'équation 2.7 dans le cas d'une expérience avec du bruit de fond. En effet, en fixant le ratio signal sur bruit attendu $\frac{S}{B} = R_{sb}$, $\sqrt{S + B} = \sqrt{B} \sqrt{R_{sb} + 1}$ [75], on trouve

$$S = n_\sigma \sqrt{R_{sb} + 1} \sqrt{B} \quad (2.9)$$

$$\Rightarrow T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\epsilon \ln(2)}{n_\sigma \sqrt{R_{sb} + 1}} \cdot \frac{\eta N_A}{W} \cdot \frac{M.t}{\sqrt{B}} \quad (2.10)$$

Dans le cas d'un détecteur idéal, où les bruits de fond (liés à l'environnement, aux matériaux de construction *etc.*) ont été minimisés, il reste toujours le bruit de fond lié au volume d'émetteur $\beta\beta$, qui est proportionnel à la masse de ce dernier. Pour un temps d'exposition suffisamment long, la probabilité d'obtenir un coup de bruits dans la ROI est proportionnelle au nombre total de coups par unité de masse c (en coups/(keV.kg.an)), à la résolution en énergie Δ_E (en keV) et à l'exposition (kg.an) [71] :

$$B = c \cdot \Delta_E \cdot M.t \quad (2.11)$$

On peut finalement écrire l'équation 2.7 en présence de bruits de fond :

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{\epsilon \ln(2)}{n_\sigma \sqrt{R_{sb} + 1}} \cdot \frac{\eta N_A}{W} \cdot \sqrt{\frac{M.t}{c \cdot \Delta_E}} \quad (2.12)$$

Avec n_σ l'intervalle de confiance ; c nombre de coup de bruit de fond et Δ_E la résolution en énergie. Le lien entre la période de demi-vie accessible et la présence ou non de bruits de fond dans le volume peut s'exprimer par

$$T_{1/2}^{0\nu} \propto \begin{cases} M.t & (\text{Sans bruit de fond dans le volume}) \\ \sqrt{M.t} & (\text{Avec bruit de fond dans le volume}) \end{cases} \quad (2.13)$$

Cette dépendance ne s'applique pas lorsque le bruit de fond est dominé par les matériaux de construction ou l'instrumentation du détecteur, ces sources de nuisance supplémentaires doivent elles-aussi être minimisées.

L'intérêt d'une expérience sans bruit de fond apparaît évident, puisqu'en son absence, la mesure de la demi-vie est proportionnelle à l'exposition, alors qu'en présence de bruits de fond, la mesure n'évolue que comme la racine carrée de cette exposition. Pour augmenter d'un ordre de grandeur la mesure sur la demi-vie, il faudrait alors multiplier par 100 l'exposition, ce qui n'est pas une solution vu les demi-vies attendues sur la $0\nu\beta\beta$. Cette déduction suscite néanmoins une nouvelle interrogation :

à partir de quand peut-on considérer qu'une expérience est sans bruit de fond ?

En partant des équations 2.8 et 2.11 et attendant $\mathcal{O}(1)$ événements, le critère minimal pour considérer une expérience comme sans bruit de fond est donc

$$B = c.\Delta_E.M.t < 1 \quad (2.14)$$

C'est à cette définition que la mention "zéro bruit de fond" fera référence dans les lignes et chapitres suivants.

En combinant les équations 2.4 avec 2.7 (ou 2.12 avec bruit de fond), il est possible d'obtenir $S(m_{\beta\beta})$ la sensibilité à la masse effective du neutrino (la masse mesurable du neutrino de Majorana impliqué dans la $0\nu\beta\beta$) :

$$\begin{aligned} S(m_{\beta\beta}) &= \sqrt{\frac{m_e^2}{(g_A^{eff,0\nu})^4 G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2}} \sqrt{\frac{W}{\eta \epsilon N_A \ln(2)}} \left(\frac{S}{M.t}\right)^{1/2} \quad (\text{Sans bruit de fond}) \\ S(m_{\beta\beta}) &= \sqrt{\frac{m_e^2}{(g_A^{eff,0\nu})^4 G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2}} \sqrt{\frac{W}{\eta \epsilon N_A \ln(2)}} \left(\frac{n_\sigma^2 \cdot c \cdot \Delta_E}{M.t}\right)^{1/4} \quad (\text{Avec bruit de fond}) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Pour calculer cette sensibilité, la valeur de la constante de couplage effective est généralement fixée à $g_A = 1.27$.

On constate que le bruit de fond réduit les effets de l'exposition lors de la mesure de la masse effective bien plus que pour la mesure de la demi-vie. Il est donc d'autant plus important de s'en prémunir pour sonder de faibles valeurs de masse.

Stratégies d'exclusions des bruits de fond

Nous avons vu précédemment qu'il est nécessaire de réduire au mieux les bruits de fond afin de maximiser le potentiel de détection. Avant de considérer les stratégies d'exclusion de ceux-ci, il est nécessaire de présenter les principales caractéristiques de ces bruits de fond.

Le premier bruit de fond est celui qui restera impossible à retirer : la désintégration $2\nu\beta\beta$ de l'isotope étudié. Afin de le minimiser au mieux, une **excellente résolution en énergie** est nécessaire, de manière à réduire la ROI. Une meilleure connaissance du spectre en énergie de la $2\nu\beta\beta$ (cf Fig. 2.3) et en particulier de sa forme aux environs de $Q_{\beta\beta}$ constituera un atout. Il existe néanmoins une façon de minimiser ce bruit de fond en utilisant un élément ayant une longue période de demi-vie dans le canal $2\nu\beta\beta$. Le rapport signal sur bruit entre les canaux $0\nu\beta\beta$ et $2\nu\beta\beta$ doit être maximisé. Celui-ci se calcule de la façon suivante [76] :

$$\frac{S}{B} \propto \left(\frac{Q_{\beta\beta}}{\Delta_E}\right)^6 \frac{(T_{1/2}^{2\nu})}{(T_{1/2}^{0\nu})} \quad (2.16)$$

avec $Q_{\beta\beta}$ l'énergie de la désintégration, Δ_E la résolution en énergie du détecteur, $T_{1/2}^{2\nu,0\nu}$ les périodes de demi-vie des doubles désintégrations bêta avec et sans neutrinos, respectivement.

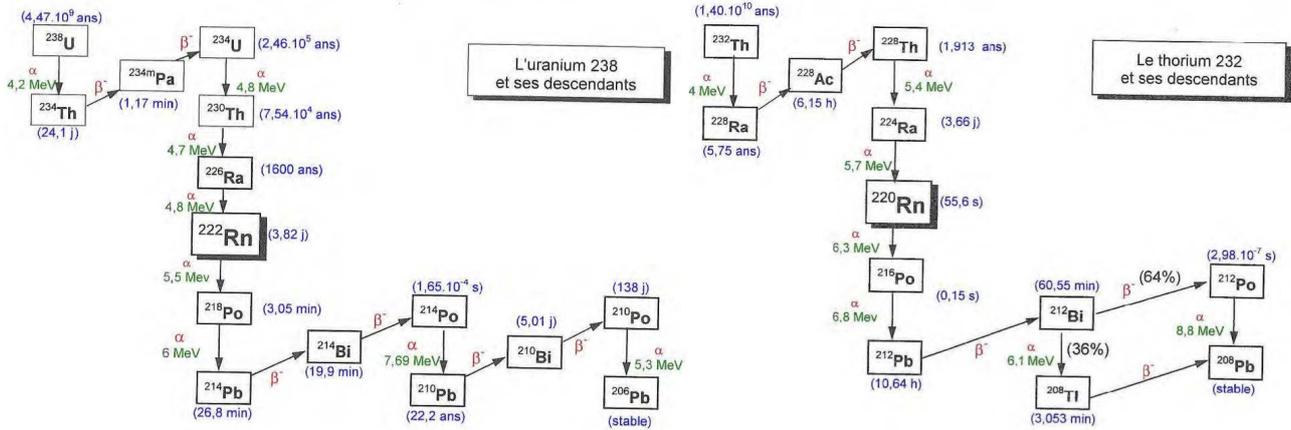


FIGURE 2.4 – Chaînes de désintégrations de l'uranium 238 (gauche) et du thorium 232 (droite) [77]

Viennent ensuite les bruits de fond issus de contaminants naturels, tels que l'uranium 238 ou le thorium 232, et leurs descendants (voir figure 2.4). Bien que les demi-vies associées à ces chaînes de désintégration soient comparables à l'âge de l'univers, ces périodes restent courtes au regard de la demi-vie attendue pour la $0\nu\beta\beta$. Les éléments particulièrement gênants sont ceux qui présentent une importante énergie de désintégration (> 2 MeV), qui est du même ordre de grandeur que les candidats à la $0\nu\beta\beta$. Les désintégrations du thallium-208 et du bismuth-214 en particulier, sont dans la ROI de la plupart des émetteurs $\beta\beta$.

Pour s'en prémunir, il est nécessaire de **choisir des matériaux "radio-pur"** et d'éviter les expositions au ^{222}Rn ambiant (issu de la chaîne du ^{238}U). La **fiducialisation du détecteur** est aussi un moyen de réduction du bruit de fond, puisque les désintégrations liées au ^{222}Rn ont lieu principalement à la surface des matériaux.

Les chaînes de ^3H , ^{14}C et ^{40}K n'ont pas d'élément à grande énergie de désintégration, il est ainsi possible de négliger leurs bruits de fond.

La radioactivité naturelle issue de l'environnement du détecteur est aussi une source de bruit significative. Il sera nécessaire d'**encapsuler le détecteur à l'intérieur d'une grande quantité de matériaux radio-purs**, tel que le plomb archéologique ou le cuivre (l'eau, l'azote liquide ou certains matériaux synthétiques tel que le PTFE ou le nylon sont aussi possibles), afin d'éviter que des rayonnements γ ou des neutrons n'atteignent la zone de détection.

Enfin, le flux de muons cosmiques constitue aussi une contribution non négligeable. Dans ce cas, comme l'interaction primaire peut déposer beaucoup d'énergie, il est possible d'**appliquer un veto**. En revanche, l'activation d'éléments à longue durée de vie et la production de neutrons secondaires sont les principales sources de bruits de fond dans la ROI de la $0\nu\beta\beta$.

Pour minimiser l'effet de ces muons cosmiques, le détecteur doit être installé dans un **laboratoire souterrain** à grande profondeur.

En plus de ces différentes techniques passives de suppression du bruit de fond, il existe aussi un arsenal de méthodes d'analyse des données.

La plus évidente (mais toute théorique) se base sur la **topologie de la $0\nu\beta\beta$** . Celle-ci est caractérisée par deux électrons issus du même vertex. En identifiant la position des dépôts d'énergie il est alors possible de rejeter les événements présentant des traces incompatibles avec

le processus recherché.

L'**échantillonnage temporel** peut aussi prévenir le bruit de fond. L'exemple type est celui du processus du BiPo, où la désintégration du ^{214}Bi est suivie par celle du ^{214}Po avec une demi-vie de $164 \mu\text{s}$. Ainsi il est préférable de rejeter les événements dans la ROI lorsqu'ils sont suivis d'un événement de 7.8 MeV .

La dernière technique, qui n'a toutefois pas encore fait ses preuves, serait d'**identifier l'élément fils** produit lors d'une désintégration $\beta\beta$, consécutivement à un signal dans la ROI, notamment avec de l'imagerie par fluorescence [78]. Cela permettrait de s'assurer qu'on a bien un événement issu d'une désintégration $\beta\beta$, laissant entrevoir la possibilité d'un détecteur zéro bruit de fond.

Sensibilité à la demi-vie : potentiel de découverte et limite d'exclusion

A partir des éléments précédents, il est important pour chaque expérience d'estimer les résultats attendus, l'objectif premier étant de quantifier la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$, si elle existe. Les limites expérimentales font que deux expériences ayant la même masse d'isotope candidat n'auront pas nécessairement les mêmes résultats, c'est la sensibilité expérimentale.

Dans la littérature, les expériences expriment leurs sensibilités de deux façons. La première consiste à proposer un **potentiel de découverte**, donné avec un seuil de confiance à 3σ , qui correspond à la demi-vie pour laquelle les événements dans la ROI ont seulement 0.27% de chances d'être induits par un bruit de fond et plus de 50% de chances d'être causés par un excès de signal. Cette sensibilité correspond à la demi-vie maximale que l'expérience peut découvrir.

La seconde façon de décrire sa sensibilité est de donner une **limite d'exclusion**, qui est la limite inférieure sur la demi-vie, donnée au seuil de confiance de 90% . Elle permet d'affirmer que les événements observés dans la ROI ont au plus 50% de chances d'être liés à un signal, mais 90% de chances d'être du bruit de fond.

Les seuils de confiance pour l'exclusion et la découverte étant différents, les limites à la demi-vie qui en résultent ne sont pas les mêmes. La demi-vie étant inversement proportionnelle au signal (*c.f.* formule 2.7), un seuil plus élevé en terme de signal résultera en la possibilité de sonder des demi-vies plus courtes. Cette proportionnalité explique pourquoi une expérience peut proposer un seuil d'exclusion plus élevé en cas d'absence de signal, comparativement au seuil de découverte si le signal est présent.

Certaines des expériences présentées plus loin dans ce chapitre étant à l'état de R&D ou de démonstrateur, elles n'ont pas une masse suffisante pour espérer découvrir la $0\nu\beta\beta$ à court terme. De ce fait, nous utiliserons la limite d'exclusion comme valeur de comparaison entre les expériences et non pas le potentiel de découverte. La masse du neutrino ne sera pas non plus utilisée comme élément de comparaison du fait des incertitudes qui pèsent sur les éléments de matrice nucléaire. Ainsi, toutes les sensibilités données dans le tableau 2.2 correspondent à la limite d'exclusion sur la demi-vie donnée au seuil de confiance de 90% .

2.1.3 Isotopes autorisant la décroissance double bêta

Seuls les éléments avec un isotope pair-pair sont des candidats à la $0\nu\beta\beta$. Trente-cinq isotopes satisfont cette condition et sont tels que $M\left(\overset{A}{Z}X\right) < M\left(\overset{A}{Z+1}Y\right)$. Pour autant, leurs taux de désintégration sont variables. Afin de maximiser le potentiel de découverte des expériences il est préférable de privilégier ceux ayant le taux estimé le plus élevé. Les candidats potentiels doivent aussi avoir une énergie de désintégration élevée ($Q_{\beta\beta} > 2 \text{ MeV}$), ce qui réduit encore leur nombre. Au final, seuls les neuf isotopes présentés dans le tableau 2.1 sont généralement

considérés comme candidats.

On retiendra aussi que, afin de minimiser le bruit de fond de la $2\nu\beta\beta$, il est préférable de choisir un isotope ayant une longue période de demi-vie dans le canal $2\nu\beta\beta$. En effet, comme l'illustre l'équation 2.16, le ratio signal sur bruit pour les désintégrations $0\nu\beta\beta$ augmente linéairement avec la demi-vie du canal $2\nu\beta\beta$. Autrement dit, lorsque le taux de $2\nu\beta\beta$ devient plus faible, il y a moins d'événements dans la ROI, ce qui permet une meilleure identification du signal.

Isotope	Abondance (%) [79]	$Q_{\beta\beta}$ (MeV)	$T_{1/2}^{2\nu}$ (an) [67]	$T_{1/2}^{0\nu}$ (an) [80]	$m_{\beta\beta}$ (meV)
^{48}Ca	0.167	4.263	4.4×10^{19}	$> 5.8 \times 10^{22}$	$< (2.9-16) \times 10^3$ [81]
^{76}Ge	7.8	2.039	1.6×10^{21}	$> 1.8 \times 10^{26}$	$< (79-180)$ [62]
^{82}Se	8.7	2.998	9.2×10^{20}	$> 3.5 \times 10^{24}$	
^{96}Zr	2.8	3.348	2.3×10^{19}	$> 9.2 \times 10^{21}$	
^{100}Mo	9.8	3.035	7.1×10^{18}	$> 1.5 \times 10^{24}$	
^{116}Cd	7.5	2.813	2.9×10^{19}	$> 2.2 \times 10^{23}$	$< (1.0-1.7) \times 10^3$ [82]
^{130}Te	34.1	2.527	6.9×10^{20}	$> 1.5 \times 10^{25}$	$< (110-520)$ [83]
^{136}Xe	8.9	2.458	2.2×10^{21}	$> 1.1 \times 10^{26}$	$< (61-165)$ [63]
^{150}Nd	5.6	3.371	8.2×10^{18}	$> 2.0 \times 10^{22}$	

TABLE 2.1 – Propriétés mesurées de 9 isotopes candidats à la $0\nu\beta\beta$.

2.1.4 Intérêt du xénon-136

Le xénon présente plusieurs avantages vis-à-vis des autres éléments candidats à la $0\nu\beta\beta$. **L'abondance de l'isotope 136** représente 8.9% de la totalité du xénon présent sur terre. De plus, c'est un produit des industries cryogéniques et nucléaires et les méthodes d'enrichissement pour ce gaz sont déjà connues et maîtrisées.

Étant un **gaz neutre**, sa manipulation est simple car il est peu toxique. Son utilisation dans l'état gazeux permet même de s'affranchir de systèmes cryogéniques complexes.

Ses propriétés physiques sont adaptées à la mesure de la double désintégration bêta. Sa valeur $Q_{\beta\beta}$, de **2.458 MeV**, est **relativement élevée**, permettant de se prémunir des bruits de fond à plus basse énergie [84].

La **longue période de demi-vie** de la $2\nu\beta\beta$, 2.19×10^{21} [67], est un autre atout intéressant pour maîtriser le bruit de fond (voir équation 2.16) en comparaison à d'autres éléments, ayant des demi-vies jusqu'à trois ordres de grandeurs plus courtes.

Un élément additionnel jouant en sa faveur est son **facteur de Fano**. En effet, la théorie de Fano [85], permet d'estimer la résolution en énergie d'un gaz en liant le facteur de Fano F au nombre moyen d'électrons collectés par événement N_i et aux fluctuations σ_i (RMS) par $\sigma_i = \sqrt{FN_i}$, avec $N_i = \frac{E}{W}$, E l'énergie de la particule chargée et W l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron/ion.

Dans le cas d'un gaz de ^{136}Xe , $F \times W = 3.247$ eV [86] et $E = Q_{\beta\beta} = 2.458$ MeV, on obtient une résolution maximale de l'ordre de 0.1% FWHM

$$\frac{\delta E}{E} = 2.355 \frac{\sigma_i}{N_i} = 2.355 \frac{\sqrt{F \times W}}{\sqrt{E}} = \frac{2.355 \times 1.80}{1.57 \times 10^3} = 2.7 \times 10^{-3} \quad (2.17)$$

Le facteur 2.355 permet de convertir une résolution exprimée en écart-type, en une résolution donnée en terme de largeur à mi-hauteur (FWHM). En effet, dans le cas d'une distribution

gaussienne, la largeur à mi-hauteur est donnée comme $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)} \sigma \sim 2.355 \sigma$, avec σ l'écart-type.

Dans une expérience de mesure des propriétés spectroscopiques du xénon gazeux, à l'aide d'un rayonnement γ de 662 keV comme source d'ionisation, A. Bolotnikov et B. Ramsey ont obtenu une résolution de $6 \times 10^{-3} = 0.6\%$ FWHM jusqu'à ~ 60 bars [87].

Plus récemment, l'expérience NEXT a annoncé une résolution de $= 0.6\%$ FWHM à la $Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe à 7.2 bars, par extrapolation en $1/\sqrt{E}$ de la résolution d'une source de krypton à 41.5 keV [88]. Mais surtout, ils ont mesuré 1% FWHM de résolution à 2.612 MeV (très proche de $Q_{\beta\beta}$) et 10 bars, grâce au pic photoélectrique du ^{208}Tl [89], montrant ainsi que c'est un objectif réaliste.

2.2 Expériences recherchant la double décroissance bêta sans neutrino

La connaissance de la masse du neutrino est une donnée nécessaire pour valider les théories au-delà du modèle standard. Bien qu'il existe des expériences de mesure directe de la masse, comme KATRIN [47], la mesure indirecte, via la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$, reste la voie la plus usitée.

Elle repose sur le lien entre la demi-vie, la masse effective et la hiérarchie de masse, décrit aux équations 2.4, 2.5.

De nombreuses méthodes expérimentales sont en cours de développement, avec des stratégies de détection variées, pour un objectif de demi-vie de l'ordre de $T_{1/2}^{0\nu} \sim \mathcal{O}(10^{28})$ ans, principalement avec les isotopes ^{76}Ge , ^{100}Mo , ^{130}Te et ^{136}Xe . Elles reposent sur trois grands principes :

- Un environnement **très bas bruits de fond**. Comme nous l'avons vu précédemment (équations 2.15), ce critère est essentiel pour augmenter les chances de détection. Les expériences se déroulent dans des laboratoires souterrains pour se protéger des rayonnements cosmique et sont construites avec des éléments radios-purs.
- L'exposition doit être maximisée. Les expériences doivent réunir une **grande masse d'isotope candidat**. Actuellement les expériences font au plus quelques centaines de kilogrammes (voir tableau 2.2), mais l'objectif est d'approcher la tonne pour pouvoir tester les masses effectives prévues dans le cas d'un ordre de masse inverse.
- Une **très bonne résolution en énergie** est nécessaire pour distinguer nettement le pic dû à la $0\nu\beta\beta$ du spectre continu de la $2\nu\beta\beta$, qui constitue un bruit de fond intrinsèque ultime. Cette nécessité est bien illustrée par l'équation 2.16
- A ces trois axes de développement communément admis, on peut ajouter la capacité à **localiser les dépôts d'énergie et identifier individuellement les électrons**, qui donne un avantage indéniable dans la suppression du bruit de fond.

Il est complexe de satisfaire tous ces critères de manière optimale et différentes stratégies sont développées. Toutes les mesures reposent *in fine* sur la détection d'électrons, de photons ou de chaleur. La figure 2.5 schématise les processus conduisant à leur détection.

Les expériences peuvent être conçues de manière à maximiser la reconstruction en énergie (calorimètres) ou la mesure des traces laissées par les électrons émis (trajectographes). Il est généralement difficile de faire cohabiter les deux approches avec une grande précision.

Enfin, un troisième critère à prendre en compte dans la configuration expérimentale est le

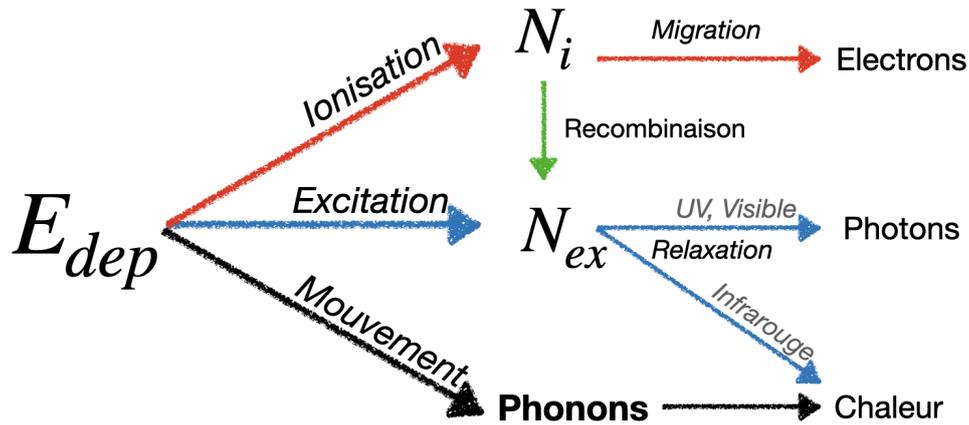


FIGURE 2.5 – Résumé des mécanismes de dépôts d'énergie permettant la réalisation d'une mesure, avec E_{dep} l'énergie déposée par la particule incidente, N_i le nombre d'ionisations et N_{ex} le nombre d'excitations produits par ce dépôt d'énergie.

positionnement de la source de $\beta\beta$. Elle peut être placée à l'extérieur du détecteur, ou entrer dans la composition du milieu de détection (comme le xénon, qui est à la fois l'émetteur $\beta\beta$ et le milieu qui subit les excitations/ionisations ; ou les semiconducteurs dopés en isotope $\beta\beta$, qui réagissent à cette désintégration).

Le tableau 2.2 propose une revue sommaire des expériences avec une composante destinée à la recherche de la désintégration $0\nu\beta\beta$. Les techniques de détections sont détaillées dans cette sous-section. Le lecteur désirant une analyse plus exhaustive peut se référer à la revue [80] récemment publiée.

Nom [Réf.]	Détecteur*	Isotope	Statut	Masse [kg]	Sensibilité [ans] (90% C.L.)	Laboratoire
AMoRE [90]	Bolomètre	^{100}Mo	En cours	3.5 (110)	$8(10^3) \times 10^{24}$	Y2L(Yemilab)
AXEL [91]	HPG EL TPC	^{136}Xe	R&D	$\mathcal{O}(10^3)$	<i>NE</i>	-
CANDLES [81]	Semi-conducteur	^{48}Ca	En cours	0.3	5.6×10^{22}	Kamioka
COBRA [92]	Semi-conducteur	$^{116}\text{Cd}, ^{130}\text{Te}$	En cours	10 (400)	$2.3(10^4) \times 10^{22}$	LNGS
CUORE [93]	Bolomètre	^{130}Te	En cours	206	8.9×10^{25}	LNGS
CUPID [94]	Bolomètre	^{100}Mo	Construction	240 (10^3)	$1.1(8) \times 10^{27}$	LNGS
DARWIN [95]	TPC Bi-phase	^{136}Xe	Projet	$3.6 \cdot 10^4$	2.4×10^{27}	-
DCBA-T3 [96]	Trajecto-Calorimètre	$^{100}\text{Mo} (^{150}\text{Nd})$	R&D	0.03 (30)	<i>NE</i>	-
KamLAND-Zen [97]	Liquide Scintillant	^{136}Xe	En cours	750 ($> 10^3$)	$5(20) \times 10^{26}$	Kamioka
LEGEND [98].	HPGe	^{76}Ge	Construction	175 (880)	$1(12) \times 10^{27}$	LNGS (-)
LUX-ZEPLIN [99]	TPC Bi-phase	^{134}Xe	En cours	741	7.3×10^{24}	SURF
MajoranaD [100]	HPGe	^{76}Ge	En cours	27.3	$\mathcal{O}(10^{26})$	SURF
nEXO [101]	XeL TPC	^{136}Xe	Prévu	$5 \cdot 10^4$	1.3×10^{28}	SNOLAB
NEXT [102]	HPG EL TPC	^{136}Xe	Construction	97 (1100)	$6.0(220) \times 10^{25}$	LSC
$N\nu\text{DEx}$ [103]	HPG TPC	^{82}Se	R&D	$\mathcal{O}(10^3)$	$\mathcal{O}(10^{27})$	-
PandaX-III [104]	HPG TPC	^{136}Xe	R&D	140	8.5×10^{25}	CJPL
R2D2 [84]	HPG TPC	^{136}Xe	R&D	50	2.5×10^{25}	-
SNO+ [105]	Liquide Scintillant	^{130}Te	Construction	1300 (8000)	$2.1(10) \times 10^{26}$	SNOLAB
SELENA [106]	Semi-conducteur	^{82}Se	R&D	0.2 (10^4)	<i>NE</i>	-
SuperNEMO [107]	Trajecto-Calorimètre	^{82}Se	En cours	6.1	5.7×10^{24}	LSM
XENONnT [108]	TPC Bi-phase	^{136}Xe	En cours	285	2.1×10^{25}	LNGS
ZICOS [109]	Liquide Scintillant	^{96}Zr	R&D	126	1.1×10^{25}	Kamioka

TABLE 2.2 – Récapitulatif des expériences de recherche de $0\nu\beta\beta$. Les indications notées entre parenthèses correspondent aux phases ultérieures. Les expériences en gras font état d'une technologie éprouvée et ont le potentiel pour couvrir l'ordre de masse inverse (dans une phase ultérieure si indiquée). Les masses indiquées correspondent à la quantité d'isotope candidat à la $0\nu\beta\beta$ présente dans le volume fiducial du détecteur.

*HPG : *High Pressure Gas* ; *EL : *ElectroLuminescent* ; *TPC : *Time Projection Chamber* ; *HPGe : *High Pressure Germanium* ; *XeL : *Xenon Liquide* ; *NE : *Non-Évalué* ;

2.2.1 Trajecto-calorimètre

Les trajecto-calorimètres emploient une approche multi-couches avec source externe pour réaliser la détection. L'élément émetteur $\beta\beta$ n'est pas réparti dans le volume du détecteur, mais est pris en sandwich. Plus précisément, il s'agit de placer une fine feuille d'isotope candidat entre deux détecteurs.

Cette approche multi-couches permet une meilleure reconstruction de la topologie de la trace en réalisant une mesure de l'angle entre les deux électrons. La connaissance de cet angle peut renseigner sur le mécanisme à l'origine de la désintégration $0\nu\beta\beta$, présenté à la sous-section 2.1.2.

Dans cette stratégie de détection, il est possible d'utiliser différents isotopes, en remplaçant les feuilles d'émetteur $\beta\beta$, sans modification majeure des détecteurs.

L'inconvénient majeur de cette approche est l'augmentation de la masse, qui nécessite de multiplier les couches. L'efficacité réduite du détecteur, liée à la position externe de l'isotope, représente aussi une contrainte forte.

Les deux principales expériences qui exploitent cette approche sont les suivantes :

SuperNEMO Le programme NEMO, débuté dans les années 80, a choisi une approche expérimentale dans laquelle le trajectographe et le calorimètre sont assurés par deux détecteurs distincts. Un module de détection est composé d'une feuille d'isotope candidat pris en sandwich entre deux trajectographes, eux-mêmes entourés de deux calorimètres. La technologie a été éprouvée avec les expériences NEMO I, II et III.

Un nouveau démonstrateur, contenant un peu plus de 6 kg de ^{82}Se , est installé au Laboratoire Souterrain de Modane et a débuté une première phase de prise de données fin 2021. Successeur de NEMO3, il est prévu que SuperNEMO ait une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 5.68 \times 10^{24}$ ans pour 2.5 ans de prise de données [107, 110]. L'utilisation de ^{96}Zr et du ^{150}Nd est aussi à l'étude. Selon les résultats de ce démonstrateur, il pourrait être envisagé de construire une version contenant 100, voir 350 kg d'isotope candidat, portant la sensibilité à $T_{1/2}^{0\nu} > 7.4 \times 10^{25}$ ans ou $T_{1/2}^{0\nu} > 2.0 \times 10^{26}$ ans respectivement, pour 10 ans d'exposition.

DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) Comme pour SuperNEMO, l'isotope prend place entre deux couches de détection. La différence est qu'ici le trajectographe et le calorimètre sont confondus en un unique détecteur, une chambre à dérive. Celle-ci est composée d'un volume de gaz à basse pression plongé dans un champ magnétique. La basse pression permet le développement de traces de plusieurs centimètres et le champ magnétique courbe la trajectoire des particules chargées. Le rayon de courbure dépendant de l'énergie de la particule, sa mesure permet de mieux sélectionner les électrons et de rejeter les bruits de fond.

La R&D évolue en plusieurs phases, DCBA-T2 a atteint une résolution en énergie de 6.5% FWHM à 3.37 MeV avec 3 g de ^{150}Nd et 3% sont attendus pour DCBA-T3 [96], qui contiendra 30 g d'isotope candidat. Une version ultérieure, Magnetic Tracking Detector (MTD), projette l'utilisation de 40 kg.

2.2.2 Les chambres à projection temporelle (TPC)

Les TPC sont des détecteurs de particules chargées qui permettent la visualisation et l'analyse des traces d'ionisation. Elles se présentent sous la forme d'un volume rempli d'un matériau de détection (liquide ou gaz), auquel est appliqué un champ électrique. L'information en trois dimensions est un atout non négligeable pour la suppression du bruit de fond émanant des parois, qui contrebalance la résolution en énergie inférieure aux semiconducteurs ou aux bolomètres.

Les TPC destinées à la recherche de $0\nu\beta\beta$ sont des calorimètres (elles mesurent la totalité de l'énergie déposée). Leur principe de fonctionnement peut être résumé comme suit :

1. Une particule chargée de haute énergie évolue dans le milieu de détection (gaz ou liquide), auquel elle transfère son énergie cinétique.
L'interaction est dite "ponctuelle" lorsque la distance parcourue est plus faible que la résolution spatiale du détecteur, sinon elle forme une "trace".
2. Le transfert d'énergie cinétique prend la forme d'excitation électronique ou d'ionisation des atomes :
 - L'ionisation libère des électrons ;
 - L'excitation est à l'origine d'une émission de photons, qui peuvent être détectés avec des photomultiplicateurs. Ce signal lumineux est appelé signal primaire ou "prompt". On parlera alors de lumière de scintillation.
3. Sous l'effet du champ électrique, les électrons dérivent en direction de l'anode.
4. Dans le cas de détecteurs gazeux à amplification, à proximité de l'anode un fort champ électrique accélère les électrons. Lorsqu'ils ont acquis une énergie cinétique suffisamment grande, ils ionisent le gaz (multiplication des charges) et l'excitent (signal lumineux secondaire, dit d'électroluminescence).
5. A partir des signaux mesurés, l'événement est reconstruit
 - L'énergie de la particule primaire est proportionnelle à l'intégrale du signal d'ionisation ou de multiplication, mais aussi à celle du signal lumineux ;
 - En phase gazeuse, la forme du signal de multiplication ou du signal lumineux secondaire renseigne sur la topologie bi-dimensionnelle de l'événement, dans un plan perpendiculaire à la migration des charges ;
 - L'écart temporel entre le signal primaire et le signal secondaire (ou la multiplication des charges) donne la distance entre l'interaction et l'anode, ce qui fournit la troisième composante d'espace (aussi bien en milieu gazeux que liquide).

Dans cette approche, deux observables distinctes permettent d'estimer l'énergie, les électrons et les photons. Certaines TPC n'en utilisent qu'une des deux, d'autres les combinent. Ce choix résulte d'un compromis entre une instrumentation performante pour la reconstruction du signal et la minimisation du matériel structurel du détecteur pour limiter le bruit de fond.

Les TPC offrent de grands volumes de détection avec l'avantage de pouvoir utiliser un émetteur $\beta\beta$ comme matériau de détection. Le xénon est le plus courant, il est utilisé par toutes les TPC présentées ici, à l'exception de $N\nu\text{DEx}$.

Xénon en phase gazeuse

L'utilisation du xénon en phase gazeuse permet de s'affranchir des contraintes liées à sa liquéfaction et permet l'observation de traces. Plusieurs programmes de R&D sont actuellement menés pour développer un détecteur à l'échelle de la tonne.

Calorimétrie par mesure de la charge Les trois détecteurs suivants sont instrumentés de façon à mesurer la charge induite par l'ionisation du xénon par une particule chargée.

R2D2 (Rare Decays with Radial Detector) C'est un programme de R&D visant à étudier l'utilisation de TPC gazeuses à haute pression pour la recherche de $0\nu\beta\beta$. Le design des premiers prototypes repose sur le concept de compteur proportionnel sphérique (SPC) [111]. C'est une sphère au centre de laquelle est placée une anode qui collecte le signal d'ionisation,

amplifié dans un régime proportionnel. La sensibilité estimée avec 50 kg de xénon (dans une sphère de 40 cm de rayon pressurisée à 40 bars) est de $T_{1/2}^{0\nu} > 2.5 \times 10^{25}$ ans [84]. Il s'agit d'une étape pour valider la faisabilité d'un détecteur à l'échelle de la tonne, compétitif pour la recherche de $0\nu\beta\beta$. Le détecteur R2D2 étant fondamentalement une TPC, nous aurons l'occasion de préciser le fonctionnement de ce type de détecteur au chapitre 4.

PandaX-III (Particle AND Astrophysical Xenon Experiment III) L'expérience, encore en phase de R&D est établie au China Jin-Ping underground Laboratory II (CJPL) à 2400 m de profondeur (6600 m équivalent eau). Elle s'inscrit dans le programme PandaX, où PandaX-II est une TPC xénon bi-phase (pour le fonctionnement, voir la sous-section dédiée ci-après) dont l'objectif premier est la recherche de matière noire. Actuellement PandaX-II fonctionne avec 4 tonnes de xénon naturel. Une phase antérieure de PandaX-II, avec 219 kg de ^{nat}Xe a permis une étude de sensibilité donnant $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{23}$ ans mais a aussi montré que le bruit de fond ne permettrait pas à PandaX-II d'avoir une sensibilité compétitive dans sa version 4 t [112].

Une expérience dédiée à la recherche de $0\nu\beta\beta$ est donc en développement, PandaX-III. Son principe de fonctionnement est celui d'une TPC à électrodes parallèles, dont le signal est lu sur un pan de mur instrumenté avec des micromegas [113]. La sensibilité estimée est de $T_{1/2}^{0\nu} > 8.5 \times 10^{25}$ ans pour le démonstrateur, avec 180 kg de ^{136}Xe . Un détecteur à l'échelle de la tonne est ensuite prévu, en additionnant 5 TPC de 200 kg, pour une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{27}$ ans.

N ν DEx a la spécificité d'être une TPC gazeuse à plan parallèle utilisant de l'hexafluor de sélénium, enrichi en ^{82}Se ($^{82}\text{SeF}_6$) [103]. C'est un cylindre instrumenté à ses deux extrémités avec un réseau de Topmetal (matrice dont les pixels sont composés de Complementary metal-oxide-semiconductor ou CMOS) et permet la détection des ions en plus de celle des électrons [114]. Le bruit de fond attendu permet d'envisager une limite de sensibilité de l'ordre de $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27}$ ans avec un détecteur à l'échelle de la tonne.

Calorimétrie par électroluminescence Les deux détecteurs suivants sont instrumentés pour mesurer l'énergie à partir de la lumière produite. Ils sont tous deux équipés de photodétecteurs sur la cathode et sur l'anode.

Coté cathode, l'objectif est de mesurer la lumière de scintillation (excitation primaire). Ce signal correspond au moment où se produit l'événement et permet la reconstruction de la profondeur d'interaction.

Coté anode, un fort champ électrique est appliqué dans une région dite d'électroluminescence. Il entraîne la production du signal d'électroluminescence donnant lieu à la mesure de l'énergie déposée.

NEXT (Neutrino Experiment with a Xenon TPC) La TPC de NEXT est un cylindre instrumenté à ses extrémités avec des photomultiplicateurs (PMT) pour le plan de mesure de l'énergie et des photomultiplicateurs au silicium (SiPM) pour le plan de mesure de la position. Deux prototypes, NEXT-Demo et NEXT-DBDM (~ 1 kg de xénon) ont permis de valider la technologie. Un démonstrateur, NEXT-White, a fonctionné à 10 bars, avec 5 kg de xénon et a permis d'atteindre une résolution en énergie inférieure à 1% FWHM [115]. Deux prises de données avec du xénon appauvri puis enrichi ont permis une mesure de la demi-vie de la $2\nu\beta\beta$ à $T_{1/2}^{2\nu} \sim 2.2 \times 10^{21}$ ans [116].

Actuellement, un prototype contenant une centaine de kilogrammes de xénon enrichi est en construction au Laboratorio Subterraneo de Canfranc (LSC). NEXT-100 prévoit une sensibilité

de 6.0×10^{25} ans en 3 ans de prise de données [102] et dans sa configuration à l'échelle de la tonne elle est estimée à $T_{1/2}^{0\nu} > 2.7 \times 10^{27}$ ans [117].

Afin de s'approcher du zéro bruit de fond, NEXT a aussi pour objectif d'identifier le ^{136}Ba issu de la désintégration du Xe [78]. Cette méthode de détection est encore en développement et son apport serait d'un grand intérêt.

AXEL (A Xenon ElectroLuminescence) Encore à l'état de R&D, AXEL est développé au Japon [91]. Son principe ressemble à celui de NEXT, mais diffère dans l'instrumentation du plan de mesure de la position. En effet, il fait appel à la technologie d'ELCC (Electroluminescence light collection cell) qui repose aussi sur des SiPM, mais contrairement à NEXT, la zone d'amplification est confinée à l'intérieur d'un pixel. Le signal d'électroluminescence peut alors être utilisé dans la reconstruction de la trace.

Pour le moment, un premier prototype de 10 litres a montré une résolution en énergie de 4% FWHM à 122 keV dans du xénon à 4 bars [118]. Une version de 180 litres est en cours de développement.

Xénon en phase liquide

Il est possible d'employer le xénon dans sa phase liquide. Du fait de la densité de cet état, le dépôt d'énergie de la désintégration $\beta\beta$ est alors ponctuel et l'identification individuelle des deux électrons n'est plus possible.

nEXO (next-generation Enriched Xenon Observatory) nEXO est une TPC Electroluminescente au xénon liquide dont la construction est planifiée dans la ville de Sudbury au Canada, à SNOLAB (2000 m de roche équivalent à 6000 m équivalent eau). Elle contiendra 5 T de xénon enrichi à 90% en ^{136}Xe . Elle fait suite au succès d'EXO-200, qui a permis de placer une limite sur la demi-vie du ^{136}Xe à $T_{1/2}^{0\nu} > 3.5 \times 10^{25}$ ans [119], confirmant le bon fonctionnement du détecteur.

Grâce à une résolution en énergie améliorée, un bruit de fond réduit ainsi qu'à une augmentation de la masse, il est prévu que nEXO ait une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \times 10^{28}$ ans [101]. Les matériaux et techniques de construction envisagés pour réaliser ces améliorations sont dans les standards de ce qui se fait actuellement.

A l'instar de NEXT, la collaboration mène des études pour détecter le baryum issu de la désintégration du xénon et ainsi encore réduire le bruit de fond.

TPC Xénon bi-phases

Il existe une troisième technologie de TPC, dans lesquelles sont présentes à la fois les phases liquides et gazeuses. A l'origine destinées à la recherche de matière noire, l'amélioration des techniques de suppression de bruits de fond, ainsi que l'augmentation de la masse de ces détecteurs a permis l'émergence d'analyses visant à estimer leur sensibilité pour la double désintégration bêta sans émission de neutrino.

Leur principe de fonctionnement est le même que pour une TPC classique, une interaction dans la phase liquide produit un signal primaire. Les électrons ionisés dérivent vers la phase gazeuse, où se trouve la région d'électroluminescence. Ces photons sont collectés pour reconstruire l'énergie. La trace 2β est ponctuelle mais la position est reconstruite à partir de la distribution spatio-temporelle du signal collecté.

XENONnT Le programme XENON est le fruit de plusieurs évolutions (XENON10, XENON100). Installé au LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso, 3400 m équivalent eau) en

Italie ; son programme principal est la recherche de matière noire. Récemment, cette expérience a été en mesure d'établir une limite de sensibilité à $T_{1/2}^{0\nu} > 1.2 \times 10^{24}$ ans avec ~ 36 kg de ^{136}Xe [108], et les mesures en cours avec XENONnT (~ 285 kg de ^{136}Xe) devraient lui permettre de repousser cette sensibilité jusqu'à $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25}$ ans [108].

LZ (LUX-ZEPLIN) Dédié à la recherche de matière noire, LZ est issu d'une fusion des collaborations LUX et ZEPLIN et est installé à Sanford Underground Research Facility (SURF) aux USA. Le détecteur utilisant du xénon naturel, la collaboration entend se concentrer sur la recherche de la $0\nu\beta\beta$ dans le ^{134}Xe , où $Q_{\beta\beta} = 825.8 \pm 0.9$ keV. Les bruits de fond sont importants à ces énergies et empêchent d'atteindre une sensibilité compétitive (objectif de 7.3×10^{24} ans pour LZ). Cependant, elle pourrait permettre une meilleure contrainte de la masse effective du neutrino dans la désintégration du ^{136}Xe , comme détaillé dans l'équation 2.6. Toujours avec l'objectif d'améliorer les contraintes, LZ prévoit aussi une meilleure sensibilité à la $2\nu\beta\beta$, avec un objectif de $T_{1/2}^{2\nu} > 1.7 \times 10^{24}$ (contre $T_{1/2}^{2\nu} > 8.7 \times 10^{20}$ issu des analyses d'EXO-200). En juillet 2021, les collaborations LZ et XENON ont annoncé qu'elles collaboreraient à la construction d'une nouvelle génération de détecteur, au sein du projet DARWIN. L'objectif est d'atteindre une quarantaine de tonnes de xénon naturel au total, pour 5 tonnes dans le volume de détection (~ 500 kg de ^{136}Xe).

2.2.3 Liquide scintillant enrichi en isotope candidat

Ces détecteurs sont initialement conçus pour chercher les interactions des neutrinos, et non pas pour détecter la $0\nu\beta\beta$. Ils sont installés dans des laboratoires souterrains et nécessitent d'instrumenter avec des photomultiplicateurs de grand volume (de l'ordre de la dizaine de mètres de diamètre) qui sont remplis avec plusieurs centaines de tonnes de liquide scintillant (780 tonnes pour SNO+, plus de 1000 pour KamLAND-Zen).

Leur principe est le suivant : les neutrinos interagissant dans le liquide scintillant sont à l'origine de l'émission de particules chargées, qui vont à leur tour exciter le milieu ou émettre de la lumière Cherenkov. La lumière est propagée dans le liquide scintillant. Les photomultiplicateurs, répartis en périphérie de ce volume, mesurent cette lumière.

Pour rendre ces détecteurs aptes à la recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino, il est nécessaire d'enrichir le liquide scintillant avec un isotope émetteur de $\beta\beta$. Pour ce faire, l'idée est d'utiliser un ballon en matériau radio-pur et à la paroi transparente. Celui-ci est placé au centre du détecteur et est rempli du liquide scintillant enrichi. Le volume du détecteur à l'extérieur du ballon ne contient donc pas d'isotope candidat, il sert de veto et protège de la radioactivité des parois du détecteur. Une double désintégration bêta dans le ballon central produit la lumière, qui se propage jusqu'aux photomultiplicateurs. Cette technique permet de mesurer l'énergie et la position de la désintégration, mais pas de distinguer les traces $\beta\beta$.

Ce type de détecteur présente l'inconvénient de résolution en énergie de l'ordre de 3 à 7% FWHM, mais a l'avantage de pouvoir atteindre de grandes masses d'isotopes (plusieurs tonnes, ou dizaines de tonnes dans les projections les plus optimistes). Les processus de purification du liquide scintillant permettent actuellement d'atteindre de très bons niveaux de bruits de fond.

Les expériences présentées ci-après sont, pour l'une, en phase de prise de données (KamLAND-Zen), quand d'autres ont seulement étudié la possibilité théorique de chercher la double bêta (JUNO, Theia).

Dans ce cadre, citons aussi la R&D **NuDot** [120], qui étudie la possibilité de doper du liquide scintillant avec des nano-cristaux de Perovskite. Ces cristaux modifient la longueur d'onde et pourraient être fabriqués à partir d'émetteurs double bêta. Les études se concentrent sur la conception de la technologie et ne font qu'évoquer son possible usage pour la recherche de

$0\nu\beta\beta$, NuDot n'est donc pas plus détaillé ici.

Scintillateur Organique

KamLAND-Zen (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector - Zero Neutrino Double Beta Decay) Situé à l'observatoire Kamioka à Hida au Japon, le détecteur est enfoui à 1000 m de profondeur (2700 m d'équivalent eau). L'expérience est actuellement détentrice de la meilleure limite sur la demi-vie de la double désintégration bêta sans neutrino du xénon-136, avec $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ ans [63]. Pour ce faire, un ballon intérieur enrichi à hauteur de 347 kg de ^{136}Xe est utilisé. La masse d'isotope a été portée à 750 kg dans KamLAND-Zen 800 et l'objectif affiché est d'atteindre $T_{1/2}^{0\nu} > 5 \times 10^{26}$ ans. Une future mise à jour prévoit de porter la masse à plus d'une tonne avec un objectif de $T_{1/2}^{0\nu} > 2 \times 10^{27}$ ans, sous le nom de KamLAND2-Zen.

SNO+ (Sudbury Neutrino Observatory) Installée à SNOLAB, l'expérience n'est pas encore entrée dans sa phase de recherche de $0\nu\beta\beta$. Il est prévu d'enrichir le liquide scintillant avec du tellurium-130 à une concentration de 0.5% (1.3 tonnes de Te) et d'atteindre une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{26}$ ans en 5 ans de prise de données [105]. Une seconde phase est prévue pour couvrir l'ordre de masse dans sa hiérarchie inverse. Pour cela, la concentration sera portée à 4% de ^{130}Te (~ 8 tonnes de Te) et améliorer la résolution en énergie.

JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) est une expérience en construction. Elle est située dans une caverne à ~ 700 m sous terre à Kaiping dans le sud de la Chine. Son but premier n'est pas la recherche de $0\nu\beta\beta$, mais la collaboration a étudié la possibilité d'ajouter un ballon enrichi avec un isotope candidat [121], une fois le programme expérimental initial terminé. L'étude porte sur un enrichissement au ^{136}Xe et mentionne le ^{130}Te . Une limite de sensibilité est annoncée pour le ^{136}Xe à $T_{1/2}^{0\nu} > 5.6 \times 10^{27}$ ans avec 5 tonnes d'isotope et une projection pour 50 tonnes donne une sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{28}$ ans.

ZICOS (Zirconium COmplex in Liquid Scintillator) Encore en phase de R&D, l'idée portée par l'équipe japonaise est de dissoudre du zirconium sous forme d'ester complexé dans du liquide scintillant, avec l'objectif de construire un détecteur ayant une résolution en énergie inférieure à $\sigma = 4\%$ à 3.35 MeV. En terme d'enrichissement, la cible est de 58.5%, pour une masse de 126 kg de ^{96}Zr , permettant d'envisager une sensibilité $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{25}$ ans [109]. Une amélioration de la suppression des bruits de fond par identification de la lumière Cherenkov, vis-à-vis de celle de scintillation, est à l'étude pour augmenter la sensibilité.

Theia est aussi en phase de R&D, mais avec des ambitions plus lointaines : être la prochaine génération de détecteurs de neutrinos [122]. Il est prévu que Theia offre la possibilité de distinguer la lumière de scintillation de la lumière Chrenkov, tout en étant à grande profondeur et de taille bien plus importante que ses prédécesseurs. Bien que le détecteur ne soit pas encore approuvé, la collaboration a réalisé une étude de la sensibilité atteignable (comme pour JUNO, ils n'ont pas débuté la R&D du ballon) pour différents isotopes. Les plus prometteurs sont le ^{130}Te et le ^{136}Xe , avec des sensibilités estimées respectivement à $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{28}$ ans et $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{28}$ ans. On a aussi $T_{1/2}^{0\nu} > 3.6 \times 10^{27}$ ans pour le ^{150}Nd ; $T_{1/2}^{0\nu} > 7.3 \times 10^{27}$ ans pour le ^{100}Mo ; et $T_{1/2}^{0\nu} > 1.6 \times 10^{27}$ ans pour le ^{82}Se .

Scintillateur Inorganique

CANDLES-III (Calcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matter by Low Energy Spectrometer) est une expérience menée au laboratoire souterrain de Kamioka au Japon. Ici, l'idée est d'utiliser des cristaux scintillants de CaF_2 plongés dans du liquide scintillant pour propager la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs.

L'expérience s'est construite en plusieurs itérations. Dans CANDLES-III, ce sont 96 cristaux, d'une masse totale de 305 kg, qui sont suspendus dans une cuve de liquide scintillant de 2 m^3 . Soixante-deux PMTs servent à mesurer la lumière. Le calcium utilisé ici étant non enrichi, ce sont 350 g de ^{48}Ca qui ont servi pour obtenir une limite de $T_{1/2}^{0\nu} > 5.6 \times 10^{22}$ ans [81]. L'objectif est surtout de montrer la faisabilité d'une expérience bas bruit de fond.

Cependant, la collaboration CANDLES, qui travaille en parallèle sur l'enrichissement en ^{48}Ca prévoit de l'utiliser au sein de bolomètres, à la place du liquide scintillant [123], afin d'atteindre une meilleure résolution en énergie (à 4.89 MeV $\sigma = 1.8\%$ ramené à 0.18% après corrections de la position pour un prototype de bolomètre [124], contre $\sigma = 2.4\%$ pour CANDLES-III [81]).

2.2.4 Bolomètres

Les bolomètres sont des calorimètres à températures cryogéniques ($\sim 10 \text{ mK}$), qui mesurent la chaleur produite par une désintégration radioactive. Pour ce faire, l'élévation de température est mesurée à l'aide d'un capteur à résistance. Ces derniers utilisent la relation entre température, résistance électrique d'un matériau et capacité calorifique pour mesurer la chaleur déposée. Le principe est le même que pour un thermocouple : un absorbeur de rayonnement est maintenu à température cryogénique (qui a le rôle de source froide) dont les variations de températures induisent des variations de résistance, provoquant un changement de potentiel (loi d'Ohm). Connaissant la capacité calorifique du matériau, on peut alors remonter à la quantité d'énergie déposée sous forme de chaleur.

Ils atteignent d'excellentes résolutions en énergie (0.3% FWHM pour CUORE, comparables aux diodes germanium décrites en 2.2.5) et sont principalement à base de ^{130}Te assemblé en TeO_2 .

CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Installé au LNGS, CUORE est constitué de 988 absorbeurs en cristaux de TeO_2 , assemblés en 19 tours, refroidies à 7 mK. L'abondance du ^{130}Te étant naturellement importante (34.1%), les cristaux sont produits à partir de ^{nat}Te . Ils contiennent un total de 206 kg de ^{130}Te .

Une limite sur la demi-vie du ^{130}Te a été établie à $T_{1/2}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{25}$ ans [83]. En 5 ans de prise de données, il est prévu de porter cette sensibilité à $T_{1/2}^{0\nu} > 8.9 \times 10^{25}$ ans [93].

CUPID (CUORE Upgrade with Particle Identification) est le successeur de CUORE. Cette amélioration de CUORE réside dans la capacité à identifier les particules pour mieux rejeter le bruit de fond. Pour ce faire, CUPID a évalué deux approches. La première (CUPID-0 pour des cristaux de Zn^{82}Se et CUPID-Mo pour des cristaux à base de $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$) mise sur des bolomètres scintillants pour identifier les α . La seconde a pour objectif de reconstruire la lumière Cherenkov émise par les particules β dans des cristaux de ^{130}Te , avec une technologie similaire à CUORE.

Pour la construction du détecteur au LNGS, des bolomètres scintillants contenant 240 kg de ^{100}Mo ont été retenus. Dans un premier temps, la sensibilité attendue est de $T_{1/2}^{0\nu} > 1.1 \times 10^{27}$ ans. Ensuite, des améliorations dans la détection de la lumière devraient permettre de réduire le bruit de fond d'un facteur 5 et doubler la sensibilité. Enfin, la troisième phase de CUPID portera la masse du détecteur à 1 tonne de ^{100}Mo . Adossée à une réduction supplémentaire du bruit de fond, la sensibilité attendue serait de $T_{1/2}^{0\nu} > 8 \times 10^{27}$ ans [94].

AMoRE (Advanced Molybdenum Based Rare Process Experiment) est une expérience sud-coréenne dont le module pilote et la première version ont été installés au Yangyang underground laboratory (Y2L, 700 m de profondeur), et la deuxième version doit être installée à 1100 m de profondeur, au Yemilab, dans une ancienne mine de fer à Handeok. Le module pilote, d'une masse de 0.9 kg de ^{100}Mo a obtenu une limite de sensibilité de $T_{1/2}^{0\nu} > 9.5 \times 10^{22}$ ans et $T_{1/2}^{0\nu} > 8 \times 10^{24}$ ans est attendu pour Amore-I. Amore-II devrait porter la limite de sensibilité à $T_{1/2}^{0\nu} > 1. \times 10^{27}$ ans pour 5 ans de prise de données, avec 110 kg de ^{100}Mo [90].

2.2.5 Semiconducteurs

Il est possible de produire des matériaux semiconducteurs contenant un ou plusieurs isotopes émetteurs de $\beta\beta$.

Lors du passage d'une particule chargée à travers le cristal, des paires électrons-trous sont formées et sous l'effet d'une tension de polarisation leur mouvement induit un courant. Dans certaines configurations, on peut alors mesurer un signal, dont la structure temporelle donne des informations sur la topologie de l'événement, et l'intégrale est proportionnelle à l'énergie déposée.

Les avantages de ce type de détecteurs sont leurs très bonnes résolutions en énergie (0.12% FWHM pour MJD) et leurs excellentes propriétés radio-pures. En revanche ce sont des détecteurs de taille modeste (quelques kilos), nécessitant d'en coupler un grand nombre pour atteindre une masse d'isotope compétitive.

High Purity Germanium (HPGe) diodes

Les détecteurs Germanium Haute Pureté sont des semiconducteurs composés d'un cristal produit à partir de matériaux enrichis en ^{76}Ge . Ce sont généralement des semiconducteurs à jonction p-n sur lesquels est appliquée la tension de polarisation.

Aujourd'hui, deux collaborations sont leader dans le domaine des HPGe, GERDA et MAJORANA. GERDA est terminée et propose une limite à la demi-vie du ^{76}Ge , avec $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{26}$ ans [62]. Elles collaborent pour construire la prochaine génération d'expériences, le détecteur LEGEND.

MJD (Majorana Demonstrator) est installé à SURF. C'est un démonstrateur dont les objectifs sont de démontrer les capacités zéro bruit de fond des HPGe et d'évaluer le passage à grande échelle de la technologie. Pour ce faire, MJD est composé de deux cryostats pouvant accueillir 58 détecteurs P-PC (P-type Point-Contact) pour une masse totale de 44.1 kg. Il y a 29.7 kg de détecteurs qui sont construits à partir de ^{76}Ge enrichi, et les 14.4 kg restant le sont à partir de Ge naturel (donnant un total de 27.3 kg de ^{76}Ge). La technologie P-PC permet de dissocier les interactions ponctuelles de celles multi-sites, au moyen d'une analyse de la forme des impulsions. Ces semiconducteurs sont réputés simples à produire et fournissent d'excellentes résolutions en énergie ($\sim 0.12\%$ FWHM à 2.04 MeV [125]).

Une première mesure avec une exposition de 26 kg.an a donné une limite de $T_{1/2}^{0\nu} > 2.7 \times 10^{25}$ ans et l'objectif d'atteindre $T_{1/2}^{0\nu} > \mathcal{O}(10^{26})$ ans pour ~ 100 kg.an d'exposition [100]. La validation de cette technologie est un préalable à l'expérience LEGEND.

LEGEND (Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double-Beta Decay) est issu du regroupement des expériences GERDA et MAJORANA, qui ont toutes deux développées indépendamment la technologie P-PC, ainsi que des méthodes de production assurant une grande pureté des HPGe. L'objectif est d'atteindre une sensibilité sur

la demi-vie de $T_{1/2}^{0\nu} > 1.2 \times 10^{28}$ ans. Pour ce faire, deux étapes sont prévues [98].

La première, LEGEND-200, comptera 200 kg de détecteurs germanium majoritairement issus des expériences MJD et GERDA. Elle fonctionnera au LNGS (dans les infrastructures utilisées par l'expérience GERDA) et visera $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27}$ ans.

Dans un second temps, LEGEND-1000 fera fonctionner quatre détecteurs de 250 kg chacun. Ce découpage en modules permettra de démarrer l'acquisition avant que les 1000 kg de HPGe ne soient disponibles. Son emplacement n'est pas encore déterminé, le LNGS ou le SURF sont toujours envisagés, mais SNOLAB ou le CJPL proposent des profondeurs plus importantes. En plus de l'augmentation de la masse des détecteurs, l'objectif est d'apporter des améliorations dans leur conception afin de réduire le bruit de fond. Cette réduction sera permise, notamment, par un assemblage en laboratoire souterrain (ce qui évite l'exposition aux rayons cosmiques, minimisant les contaminations radioactives), la masse individuelle des HPGe sera augmentée, sans que l'instrumentation n'ait besoin de l'être (celle-ci apporte donc moins de bruits de fond en proportion), enfin, un veto externe sera ajouté.

Autres technologies semiconductrices

Les cristaux de germanium représentent la technologie la plus mature actuellement, mais d'autres semiconducteurs font l'objet de recherches (COBRA et SELENA).

COBRA (CdZnTe 0 neutrino double Beta Research Apparatus) L'expérience menée au LNGS étudie le potentiel des semiconducteurs à température ambiante en Cadmium Zinc Telluride (CdZnTe). Ces diodes commerciales présentent l'avantage d'inclure deux éléments ayant un isotope émetteur de $\beta\beta$. Une première limite de sensibilité a été établie avec le démonstrateur à $T_{1/2}^{0\nu} > 4.4 \times 10^{21}$ ans et l'amélioration de celui-ci, dans sa version XDEM (eXtended DEMonstrator) devrait permettre d'atteindre $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{22}$ ans, avec environ 10 kg d'isotope $\beta\beta$ [92].

SELENA repose sur des détecteurs CMOS, fonctionnant à température ambiante, sur lesquels il est appliqué un dépôt de sélénium amorphe (aSe) enrichi en isotope ^{82}Se . Un champ électrique fait dériver les charges d'ionisation produites dans le sélénium vers le capteur CMOS. Celui-ci sert à mesurer l'énergie déposée, à identifier le type de particule par reconstruction de la topologie de l'événement et à identifier la chaîne d'éléments radioactifs ayant conduit à l'événement via l'horodatage. La R&D a pour le moment démontré une capacité à identifier un électron unique et à mesurer la réponse en énergie de couple CMOS / aSe. L'objectif de masse évoqué, de l'ordre de la dizaine de tonnes, nécessiterait environ 50000 modules contenant 200 g de aSe chacun [106]. Avec les technologies actuelles, le bas bruit de fond semble à portée et la modularité permise par le développement de nombreux capteurs individuels est présentée comme un atout [126].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit différents mécanismes conduisant à la double décroissance bêta. Un mécanisme autorisé par le modèle standard conduit à la $2\nu\beta\beta$, quand plusieurs mécanismes, potentiellement concomitants, pourraient être à l'origine de la $0\nu\beta\beta$. Une contrainte de masse fait que seuls certains isotopes peuvent se désintégrer dans le canal $\beta\beta$. Parmi ceux-ci, une contrainte sur l'énergie de la $\beta\beta$ réduit la liste à une dizaine d'isotopes susceptibles de conduire à une observation.

L'importance d'une observation de la $0\nu\beta\beta$ motive de nombreuses expériences. Elles font appel à des techniques variées, mais qui ont toutes un impératif de limitation du bruit de fond. L'approche trajecto-calorimétrique permet une identification précise de la topologie de l'événement, au détriment de l'efficacité de détection et de la résolution en énergie.

Les chambres à projections temporelles, qu'elles soient en phase gazeuse, liquide ou bi-phase, offrent une grande efficacité de détection. Elles sont un bon compromis entre résolution en énergie et reconstruction de la topologie de l'événement et peuvent contenir une grande masse d'isotope candidat.

Les bolomètres et les semiconducteurs sont des modules de petite taille, qui rendent le passage à grande échelle fastidieux et dont le refroidissement à température cryogénique est complexe. Cependant, ces deux types de détecteurs présentent d'excellentes résolutions en énergie et un bruit de fond intrinsèque faible.

Enfin, les détecteurs dit à "liquide scintillant" sont des détecteurs multi-rôles, qui permettent le partage des coûts entre plusieurs objectifs scientifiques. Ils ont l'avantage d'être de très grande taille, donc de permettre l'étude d'une grande masse d'isotope candidat, tout en se prémunissant du bruit de fond. Ils sont toutefois peu performants sur la résolution en énergie.

KamLAND-Zen, un détecteur à liquide scintillant, détient actuellement la meilleure limite. Le bolomètre CUPID, le semi-conducteur de germanium haute-pureté LEGEND et la TPC liquide nEXO pourraient proposer des limites concurrentielles à moyen terme. Les expériences AMoRE-II (bolomètre), DARWIN et SNO+ (liquide scintillant) ouvrent des perspectives intéressantes à plus long terme.

Mais de nombreux obstacles doivent encore être surmontés pour que les performances promises puissent être atteintes. Additionnés au temps long dans lequel s'inscrivent les expériences, les budgets colossaux nécessaires, ainsi que les multiples inconnues relatives aux neutrinos (nature, ordre de masse) et à la $0\nu\beta\beta$ (éléments de matrice nucléaire, constante de couplage), rendent pertinente la pluralité des R&D. Une avancée rapide d'une technologie nouvelle pourrait lui conférer un rôle dans la découverte de cette désintégration.

Chapitre 3

Principes de fonctionnement des détecteurs gazeux

Sommaire

3.1	Régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux	54
3.2	Fonctionnement de la Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC) .	56
3.2.1	Les principaux avantages d'une SPC	57
3.2.2	Propriétés électrostatiques	57
3.2.3	Formation du signal	58
3.3	Mécanismes de transfert d'énergie	58
3.3.1	Processus d'ionisation par des particules chargées	59
3.3.2	Excitation et mesure d'énergie	61
3.3.3	Catégorisation des gaz	63
3.4	Propriétés de transport	65
3.4.1	Vitesse de dérive	65
3.4.2	Diffusion	66
3.4.3	Attachement	67
3.5	Amplification des charges	67
3.5.1	Avalanche de Townsend	67
3.5.2	Gain	69
3.5.3	Effet sur la résolution en énergie	69
3.6	Signal induit	70
3.6.1	Théorème de Shockley-Ramo	71
3.6.2	Contribution des électrons et des ions	71

La recherche de double désintégration bêta sans émission de neutrino nécessite une mesure de l'énergie rayonnée par l'isotope candidat (voir Chap. 2). Ce rayonnement peut avoir plusieurs effets sur le détecteur, se déclinant en phénomènes d'ionisation, d'excitation ou de réarrangement moléculaires et électroniques. La technologie de détection est orientée par le choix du signal analysé.

La nature du milieu actif (solide, liquide ou gazeux) influence le mécanisme de formation du signal.

Les travaux présentés portent sur l'utilisation d'un détecteur gazeux relativement nouveau (proposé par I.Giomataris en 2008 [111]), la Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC), dans le cadre de la recherche de $0\nu\beta\beta$.

La détection dans le milieu gazeux repose sur l'excitation et l'ionisation d'un gaz, provoquées par le transfert d'énergie d'une particule ionisante. L'ionisation provoquée par cette particule est à l'origine de la libération de charges primaires dans le gaz, sous forme de paires électron/ion

crées le long de la trajectoire. Le nombre de paires dépend de la nature du gaz et de sa pression, mais aussi de l'énergie et de la nature de la particule incidente.

Afin de collecter ces charges, un champ électrique est créé dans le détecteur par l'application d'une différence de potentiel entre des électrodes. Les électrons et les ions sont alors transportés vers l'anode et la cathode respectivement. Pour les exploiter, l'une des possibilités les plus simples est d'initier une multiplication des électrons d'ionisation à l'aide d'un champ électrique élevé.

Ce n'est pas la seule façon d'exploiter un détecteur gazeux, d'autres régimes de fonctionnement sont possibles.

3.1 Régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux

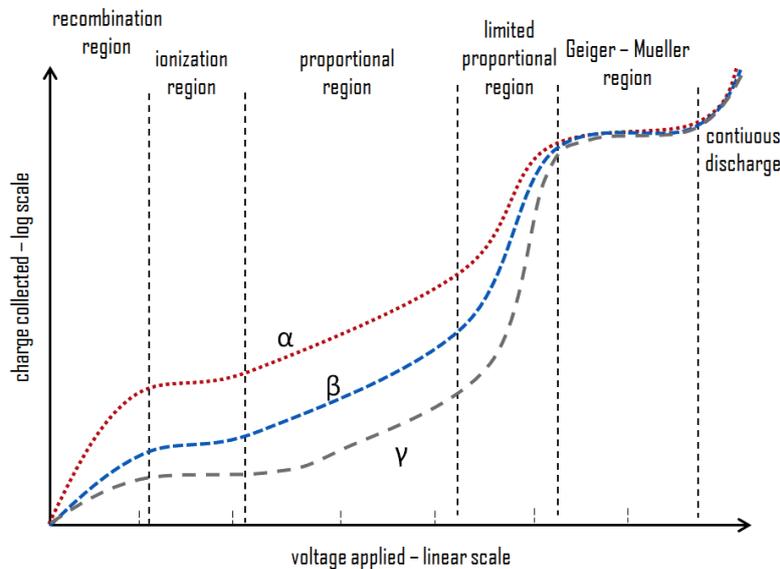


FIGURE 3.1 – Évolution de la charge collectée en fonction de la tension appliquée, définissant les régimes de fonctionnement d'un détecteur gazeux. Source : nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/gaseous-ionization-detector

Le régime de fonctionnement a un impact sur la mesure de l'énergie et la reconstruction de l'événement. Avant de préciser le fonctionnement de notre SPC, un bref rappel des régimes accessibles aux détecteurs gazeux est utile. La figure 3.1 illustre ces régimes. Elle décrit la variation du nombre de charges collectées en fonction de la tension appliquée sur l'anode. On note la présence de trois courbes pour des rayonnements α , β et γ . Ces différences liées à la nature de la particule trouvent leurs origines dans le nombre de paires initialement créées.

Différentes régions de fonctionnement existent indépendamment de la géométrie du détecteur, bien que celle-ci détermine le profil du champ électrique.

Chaque région traduit un phénomène physique différent :

— **Région de recombinaison**

La tension appliquée est insuffisante pour collecter toutes les charges. La faible énergie cinétique des électrons induit un important taux de recombinaison avec les ions. Ces recombinaisons induisent une diminution du nombre de porteurs de charges. Une augmentation de la tension dans cette région permet de collecter de plus en plus efficacement ces charges, mais le nombre de charge collectées reste inférieur à celles initialement produites.

Ce régime ne présente donc qu'un intérêt limité du point de vue de la détection.

— **Région d'ionisation**

Le potentiel inter-électrodes confère au champ électrique une valeur suffisante pour rendre la recombinaison négligeable. L'ensemble des électrons primaires atteint l'anode, où ils sont collectés. La courbe présente une forme de plateau car l'énergie cinétique n'est pas suffisante pour causer une ionisation secondaire, il n'y a pas de multiplication.

Ce régime est généralement exploité pour la détection d'ions, notamment en radioprotection.

— **Région proportionnelle**

La région proportionnelle, ou région de proportionnalité, désigne la plage de tension où se crée une multiplication des électrons primaires. A partir d'une tension de seuil, l'intensité du champ électrique permet aux électrons d'acquérir une énergie cinétique suffisante pour causer de l'ionisation secondaire à proximité de l'anode (avalanche de Townsend). Le signal se trouve alors amplifié d'un facteur G (pour gain), qui varie proportionnellement à la tension appliquée sur les électrodes. Pour N_I charges primaires, la charge collectée Q vaut alors $Q = q_e N_I G$, avec q_e la charge de l'électron.

Ce phénomène de multiplication dépend des caractéristiques du gaz (nature, pression, ...).

— **Région de proportionnalité limitée**

L'augmentation plus importante de la tension a pour effet de produire suffisamment d'ions pour que leur charge d'espace écrante le champ électrique. Si une particule chargée ionise le gaz avant que les ions n'aient pu migrer vers la cathode, l'amplification de cette nouvelle interaction ne sera pas identique à la précédente. Pour des dépôts d'énergie identiques, deux interactions successives et rapprochées dans le temps ne fourniront pas la même quantité de charges collectées.

— **Région Geiger-Muller**

La région Geiger-Muller représente un palier dans lequel, lors du déclenchement d'une avalanche, l'amplification autour de l'anode est tellement importante que son environnement est saturé en ions. L'effet de charge d'espace contrarie totalement la collecte de nouveaux électrons, donnant une forme de plateau à cette région.

Les particules ionisantes induisent la même réponse car la quantité d'ions nécessaires pour saturer la région est une limite physique du détecteur (et du gaz) et non de la particule ionisante.

— **Région de décharge continue**

Cette région est celle du seuil de claquage électrostatique où toute ionisation enclenche une décharge ininterrompue de courant entre l'anode et la cathode.

Cas du régime d'ionisation

Les chambres d'ionisation sont les détecteurs qui exploitent les tensions les plus faibles, tout en collectant l'ensemble des charges. Ce régime de fonctionnement est particulièrement intéressant lorsque le nombre de charges primaires est suffisant pour ne pas nécessiter d'amplifier le signal (dans le cas des ions lourds par exemple). Cependant, les faibles valeurs de champ électrique entraînent des temps de dérive très longs, à l'origine de temps mort significatifs.

Cas du régime proportionnel

L'avantage du mode proportionnel est d'offrir un signal électrique exploitable même si le dépôt d'énergie induit un très faible nombre de charges primaires (jusqu'à un unique électron [127]). C'est cette région qui est ciblée par les recherches présentées dans cette thèse.

Dans ce régime, il est aussi possible de connaître la quantité d'énergie déposée directement à partir du signal, puisque son intégrale est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente (aux effets de quenching près). En effet, la région d'amplification étant limitée à une zone très proche de l'anode, deux interactions dans différentes régions du détecteur sont amplifiées à l'identique, indépendamment de la distance parcourue par les primaires. C'est donc un atout très intéressant en vue de l'identification des particules.

Un inconvénient généralement mis en avant est l'émission de photons lors de l'avalanche. Ces photons peuvent à leur tour ioniser le milieu, en ré-amorçant de nouvelles avalanche. Pour atténuer cet effet d'auto-entretien du signal, un "quencher" (atome ou molécule capable d'absorber ces photons) est généralement ajouté au gaz principal.

3.2 Fonctionnement de la Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC)

La Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC, voir figure 3.2) fait partie de la grande famille des détecteurs gazeux. Il est constitué d'une anode centrale (une bille sphérique) maintenue en position par une tige métallique. Une sphère de plus grand diamètre, conductrice, mise à la terre, sert à la fois de cathode et de conteneur pour le gaz.

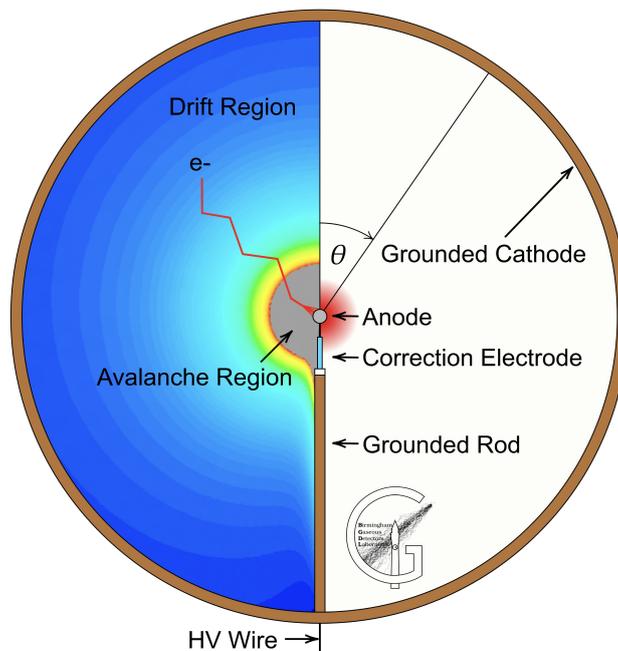


FIGURE 3.2 – Schéma d'un Compteur Proportionnel Sphérique. La tension est appliquée sur l'anode centrale et l'enceinte sphérique de confinement du gaz fait office de cathode.

Ordre de grandeur pour le prototype R2D2

La cathode a un rayon interne de 20 cm, l'anode un rayon de 0.1 cm, le détecteur a un volume de 33.5 L.

3.2.1 Les principaux avantages d'une SPC

La SPC est composée d'un volume de détection unique, rempli de gaz et la mesure se fait par l'intermédiaire d'une unique voie de lecture (évitant les problèmes de cross-talk, de formation du signal induit sur l'anode etc.). Ces caractéristiques font de la SPC un détecteur relativement simple comparé à certains détecteurs utilisés dans les expériences de physique.

De plus, les SPC fonctionnent avec différents mélanges gazeux, ce qui permet de recueillir des données dans différentes configurations expérimentales de manière à contraindre le bruit de fond.

La simplicité de la structure mécanique est avantageuse puisque sa construction nécessite une faible quantité de matière. Comme la radioactivité intrinsèque du détecteur est liée aux matériaux de fabrication, limiter la matière utilisée réduit les risques de contamination.

Sous l'angle géométrique, le volume d'une sphère varie selon le cube de son rayon. Comme la masse d'isotope candidat dépend du volume du détecteur, alors que le bruit dépend fortement de la surface de la cathode, ce détecteur présente donc le meilleur rapport surface/volume.

Du point de vue pratique, les résultats démontrés par l'expérience de recherche de matière noire NEWS-G [128] montrent que les SPC permettent d'atteindre des seuils de détection très bas (elles peuvent mesurer un électron unique) et de décomposer le signal final en contributions élémentaires de chaque électron primaire.

3.2.2 Propriétés électrostatiques

La géométrie sphérique est à l'origine d'une dépendance en $1/r^2$ du champ électrique au rayon. L'expression littérale de cette relation est obtenue à partir du théorème de Gauss, utilisé dans des conditions de géométries idéales : le détecteur est composé uniquement d'une anode, placée au centre de la cathode et sa tige de maintien n'est pas prise en compte.

Les calculs détaillés en annexe A donnent l'expression du champ électrique $E(r)$:

$$E(r) = \frac{V_0}{r^2} \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \quad (3.1)$$

et un potentiel électrique tel que :

$$V(r) = V_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (3.2)$$

La capacité électrique vaut :

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \quad (3.3)$$

Indépendance de la capacité au rayon de la cathode : Il est particulièrement intéressant de noter que, puisque $r_a \ll r_c$, le rapport $\frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \approx r_a$. Dans cette approximation, la capacité électrique d'une SPC est indépendante du rayon de la cathode. Cela signifie qu'une augmentation du rayon de la SPC n'en modifiera que très très peu sa capacité électrique. Il n'y a donc pas de modification du bruit électronique lié à la capacité lors d'un changement

d'échelle du détecteur. Pour une charge induite donnée, le signal reste le même quelque soit le rayon du détecteur.

De plus, la différence de potentiel sur l'anode δv , induite par le mouvement de charge, est la même quelque soit l'échelle du détecteur.

3.2.3 Formation du signal

La mesure d'un signal est le résultat d'une série de phénomènes, qu'il convient de décrire. Suite au passage d'une particule ionisante à l'intérieur du volume actif d'une SPC, la succession d'événements suivants se produit :

- La particule chargée dépose son énergie en ionisant le gaz. Un total de N_I paires électron/ion est créé.
- Sous l'effet d'un champ électrique, ces électrons dérivent vers l'anode en subissant différents effets liés au transport.
- Lorsque les électrons arrivent suffisamment proche de l'anode, ils sont accélérés et initient des avalanches. L'amplification qui en résulte est proportionnelle à l'intensité du champ électrique, avec un coefficient G .
- Les mouvements de charges dans le détecteur génèrent un signal électrique sur l'anode, que nous cherchons à mesurer.

Ces quatre phénomènes distincts ont leur importance dans la reconstruction de l'événement. Un bref rappel des mécanismes sous-jacents est proposé dans les paragraphes suivants.

3.3 Mécanismes de transfert d'énergie

Le premier phénomène lors de la mesure d'un rayonnement ionisant est son interaction avec le gaz. Cette interaction consiste en un transfert d'énergie, dont la description fait appel à de nombreux mécanismes.

Dans une SPC à température ambiante et aux énergies considérées pour la double désintégration β , deux principaux mécanismes sont à l'oeuvre. Il s'agit de l'**ionisation** et de l'**excitation** (voir Fig. 2.5). Ces deux phénomènes peuvent être interprétés comme des collisions inélastiques entre la particule chargée et le cortège électronique des atomes de gaz, dus à l'interaction Coulombienne. L'ionisation est à l'origine de la création de paires électron/ion et l'excitation entraîne l'émission d'une lumière de scintillation.

D'autres mécanismes de transfert d'énergie sont à l'oeuvre dans un gaz [129, 130].

Parmi ces mécanismes additionnels, nous pouvons citer le transfert de Penning et le Bremstrahlung. Le premier intervient dans les mélanges gazeux et consiste en l'ionisation d'un atome à partir d'un état excité du second composé. Quant au Bremstrahlung, il représente près de 1% des transferts d'énergie pour des électrons au MeV (ce qui est le cas des électrons attendus pour la $0\nu\beta\beta$) dans du xénon pur [131].

Ces transferts d'énergie peuvent être exprimés du point de vue de la particule incidente, par la perte d'énergie linéique (en MeV/cm), notée $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$, ou bien du point de vue du gaz. Dans ce cas il s'agit du pouvoir d'arrêt massique (donné en $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$), $\langle -\frac{dE}{dx} \rangle = \frac{1}{\rho} \langle \frac{dE}{dx} \rangle$, avec ρ la densité (en g/cm^3).

Dans un gaz à pression atmosphérique, la perte d'énergie linéique est plus faible que dans un liquide ou un solide. L'utilisation de gaz pressurisé augmente cette quantité d'énergie transférée par unité de distance.

Pour un matériau composé de j éléments en proportion ω_j , le pouvoir d'arrêt total peut être approximé par la somme pondérée des pouvoirs d'arrêts de chaque élément :

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \sum_j \omega_j \left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_j \quad (3.4)$$

Mais cette formule néglige les possibles interactions entre éléments, tels que les transferts de Penning, décrits plus loin dans ce chapitre.

3.3.1 Processus d'ionisation par des particules chargées

L'ionisation est le principal mécanisme de transfert d'énergie utilisé par les compteurs proportionnels.

Ce phénomène survient lorsque l'énergie transférée aux atomes de gaz est suffisante pour arracher un ou plusieurs électrons de leur cortège électronique. Ces électrons deviennent libres dans le gaz. Pour ce faire, l'énergie doit être supérieure à une valeur seuil notée E_I (pour Énergie d'Ionisation). L'ionisation d'un atome A par un électron e donne $A + e \rightarrow A^+ + e + e$.

Le transfert d'énergie par collision entre une particule chargée et le gaz diffère selon sa nature.

Pour des particules lourdes relativistes, la formule de Bethe-Bloch (complétée des corrections de Sternheimer) calcul l'énergie moyenne perdue par une particule chargée lorsqu'elle traverse de la matière (voir Chap. 34.2 de [130] pour les détails). C'est à cette formule qu'il faut se référer pour calculer la perte d'énergie des α .

Dans le cas des électrons relativistes, la perte d'énergie moyenne par unité de longueur peut être calculée à partir de la section efficace de Moller, qui est la description de la diffusion électron-électron vu sous l'angle de la théorie quantique des champs (chapitre 34.4 de [130]).

Ces deux mécanismes varient en $1/\beta^2$, avec $\beta = \frac{v}{c}$. Le transfert d'énergie diminue lorsque l'énergie cinétique de la particule augmente et un minimum d'ionisation est atteint à partir de $\beta \sim 0.95$. Du fait de sa masse supérieure, le transfert d'énergie d'un alpha est plus important que celui d'un électron. Pour cette même raison, l' α subit une diffusion moindre lors des collisions avec les molécules de gaz.

L'énergie transférée à un électron est parfois très supérieure au seuil d'ionisation. Lorsqu'elle le permet, cet électron peut à son tour ioniser le gaz environnant. Les électrons libres issus de ces ionisations secondaires sont appelés électrons delta (δ).

De ce fait, le rendement d'ionisation n'est pas directement égal au nombre de paires N_p initialement créées par le dépôt d'énergie. Il existe un coefficient de proportionnalité liant le nombre moyen de paires électron/ion créées N_I à la quantité d'énergie déposée $\langle E \rangle$.

Dans le cas de la diffusion électron-électron, la loi de Rutherford stipule que la probabilité que l'électron éjecté ait une énergie supérieure ou égale à E suit une dépendance en $1/E^2$ [130].

Le nombre de paires électron/ion produites lors du transfert d'énergie d'une particule chargée vers le gaz par ionisation dépend à la fois de l'énergie de la particule ionisante, mais aussi de la densité du gaz et du nombre de masse de ses composants.

Nombre de paires créées : Valeur W et Facteur de Fano

Le nombre moyen de paires créées lors de l'ionisation et la variabilité de cette moyenne sont deux facteurs d'importance dans la réponse du détecteur. Ils ont notamment un rôle dans la

résolution en énergie.

Le facteur de proportionnalité entre l'énergie déposée et le nombre moyen de paires électron/ion est appelé "*valeur W*" ou "*W value*" en anglais. On notera W_I cette valeur moyenne d'énergie nécessaire pour créer une paire électron/ion. Elle tient compte aussi bien la production d'électrons primaires que d'électrons delta.

Sa définition fait intervenir le nombre moyen de paires créées \bar{N}_I et l'énergie déposée E :

$$W_I = \frac{E}{\bar{N}_I} \quad (3.5)$$

Pour un mélange gazeux composé de j éléments en proportion ω_j , sa valeur W est la somme pondérée des différents composants du mélange, $W_{tot} = \sum_j \omega_j W_j$.

W_I étant une moyenne, la description statistique de la création de paires nécessite de caractériser la dispersion autour de cette valeur moyenne. Ce coefficient de dispersion est appelé facteur de Fano et a une valeur inférieure ou égale à 1. Il est noté F :

$$\sigma_{N_I}^2 = \overline{(N_I - \bar{N}_I)^2} = F \cdot \bar{N}_I \quad (3.6)$$

avec σ_{N_I} l'écart-type sur N_I décrivant les fluctuations du nombre moyen de paires créées \bar{N}_I et F le facteur de Fano.

Les valeurs du facteur de Fano peuvent varier selon que la particule ionisante est un alpha ou un électron [132]. Un α dépose une part de son énergie par recul nucléaire avec les noyaux des atomes de gaz et produit des électrons δ avec une énergie plus faible. Ces deux effets concourent à accroître la variabilité du nombre de paires produites. De ce fait, F est généralement plus grand pour un alpha que pour un électron.

Ordre de grandeur pour le prototype R2D2

Le gaz principalement utilisé lors de la R&D est de l'ArP2, un mélange constitué de 98% d'argon et de 2% de méthane. Les mesures sont réalisées avec un échantillon de ^{210}Po , source d'alpha de 5.3 MeV. A partir des données du tableau 3.1 nous pouvons calculer le nombre moyen de paires créées lorsque l'énergie est entièrement déposée dans le détecteur :

$$\bar{N}_I = \frac{5.3 \times 10^6}{0.98 \times 26.4 + 0.02 \times 29.1} \approx 2.00 \times 10^5 \text{ électrons} \quad (3.7)$$

L'écart type est dominé par le facteur de Fano de l'argon et vaut :

$$\sigma_{N_I} = \sqrt{0.2 \times 2.00 \times 10^5} \approx 200 \text{ électrons} \quad (3.8)$$

Soit une dispersion de l'écart-type relativement à l'énergie de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_{N_I}}{\bar{N}_I} = \frac{2.00 \times 10^2}{2.00 \times 10^5} = 0.1\% \quad (3.9)$$

Capture d'électrons par recombinaison

La recombinaison désigne le mécanisme de capture d'un électron libre par un ion, accompagné de l'émission de photon, $A^+ + e \rightarrow A + h\nu$. Elle est à l'origine d'une **diminution du nombre de porteurs de charges**, ce qui induit une mauvaise reconstitution de l'énergie déposée dans le détecteur. Si la recombinaison a tendance à diminuer pour les électrons ayant

une grande énergie cinétique, le nombre de collisions entre l'électron et le gaz fait croître sa valeur. Autrement dit, la recombinaison est plus importante à haute pression. Toutefois, elle devient négligeable lorsque le champ électrique est suffisamment élevé.

3.3.2 Excitation et mesure d'énergie

Aux côtés de l'ionisation, l'excitation compte pour une part importante de l'énergie transférée au gaz. La façon dont cette énergie est dissipée peut faire varier le nombre de porteurs de charges (transfert de Penning). Elle peut aussi fournir des informations utiles à la reconstruction de l'événement (lumière de scintillation).

L'excitation d'un atome A (libre ou appartenant à une molécule) est une transition électronique vers un niveau d'énergie supérieure d'un électron du cortège électronique. On la note $A + e \rightarrow A^* + e$.

Plusieurs façons peuvent permettre à l'atome A^* de retrouver son état fondamental. Les deux processus qui nous intéressent en particulier sont le transfert de Penning et l'émission de lumière de scintillation.

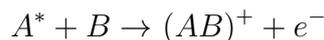
Transferts de Penning

Au sein d'un mélange gazeux, il peut y avoir une proximité entre le niveau d'excitation d'un premier atome (ou molécule) et le niveau d'ionisation d'un second. Lorsque ce premier élément est excité, il peut transférer son énergie au second élément, revenant alors à son état fondamental. Le résultat est une ionisation du second élément. C'est ce transfert d'énergie qu'on appelle "*l'effet de Penning*". Il en résulte que **le nombre de paires électron/ion créés est plus élevé** dans ces mélanges ("mixture de Penning") que pour un gaz monoatomique.

On peut retrouver deux états finaux pour une mixture de Penning composée d'un atome de gaz noble A et d'une molécule B [133] :



ou



Dans le premier cas, un électron est transféré de la molécule B à l'atome A dans son état excité A^* . On se retrouve alors avec B^+ et A^{*-} . La désexcitation de ce dernier se fait via l'émission d'un électron, ce qui donne $A + e^-$.

Le second mécanisme fait appel à l'effet photoélectrique, dans lequel A^* se désexcite en émettant un photon $h\nu$, qui est ré-absorbé par B provoquant l'éjection d'un électron conduisant à $B^+ + e^-$.

Ces transferts de Penning abaissent la valeur W_I et ont un effet sur le facteur de Fano. En augmentant le nombre d'électrons produits, les fluctuations statistiques en $1/\sqrt{n}$ diminuent généralement. On s'attend à ce qu'une mixture de Penning ait une meilleure résolution intrinsèque qu'un gaz pur.

Lumière de scintillation

Dans un état excité, un atome possède une énergie potentielle supérieure à celle de son niveau fondamental. Pour se désexciter, un photon est émis avec une longueur d'onde $\lambda = \frac{hc}{\Delta E}$, associée cette différence d'énergie ΔE . h est la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide.

De manière générale, la lumière produite par la désexcitation d'un atome est appelée **phénomène de luminescence**. Dans le cas particulier où l'excitation de l'atome est induite

par un rayonnement ionisant, on parle de **lumière de scintillation**.

Si l'atome est dans un état instable ou méta-stable, la photo-émission peut se produire de façon immédiate ou retardée, respectivement. Lorsque la dé-excitation est retardée, on parle de **phosphorescence**.

L'utilisation de la scintillation est appropriée pour la mesure du temps de dérive, alors que la phosphorescence induit un décalage temporel qui rend cette mesure difficile.

Par analogie à la valeur moyenne W_I de l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron/ion, on définit W_s comme étant l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon de scintillation. Cette valeur est reliée à l'énergie déposée E et au nombre moyen de photons créés via la relation :

$$\overline{N_\gamma} = \frac{E}{W_s} \quad (3.10)$$

L'émission isotropique de la lumière de scintillation signifie que l'acceptance géométrique du capteur de lumière joue un rôle prépondérant dans la quantité de lumière mesurée. Le nombre de photon $\overline{N_\gamma}$ est homogène sur un angle solide $\Omega = 4\pi$. De ce fait, le nombre de photons qui atteignent un capteur de surface S_c , à une distance d de l'interaction décroît de façon quadratique avec cette distance d :

$$\overline{N_{\gamma,col}} = \frac{\overline{N_\gamma}}{4\pi} \times \frac{S_c}{d^2} \quad (3.11)$$

Bien que la lumière de scintillation soit proportionnelle à l'énergie de la particule, l'équation 3.11 montre la proportionnalité entre l'énergie mesurée et la distance séparant la position d'émission des capteurs de lumière, ainsi que la surface couverte par ces derniers. Une grande couverture est généralement indispensable pour effectuer correctement la mesure de l'énergie.

Ce processus de désexcitation d'un atome (ou d'une molécule) présente un intérêt pour R2D2 car le temps de propagation de la lumière dans le détecteur est quasiment instantané par rapport à celle des électrons.

La détection de lumière de scintillation permet alors d'identifier le moment où l'énergie est transférée de la particule chargée vers le gaz et marque le début de l'événement. La mesure de l'intervalle qui sépare cet instant de celui où les charges sont mesurées sur l'anode est une estimation du temps de dérive des électrons.

Dans R2D2, **la détection de la lumière de scintillation aurait pour seul rôle la détermination de la position initiale** de l'événement à partir de la mesure du temps de dérive.

Quenching de la lumière de scintillation

Le propos précédent doit être relativisé car, lors de l'ajout d'une molécule dans le gaz (ou de contaminants), la lumière de scintillation peut être atténuée, voire totalement absorbée. Ce phénomène, connu sous le terme de "quenching" est particulièrement présent dans les mélanges de Penning.

La disparition de la lumière de scintillation entraîne l'impossibilité de mesurer le temps de dérive (et donc la position de l'interaction) via une mesure de lumière.

Pour R2D2, la localisation de la source d'interaction est un élément essentiel pour rejeter les événements du bruit de fond radioactif. La nécessité de retrouver la position tend à prohiber l'emploi d'un gaz quencheur pour les expériences $0\nu\beta\beta$.

3.3.3 Catégorisation des gaz

La réponse d'un gaz à un dépôt d'énergie est très dépendante de ses propriétés physico-chimiques. Il est donc parfois difficile d'anticiper l'effet d'un gaz ou d'un mélange gazeux. Une classification des gaz en fonction de la quantité d'énergie cinétique est généralement utilisée. Selon la catégorie du gaz, certaines tendances se dégagent quant aux propriétés de transport (vitesse de dérive et diffusion). Pour une valeur de champ électrique donnée, la distinction suivante est introduite dans [134] :

- Un gaz est dit **froid** s'il est en mesure de dissiper l'énergie des électrons de basse énergie. Lors des collisions, les électrons perdent l'énergie cinétique précédemment acquise, ainsi l'énergie des électrons libres dans ces gaz est en moyenne faible ;
- *A contrario*, un gaz dit **chaud** n'a pas la capacité de dissiper les basses énergies, les électrons libres peuvent acquérir plus d'énergie entre deux collisions et ont donc, en moyenne, une énergie plus élevée.

La dissipation des basses énergies ($< \mathcal{O}(10)$ eV) n'est pas permise par les mécanismes d'ionisation ou d'excitation, mais fait appel aux modes d'excitation rotatoires ou vibratoires des gaz poly-atomiques (qui sont des ré-arrangements moléculaires). Les gaz nobles que sont l'argon et le xénon appartiennent tous deux aux gaz chauds lorsqu'ils sont utilisés purs. Cette ressemblance est l'une des raisons pour laquelle l'argon remplace le xénon dans les premières phases de la R&D.

Propriétés physiques des gaz employés pour R2D2

Pour des questions de commodité, les phases préliminaires de conception du détecteur ont été réalisées avec de l'argon, soit à l'état pur, soit associé avec du méthane en ArP2 (98% Ar + 2% CH₄). Le tableau 3.1 liste quelques propriétés physiques de ces deux éléments, ainsi que du xénon (qui est la cible à terme). Les valeurs sont données à titre indicatif, une variabilité étant constatée selon les sources. L'argon comme le xénon sont des gaz chauds, le méthane est considéré comme froid.

Gaz	Z	Masse uma	E_x eV	E_i eV	Densité mg.cm ⁻³	$dE/dx _{\min}$ eV.cm ⁻¹	N_p cm ⁻¹	N_I cm ⁻¹	$W_{i,\alpha}$ eV	$W_{i,\beta}$ eV	F_α	F_β	b	μ_0 cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹	W_s eV	λ nm
Ar	18	39.9	11.6	15.7	1.66	2530	25	97	26.4	26.3	0.2	0.2	0.5	1.54 (Ar/Ar ⁺)	68	128
Xe	54	131.3	8.4	12.1	5.49	6870	41	312	21.7	21.9	0.29	0.15		0.57 (Xe/Xe ⁺)		176
CH ₄	10	16	8.8	12.6	0.67	1610	28	54	29.1	27.1		0.29	0.5 (ArP10)	1.87 (Ar/CH ₄ ⁺)	-	-

TABLE 3.1 – Propriétés physiques aux conditions normales de température et de pression (20°C, 1 atm) des gaz utilisés au cours du développement de R2D2, tableau adapté de [130]. Les valeurs $W_{i,\alpha,\beta}$ et μ_0 sont aussi issues de [135]; les facteurs de Fano sont extraits de [131, 136, 137]; le paramètre b de [138]. Les valeurs peuvent différer selon les sources, celles mentionnées ici sont données à titre indicatif.

Z est le numéro atomique; la masse atomique est donnée en unité de masse atomique (uma); E_x, E_i sont les énergies de première excitation et ionisation respectivement; $dE/dx|_{\min}$ est la valeur minimum d'ionisation; N_p et N_I sont le nombre de paires primaires et totales créés par cm lors du passage d'une particule ionisante; $W_{i,\alpha,\beta}$ est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron/ion par un α ou un électron respectivement; F_α désigne le facteur de Fano pour des alpha, F_β pour des électrons; b est la variance du facteur de multiplication utilisé dans le calcul de résolution en énergie d'un gaz en régime proportionnel; μ_0 est le coefficient de mobilité des ions; W_s est l'énergie moyenne nécessaire à l'émission d'un photon lors du dépôt d'énergie par une particule ionisante et λ est la longueur d'onde à laquelle ce photon est émis.

3.4 Propriétés de transport

La durée du signal anodique reflète l'étalement temporel de l'arrivée des charges sur l'anode car ceux-ci doivent parcourir la distance qui les sépare de l'anode. Ce déplacement des électrons dans le gaz est caractérisé macroscopiquement par différentes grandeurs qui sont la vitesse de dérive, la diffusion et l'attachement.

La vitesse de dérive est liée à la composition du gaz et à la tension appliquée sur l'anode.

Le déplacement d'un électron dans un milieu (et donc sa diffusion) est soumis à des collisions, ce qui rend sa trajectoire aléatoire. De ce fait, sa position à un instant t est une variable probabiliste régie par un coefficient de diffusion.

Enfin, un électron libre dans un gaz peut subir de l'attachement lors de réactions avec le gaz. Ce phénomène dépend de la distance parcourue et de la vitesse de migration.

3.4.1 Vitesse de dérive

La force électromotrice induite par le champ électrique accélère les particules chargées le long des lignes de champ. Dans le même temps, les collisions avec le milieu ont tendance à freiner la particule. La vitesse moyenne dépend de l'intensité du champ électrique et de la section efficace des collisions dans le gaz, mais aussi de la pression du gaz et de la nature des particules, électrons ou ions.

Dérive des électrons

P. Langevin a proposé une formule pour déterminer la vitesse de dérive d'un électron à partir de l'équation du mouvement d'un électron dans un champ électrique [135]

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = -q_e E(r) + \frac{1}{\tau} \frac{dr}{dt} \quad (3.12)$$

où m_e est la masse de l'électron, q_e la valeur absolue de sa charge électrique, $E(r)$ le champs électrique radial et τ le temps caractéristique qui correspond à l'intervalle moyen entre deux collisions.

Cet intervalle est établi à partir d'un coefficient de friction F par $\tau = m_e/F$. τ dépend donc du mélange de gaz utilisé ainsi que de la pression.

Si cette première formulation simple présente un intérêt analytique, la résolution numérique des équations de transport de Boltzman est un moyen bien plus précis pour rendre compte des paramètres de transport dans le gaz.

Au final, on observe que la vitesse de l'électron est plafonnée car chaque collision interrompt l'accélération, principalement lors des changements de directions (collisions élastiques).

L'accélération de l'électron est plus faible à haute pression ou pour des éléments plus lourds. L'adjonction d'un gaz froid, augmente la proportion de collisions inélastiques face aux collisions élastiques, ce qui entraîne moins de changement de trajectoire. Cette trajectoire plus rectiligne résulte en une vitesse de dérive accrue [134].

Il a aussi pour effet de dissiper l'énergie, minimisant la variation d'énergie lors des collisions, ce qui rend plus linéaire la relation entre la vitesse de dérive et le champ électrique.

Dérive des ions

Du fait de leur masse élevée, accélérer fortement les ions requiert un important champ électrique. Pour cette raison, dans les régions de champ modéré, l'énergie acquise entre deux collisions reste faible. La variation d'énergie est donc limitée. De plus, la diffusion des ions est

moindre que celle des électrons, du fait de la proximité entre la masse d'une molécule et celle d'un ion. Il en résulte que la vitesse de dérive des ions conserve une certaine proportionnalité avec l'intensité du champ électrique et a tendance à décroître avec la masse de l'ion.

C'est pourquoi la proportionnalité (pour une espèce chimique donnée, dans un mélange gazeux donné) est exprimée par un coefficient de mobilité μ^+ , qui traduit le rapport entre la vitesse de dérive et le champ électrique :

$$\mu^+ = \frac{1}{E(r)} \frac{dr}{dt} \quad (3.13)$$

Elle s'exprime généralement en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ou en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. Comme la vitesse de dérive dépend aussi de la densité du gaz, l'expression de la mobilité est généralement donnée en unité de champ électrique rapporté au nombre volumique N : $\mu(E/N)$.

La valeur standardisée de la mobilité μ_0 , où la mobilité est donnée en fonction de la densité d'un gaz idéal à 273.15 K et 101 325 Pa, $N_0 = 2.686763 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ est appelée constante de Loschmidt [139]

$$\mu_0 = \frac{\mu N}{N_0} = \mu \left(\frac{273.15}{T} \right) \left(\frac{P}{101325} \right) \quad (3.14)$$

avec T et P la température et la pression respectivement, en Kelvin et en Pascal.

3.4.2 Diffusion

Lors de son transport dans un milieu, une particule voit sa trajectoire déviée du fait des collisions élastiques. Comme cette distance supplémentaire parcourue modifie la distribution temporelle du signal, il est nécessaire de la quantifier.

La diffusion D est liée à la probabilité qu'une particule se trouve dans une région donnée du détecteur après avoir voyagé sur une distance x depuis un certain point de référence. Sans champ électrique, la distribution à l'instant t et à la distance x vaut :

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(\frac{-x^2}{4Dt}\right) \quad (3.15)$$

L'écart-type est fonction de la diffusion : $\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$.

Dans un champ électrique, l'effet de diffusion diffère entre la direction parallèle et la direction transverse au déplacement. Ces deux composantes, longitudinale (D_L) et transverse (D_T) permettent de décrire la diffusion.

Ces valeurs varient selon de nombreux paramètres tels que la composition du gaz, sa pression, sa température ou le champ électrique. Les gaz froids présentent généralement une diffusion plus faible que les gaz chauds. En effet, dans un gaz chaud les collisions sont préférentiellement élastiques, qui est un mécanisme plus diffusif que les collisions inélastiques.

La diffusion a une dépendance importante à la masse de la particule en mouvement. Le transfert d'énergie ΔE depuis cette particule vers une molécule de gaz dépend du rapport entre les masses, $\Delta E/E = 2M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$, avec $M_{1,2}$ les masses de la particule et d'une molécule de gaz, respectivement.

Quand $M_1 \ll M_2$, comme c'est le cas pour une collision entre un électron et une molécule de gaz, la quantité d'énergie transférée est minime et le changement de direction important. C'est pour cela qu'un alpha ou un ion présentera une diffusion plus faible qu'un électron, tous paramètres égaux par ailleurs.

3.4.3 Attachement

Le nombre de porteurs de charges collecté est réduit en présence d'attachement, ce qui altère la résolution en énergie du détecteur.

L'attachement caractérise la capture d'électron libre par une molécule du gaz par le mécanisme suivant : $e^- + A \rightarrow A^- + h\nu$. Il est décrit par un coefficient η , permettant de calculer le nombre N d'électrons encore présents après avoir parcouru une distance d , à partir du nombre initial d'électrons N_I [140] :

$$N = N_I \exp\left(-\int_r^{r+d} \eta(r) dr\right) \quad (3.16)$$

Le temps de vie d'un électron s'exprime $\tau_e = (\eta v_d)^{-1}$. Comme v_d dépend du champ électrique E , au même titre que l'attachement, τ_e dépend de E .

L'effet de l'attachement est démultiplié avec la présence (résiduelle) d'éléments fortement électro-négatifs dans le gaz, tel que l'oxygène, l'eau ou les halogènes. La qualité du gaz est donc primordiale pour contrôler le taux de recombinaison.

Plusieurs de ces éléments électro-négatifs étant présents dans l'air ambiant, il est nécessaire de disposer d'un détecteur parfaitement étanche.

3.5 Amplification des charges

L'amplification est le mécanisme principal du régime proportionnel. Son intensité définit le gain du détecteur et les variations d'amplification ont un impact sur la résolution en énergie.

La réponse d'un compteur proportionnel dépend de la valeur du champ électrique. Plus il est élevé, plus les électrons acquièrent de l'énergie cinétique qui est transférée au gaz par excitation et par ionisation. Les électrons secondaires, accélérés, excitent et ionisent à leur tour le gaz, d'où le nom de processus d'avalanche.

3.5.1 Avalanche de Townsend

Coefficient de Townsend

Le premier coefficient d'ionisation de Townsend α , aussi appelé coefficient d'ionisation, décrit le nombre de paires électron/ion produites par unité de distance parcourue par une particule chargée. Il est défini comme l'inverse du libre parcours moyen d'ionisation λ (distance qu'un électron parcourt entre deux collisions ionisantes) : $\alpha = \lambda^{-1}$. Il dépend de la densité ρ et du champ électrique $E(r)$.

L'énergie transférée au gaz par un électron lors d'une collision diminue avec le nombre de collisions (donc avec une augmentation de ρ) et augmente avec l'énergie de l'électron K (donc avec le champ électrique). Plutôt que d'utiliser la densité, la pression P lui est préférée car elle est plus aisée à mesurer.

On montre [129, 135] que le rapport α/P est fonction du champ électrique réduit $E(r)/P$. Connaissant une valeur de référence du coefficient de Townsend α_0 , on observe une variation sur α de la forme :

$$\alpha(K, \rho) = \frac{\alpha_0}{\rho_0} \rho \sim P \cdot f(E(r)/P) \quad (3.17)$$

avec f une fonction dépendant du champ électrique réduit.

Le coefficient de Townsend est nul ($\alpha = 0$) lorsque le champ électrique est trop faible pour que l'électron acquière l'énergie cinétique suffisante à le rendre ionisant. Cependant, du fait

de la complexité des processus en jeu dans les transferts d'énergie, il n'existe pas d'expression généralisée pour décrire α [138].

De plus, comme le transfert de Penning peut considérablement modifier le nombre de paires électron/ion créées par unité d'énergie déposée, l'ajout d'un composé ayant une faible énergie d'ionisation à un gaz noble peut drastiquement modifier ce coefficient.

Processus de multiplication

La relation $\alpha = 1/\lambda$ implique que pour un électron initial, 2 électrons libres sont présents après avoir parcouru une distance λ , 4 électrons libres après 2λ , etc. Pour $N(r)$ électrons à la position r qui traversent une distance dr , le nombre varie de dN :

$$dN = N(r)\alpha(r)dr \quad (3.18)$$

Avec α constant, la solution à cette équation différentielle est de la forme $N(r) = N_I \exp(\alpha r)$. Comme α dépend de la valeur du champ électrique (et donc du rayon r pour une SPC), une intégration doit être réalisée.

Appliqué à l'ensemble du parcours d'un électron, on obtient la valeur de multiplication M , donnée à partir des variations locales du nombre d'électrons par la relation :

$$\ln(M) = \int_{r_0}^{r_a} \frac{dN}{N} \Rightarrow M = \exp\left(\int_{r_0}^{r_a} \alpha(r)dr\right) \quad (3.19)$$

Pour illustrer ce processus, considérons le cas de la SPC, le champ électrique n'y est pas constant, $\alpha(r) = 0$ lorsque r est grand. La multiplication n'a lieu qu'à proximité de l'anode. Pour illustrer ce phénomène, une simulation, réalisée avec Magboltz, du coefficient de Townsend pour une SPC polarisée à 2000 V et remplie à 1.1 bar d'un mélange 98%Ar + 2%CH₄ est présentée à la figure 3.3. Les valeurs sont non-nulle seulement à proximité de l'anode, ce qui explique pourquoi une SPC a la même amplification quelque soit la position du dépôt d'énergie (excepté à $r < 1$ mm de l'anode).

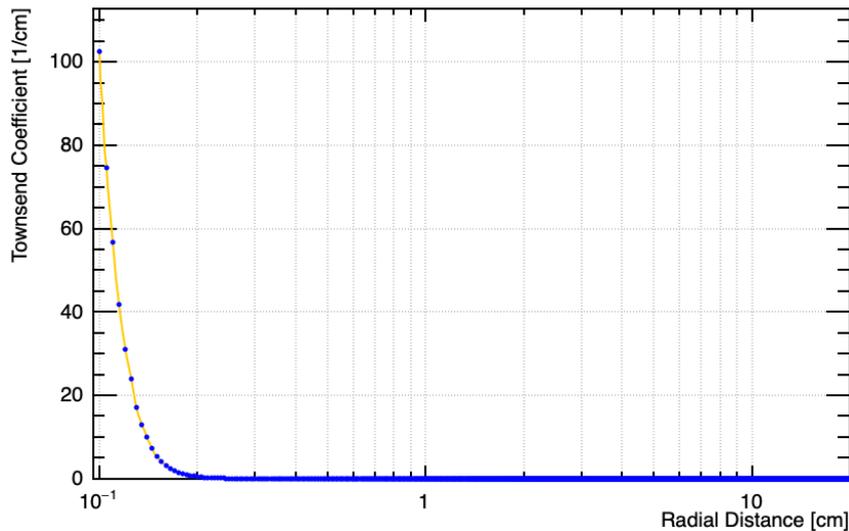


FIGURE 3.3 – Simulation du coefficient de Townsend d'un mélange 98%Ar + 2%CH₄ à 1.1 bar en fonction du rayon d'une SPC polarisée à 2000 V. Les points bleus sont les valeurs simulées et la courbe jaune est une régression entre ces points. L'axe des abscisses est présenté en échelle logarithmique pour visualiser l'évolution rapide du coefficient de Townsend aux faibles rayons.

3.5.2 Gain

Le gain G du détecteur peut être défini comme le nombre d'électrons collectés par électrons issus de l'ionisation primaire N_I . Deux paramètres sont nécessaires à son estimation.

Le premier est la quantité N d'électrons qui atteignent la région d'avalanche, donné par 3.16. L'attachement subi par les électrons entre le point d'interaction en r_0 et l'anode entraîne une diminution du gain.

Le second est la multiplication M des électrons lors de l'avalanche, dont l'expression est donnée par l'équation 3.19.

Le gain en résultant est le produit entre la quantité d'électrons ayant survécu jusqu'à l'anode et la multiplication qu'ils subissent :

$$G = \frac{N \times M}{N_I} = \exp \left(\int_{r_0}^{r_a} (\alpha(r) - \eta(r)) dr \right) \quad (3.20)$$

avec α le coefficient de multiplication et η le coefficient d'attachement.

Pour que le gain soit toujours le même, la multiplication et l'attachement doivent être identiques d'un événement à l'autre.

Dans une géométrie idéale, la multiplication est homogène autour de l'anode et est indépendante de la distance radiale d'interaction. Elle peut être détériorée par l'attachement, qui dépend de la distance d'interaction. Afin de garantir un gain constant (et donc une résolution en énergie constante), il est primordial de rendre l'attachement aussi négligeable que possible.

3.5.3 Effet sur la résolution en énergie

L'amélioration de la résolution en énergie étant une des priorités de la R&D en cours, il convient de décrire les effets liés au gaz et à l'amplification.

Suite au processus de dépôt d'énergie et de multiplication, la charge totale Q collectée sur l'anode vaut :

$$Q = N_I q_e G \Leftrightarrow G = Q / (N_I q_e) \quad (3.21)$$

avec N_I le nombre de paires primaires créées, q_e la charge d'un électron et G le gain du détecteur. Dans l'approximation d'un parcours sans attachement, le gain de l'équation 3.20 est assimilable à la multiplication M de l'équation 3.19.

Aussi bien l'ionisation du milieu par une particule chargée que la multiplication lors de l'avalanche sont des processus statistiques. Par nature, ils subissent des fluctuations. La résolution est définie comme le rapport entre ces fluctuations et la valeur moyenne de la grandeur considérée.

Pour la recherche de $0\nu\beta\beta$, la résolution en énergie est un élément essentiel. Elle est fixée par la fluctuation de la charge mesurée, que décrit l'éq. 3.21. En supposant tous les processus indépendants, on peut écrire :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_I}}{N_I} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 \quad (3.22)$$

Variation du nombre de paires créées

A partir des équations 3.5 et 3.6, il est possible d'établir la résolution liée à l'ionisation du gaz.

Cette valeur est le rapport entre les fluctuations statistiques σ_{N_I} et le nombre moyen \bar{N}_I de

paires créés par ionisation :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{N_I}}{N_I} &= \frac{\sqrt{F \times W_I}}{\sqrt{E}} \\ \Rightarrow \frac{\sigma_{N_I}}{N_I} &= \sqrt{\frac{F}{N_I}} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Variation de l'avalanche

Pour exprimer $\frac{\sigma_M}{M}$, Knoll [138] définit le facteur de multiplication M comme la valeur moyenne du nombre d'électrons présents dans une avalanche $\bar{A} = \frac{1}{N_I} \sum_{i=1}^{N_I} A$. Il en déduit que $\sigma_M^2 = \frac{1}{N_I} \sigma_A^2$. De ce fait 3.22 devient :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{N_I} \left(F + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2\right) \quad (3.24)$$

L'avalanche étant modélisée par une distribution de Polya, σ_A est lié à la proportion d'électrons dont l'énergie dépasse le seuil d'ionisation [129] $\theta : \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 = \frac{1}{A} + \frac{1}{1+\theta}$.

Dans le cas où \bar{A} est grand, $\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 \approx \frac{1}{1+\theta} \equiv b$. Ce paramètre b est donné constant pour un gaz et est de l'ordre de 0.4 - 0.7, dominant ainsi le facteur de Fano.

En ajoutant un terme de bruit électronique $f(Q)$ (dépendant de la charge collectée), l'expression de la résolution en énergie à mi-hauteur $\frac{\delta_Q}{Q}$ peut finalement s'écrire :

$$\frac{\delta_Q}{Q} = 2.355 \times \left(\sqrt{\frac{W_i(F+b)}{E}} + f(Q) \right) \quad (3.25)$$

Le coefficient $2\sqrt{2\log 2} \approx 2.355$ donne la largeur à mi-hauteur d'une résolution exprimée en écart-type, dans le cas où le processus suit une loi normale (approximation valide dans le cas d'un grand nombre d'électrons primaires, d'après le théorème de la limite centrale).

Ordre de grandeur pour le prototype R2D2

En se référant aux valeurs W, F et b de l'ArP2 à pression atmosphérique présentées le tableau 3.1, pour une électronique sans bruit ($f(Q) = 0$), la meilleure résolution possible est de l'ordre de :

$$\begin{aligned} \frac{\delta_Q}{Q} &= 2.355 \times \sqrt{\frac{0.98 \times 26}{5.3 \times 10^6}} \times \sqrt{0.2 + 0.5} \\ \Rightarrow \frac{\sigma_Q}{Q} &= 0.0044 \end{aligned} \quad (3.26)$$

La meilleure résolution qu'il serait possible d'atteindre dans un SPC rempli d'argon aux conditions normales de pression et de température est de l'ordre de 0.45% FWHM pour une source de ^{210}Po avec $Q=5.3$ MeV.

3.6 Signal induit

L'analyse du signal est centrale pour l'amélioration des performances de la SPC. Pour décrire ce signal, nous devons comprendre le lien entre le mouvement des charges et la formation du courant sur l'anode.

Trois étapes conduisent à la formation de ce signal. Dans un premier temps le transport des électrons jusqu'à la région d'avalanche, puis la multiplication et enfin la migration des ions. La forme du signal dépend alors du profil spatial de l'énergie déposée, de la distance parcourue par les électrons, du gain et de la vitesse des ions. Du fait des différentes vitesses de dérive et des distances parcourues, les électrons et les ions ont des contributions différentes.

3.6.1 Théorème de Shockley-Ramo

Le théorème de Shockley-Ramo [141, 142] stipule qu'une particule chargée en mouvement entre deux électrodes induit un courant sur chacune d'elles.

Si la particule est chargée négativement (comme c'est le cas des électrons), elle génère un signal négatif sur l'électrode vers laquelle la particule se dirige et un signal positif sur l'électrode dont elle s'éloigne. Inversement, une particule chargée positivement est à l'origine d'un signal positif sur l'électrode dont elle s'approche et négatif sur l'électrode dont elle s'éloigne.

Appliqué au signal anodique d'une SPC, cela signifie que les électrons se déplaçant vers l'anode et les ions ayant une direction opposée génèrent tous deux un signal négatif sur l'anode.

Ce signal induit est proportionnel au champ électrique rencontré. En effet, l'équation de base du théorème de Ramo pour un électron de charge q_e en mouvement entre deux électrodes polarisées à +1 V et à 0V, donne le courant i :

$$i = q_e E(r) v_d \quad (3.27)$$

avec i le courant électrique induit, $E(r)$ la composante du champ électrique dans la direction du mouvement et $v_d = dr/dt$ la vitesse de déplacement relative à l'anode.

Plus exactement, le terme de droite de l'équation 3.27 est constant pour tout produit $i \cdot V$. Pour une différence de potentiel quelconque V_0 , le courant 3.27 devient $i = \frac{q_e}{V_0} E(r) v_d$. Comme $i = dq/dt$ et $E(r) = -dV(r)/dr$, il est possible de connaître la quantité de charge induite selon le champ de potentiel traversé :

$$\begin{aligned} i &= \frac{dq}{dt} = -\frac{q_e}{V_0} \frac{dV(r)}{dr} \frac{dr}{dt} \\ \Leftrightarrow dq &= -\frac{q_e}{V_0} \frac{dV(r)}{dr} dr \end{aligned} \quad (3.28)$$

3.6.2 Contribution des électrons et des ions

Calculons la quantité de charges induites pour N_I paires primaires, amplifiées avec un gain G , pour une anode polarisée avec une tension V_0 .

Si on considère que G électrons atteignent l'anode pour un électron primaire, l'avalanche a une taille $(G-1)$. Pour simplifier le développement, on fait l'hypothèse que toutes les $(G-1)$ paires électron/ions sont créés à une distance ϵ de l'anode. Le calcul des contributions de l'avalanche se fait entre $r_a + \epsilon$ et r_a ou r_c pour les électrons et les ions respectivement.

A cette contribution de taille $(G-1)$, il faut ajouter la contribution de la paire électron/ion primaire. Si l'interaction de la particule ionisante a lieu à une distance r_0 , l'intégration se fait de r_0 à r_a pour l'électron et de r_0 à r_c pour l'ion. La charge induite des électrons Q_{ind}^- est donnée par la somme des contributions suite à l'ionisation primaire et lors de l'avalanche. De même

pour les ions :

$$\begin{aligned}
 Q_{ind}^- &= \frac{N_I q_e}{V_0} \left[(G-1) \int_{r_a+\epsilon}^{r_a} \frac{dV(r)}{dr} dr + \int_{r_0}^{r_a} \frac{dV(r)}{dr} dr \right] \\
 &= \frac{N_I q_e}{V_0} [G \cdot V(r_a) - (G-1) \cdot V(r_a + \epsilon) - V(r_0)] \\
 Q_{ind}^+ &= \frac{-N_I q_e}{V_0} \left[(G-1) \int_{r_a+\epsilon}^{r_c} \frac{dV(r)}{dr} dr + \int_{r_0}^{r_c} \frac{dV(r)}{dr} dr \right] \\
 &= \frac{N_I q_e}{V_0} [(G-1) \cdot V(r_a + \epsilon) + V(r_0) - G \cdot V(r_c)]
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

Ces deux contributions dépendent du gain G , de la distance à laquelle les charges de l'avalanche sont créées ϵ et du potentiel électrique à la position où est déposée l'énergie. Dès lors que l'interaction a lieu à un r_0 suffisamment grand, la contribution de l'ion primaire est négligeable. On peut aussi négliger la contribution de l'électron primaire dans le cas où le gain est suffisamment important (mais pas dans le régime d'ionisation).

Les rapports $\frac{Q_{ind}^+}{Q_{ind}^+ + Q_{ind}^-}$ et $\frac{Q_{ind}^-}{Q_{ind}^+ + Q_{ind}^-}$ indiquent les contributions respectives des ions et des électrons au signal total.

Avec les conditions aux limites $V(r_c) = 0$ et $V(r_a) = V_0$, on peut vérifier que la charge totale collectée vaut $Q = N_I q_e G$:

$$\begin{aligned}
 Q_{ind} &= Q_{ind}^+ + Q_{ind}^- \\
 &= \frac{-N_I q_e}{V_0} \left[(G-1) \int_{r_a}^{r_c} \frac{dV(r)}{dr} dr + \int_{r_a}^{r_c} \frac{dV(r)}{dr} dr \right] \\
 &= -N_I G \frac{q_e}{V_0} \int_{r_a}^{r_c} \frac{dV(r)}{dr} dr \\
 &= N_I q_e G
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

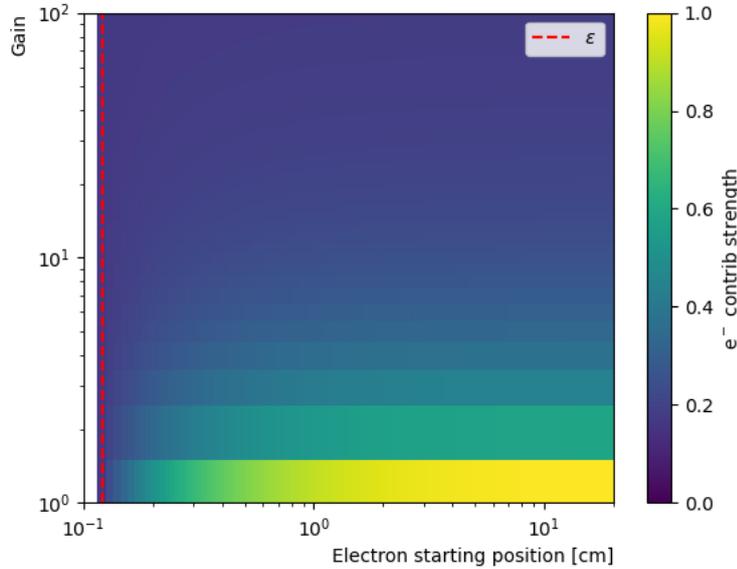


FIGURE 3.4 – Carte en échelle logarithmique de la contribution des électrons au signal selon la position du dépôt d'énergie r_0 et le gain, pour une distance d'avalanche fixée à $\epsilon = 200 \mu\text{m}$.

La figure 3.4 présente la part du signal induit par les électrons dans le signal total (en échelle logarithmique), résultant des calculs détaillés dans l'annexe B et en prenant une distance d'avalanche fixée à $\epsilon = 200 \mu\text{m}$ (une valeur choisie en accord avec les simulations de SPC, voir Chap. 5).

On constate que la contribution des électrons dans le signal total a un minima à $\sim 20\%$, qui est atteint quelque soit le rayon initial à partir d'un gain de 10 (cas des gains élevés, décrits ci-après dans l'Eq. 3.32). La position radiale de l'interaction a donc un rôle marginal dans la répartition des contributions, pour des gains > 10 .

En revanche, pour des gains inférieurs à 5, la part des électrons est majoritaire et ce d'autant plus que la position d'origine du dépôt d'énergie est éloignée de l'anode. En effet, plus le chemin parcouru par un électron est grand, plus son signal induit est important et plus le gain est faible, plus la part des électrons issus de l'ionisation primaire est importante.

Aux régimes de faibles gains (et d'ionisation quand $G=1$) et à faible distance de l'anode, la contribution des électrons ne compte pas pour la totalité du signal, puisqu'il faut prendre en compte le signal induit par l'ion issu de l'ionisation primaire.

Notons que dans l'approximation des gains élevés $G \gg 1$, les contributions respectives des ions et des électrons valent

$$\begin{aligned} \frac{Q_{ind}^+}{N_I q_e G} &= -\frac{1}{V_0} [V(r)]_{r_a+\epsilon}^{r_c} = \frac{V(r_a + \epsilon)}{V_0} \\ \frac{Q_{ind}^-}{N_I q_e G} &= \frac{1}{V_0} [V(r)]_{r_a+\epsilon}^{r_a} = \frac{V_0 - V(r_a + \epsilon)}{V_0} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Dans le cas où $r_c \gg r_a \gg \epsilon$ et en utilisant le potentiel de la SPC donné par 3.2, le rapport des contributions devient :

$$\begin{aligned} \frac{Q_{ind}^-}{Q_{ind}^+} &= \frac{r_a}{r_c - r_a} \frac{r_a + \epsilon}{r_c - r_a - \epsilon} - 1 \\ &= \frac{\epsilon}{r_a} \frac{r_c}{r_c - r_a - \epsilon} \\ &\approx \frac{\epsilon}{r_a} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Dans le cas des SPC, on peut estimer que ϵ est de l'ordre de la dizaine de % de r_a . Cela signifie que le signal est dominé par la contribution des ions, mais la contribution des électrons est suffisamment importante pour ne pas être négligée. Cette approximation est en accord avec les résultats présentés dans la figure 3.4.

Chapitre 4

Le détecteur R2D2 - Rare Decays with Radial Detector

Sommaire

4.1 Objectifs du projet	75
4.1.1 Finalité de la R&D	75
4.1.2 Les étapes du projet	77
4.1.3 La collaboration	78
4.2 Description détaillée du prototype de SPC	79
4.2.1 L'enceinte haute pression	80
4.2.2 Systèmes de mesure des signaux	83
4.2.3 Système de gestion du gaz	87
4.2.4 Électronique et acquisition des données	90
4.3 Géométrie alternative : la CPC	94
4.3.1 Electrostatique	94
4.3.2 Mécanique	94

Parmi les différentes propositions de détecteurs adaptés à la mesure de la double désintégration bêta sans émission de neutrino, R2D2 se distingue par l'apparente simplicité de son concept. C'est un avantage théorique dans la conception d'un détecteur sans bruit de fond. Cependant, ce concept récent des chambres proportionnelles sphériques doit être adapté et éprouvé afin d'atteindre les performances requises pour la recherche de $0\nu\beta\beta$.

4.1 Objectifs du projet

L'idée d'utiliser une Chambre Proportionnelle Sphérique (SPC) [111] pour la recherche de $0\nu\beta\beta$ avec du xénon à haute pression a germé dès 2011 [143]. Elle a été formalisée entre 2015 [144] (projet ANEMOS) et 2018 [84], jusqu'à être approuvée en tant que master projet par l'IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules). L'objectif de cette R&D est d'évaluer les performances d'une SPC pour la recherche de double désintégration bêta (voir chapitre 2), où un intérêt particulier est porté sur la résolution en énergie.

4.1.1 Finalité de la R&D

Si la désintégration $0\nu\beta\beta$ existe, seuls quelques événements par an sont attendus pour une cible avoisinant les 10^{26} atomes. A ce taux de comptage, il est difficile de distinguer un événement de bruit de fond d'un produit d'une $0\nu\beta\beta$.

L'objectif de la R&D est de concevoir un prototype de détecteur permettant d'accueillir au moins une tonne d'isotope candidat. Il doit avoir une résolution en énergie inférieure à 1% FWHM, être en mesure d'identifier les traces multiples afin d'éliminer le bruit de fond. Il devra aussi fonctionner de manière stable durant de longues périodes.

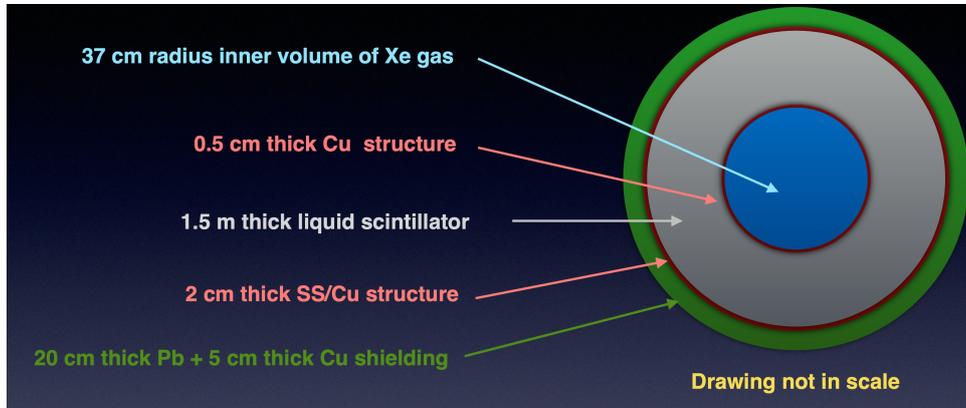


FIGURE 4.1 – Représentation schématique du démonstrateur [84] contenant 50 kg de ^{136}Xe dans son volume actif dans une sphère de 37 cm de rayon, plongée dans du scintillateur liquide utilisé comme veto et blindée de la radioactivité ambiante par une enceinte de plomb et de cuivre.

Une publication préliminaire [84] a montré qu'un bruit de fond de l'ordre de 0.1 événements/an pouvait être un objectif réaliste en exploitant une sphère de 37 cm de rayon, adéquatement blindée, contenant 50 kg de ^{136}Xe dans son volume actif (représenté schématiquement à la figure 4.1). Ce seuil de 0.1 événements/an est défini en prenant en compte les différentes sources de bruit de fond possibles dans le détecteur, à savoir :

- Les événements $2\nu\beta\beta$;
- Les contaminations en ^{60}Co , ^{208}Tl , ^{214}Bi des matériaux composant le détecteur ;
- Les rayonnements gamma externes ;
- Les neutrons rapides ;
- Les fissions issues du radon présent dans le xénon ;
- Les muons cosmiques.

Avec ce démonstrateur, une efficacité de détection de 64% donne une sensibilité à la demi-vie de $T_{1/2}^{0\nu} > 2.5 \times 10^{25}$ ans, équivalent à une sensibilité à la masse du neutrino de $m_{\beta\beta}^{\nu} < 160\text{-}330$ meV.

Pour parvenir à ces résultats, les décroissances $2\nu\beta\beta$ et $0\nu\beta\beta$ ainsi que les chaînes du ^{60}Co , du ^{232}Th et du ^{238}U ont été simulées.

Pour sélectionner le signal, une région d'intérêt (ROI) est définie autour de $Q_{\beta\beta} \pm 0.6\%$. Le ^{60}Co et le ^{232}Th en sont exclus, mais le ^{238}U y contribue. Pour rejeter ces bruits de fond, trois coupures sont utilisées.

Un volume fiduciaire est défini dans un rayon de 36 cm autour de l'anode, ce qui exclut les événements à moins de 1 cm de la paroi. Ensuite, seuls les événements avec un dépôt inférieur à 200 keV dans le liquide scintillant sont retenus. Enfin, pour se prémunir des γ , une coupure sur la distance ΔR séparant les dépôts d'énergie élimine les événements lorsque $\Delta R > 5$ cm.

La figure 4.2 présente le bruit de fond attendu après coupures dans le démonstrateur. Ces résultats montrent la nécessité de s'affranchir du **verrou technologique que représente la résolution en énergie des SPC**.

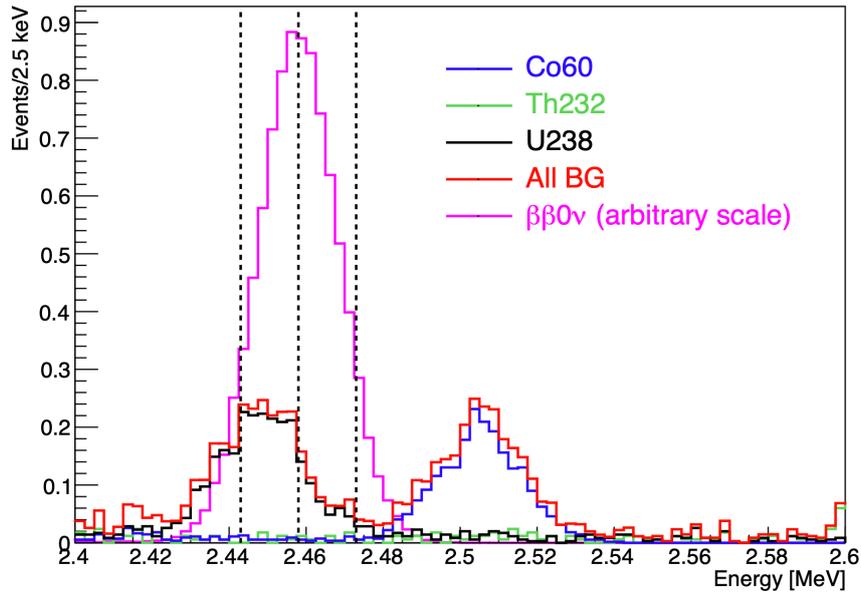


FIGURE 4.2 – Nombre d'évènements attendus après coupures pour 1 an de prises de données avec le démonstrateur de 50 kg décrit par [84]. Les couleurs correspondent aux différents bruits de fond (en rouge leur somme) et au signal $0\nu\beta\beta$ en violet. Les lignes verticales représentent une région d'intérêt de $\pm 0.6\%$ autour de $Q_{\beta\beta}$

La R&D a pour objectif final la conception d'une sphère de 1 m de rayon, pressurisée à 40 bar avec du xénon enrichi en isotope 136 à 90%. Actuellement, les recherches sont dans une phase exploratoire, cadre dans lequel s'inscrivent mes travaux.

Objectif de la thèse

La première phase de la R&D est concentrée sur l'**objectif de 1% FWHM de résolution en énergie** dans une SPC au xénon haute pression. Ces développements font précisément l'objet du chapitre 6.

Parallèlement, la R&D en cours cherche à développer les techniques d'**identification de la position** de l'événement dans une SPC. Pour ce faire, deux approches ont été considérées :

- La première repose sur la mesure du temps de dérive des électrons. Cette mesure nécessite de **détecter la lumière de scintillation** puis d'enregistrer précisément l'écart temporel qui sépare cette détection de la mesure de charge ;
- La seconde possibilité pour reconstruire la position initiale se base sur l'analyse de la forme d'onde des signaux. Comme nous le verrons au chapitre 5, la forme d'onde est régie par le temps de dérive et la diffusion des électrons dans le gaz. Or, ces propriétés varient en fonction du champ électrique et donc de la distance radiale de l'interaction.

4.1.2 Les étapes du projet

Le tableau 4.1 présente un résumé du développement de cette R&D avec les principaux objectifs.

Entre 2018 et 2020, une première SPC (Prototype 1) a été réalisée par les équipes du LP2I-Bordeaux. Cette SPC est munie d'un système de remplissage et de pompage du gaz simple. Les principaux éléments servant à maintenir l'anode et ceux servant à l'insertion d'une source de calibration ont été conçus à cette étape. L'électronique d'acquisition a fait l'objet d'un développement particulier par le service électronique du LP2I-Bordeaux.

2015-2018	2018-2019	2019-2022	2022-2023	~2025	>2030
Études préliminaires	1er Prototype	2nd Prototype		Démonstrateur	Expérience
	r=20 cm P≤1 atm ArP2	r=20 cm Certifié HP (40 bar) Ar ^{Nat} Xe		r=37 cm P=40 bar 50 kg ¹³⁶ Xe	r=100 cm P=40 bar 10 ³ kg ¹³⁶ Xe
Sensibilité [84]	Résolution[145] Scintillation[146]	Résolution à HP Résolution en Xe		$m_{\beta\beta}^{\nu} < 160\text{-}330$ meV Radio-pureté Veto externe	$m_{\beta\beta}^{\nu} < 10$ meV Grande échelle

TABLE 4.1 – Présentation des périodes clés, du statut de la R&D, des caractéristiques visées ainsi que des objectifs scientifiques et techniques pour chaque cycles du projet. Les abréviations signifient r : rayon ; P : Pression ; ArP2 : Mélange Argon 98% CH₄ 2% ; HP : haute pression.

Cette enceinte n'étant pas certifiée au travail sous pression, les mesures ont été réalisées avec des pressions ≤ 1.1 bar.

Ce prototype a aussi permis une première mesure de lumière de scintillation en coïncidence avec une mesure de charge.

Un second prototype réceptionné fin 2020 a été conçu pour recevoir la certification à 40 bars en tenant compte des retours d'expérience du premier prototype. Les aléas liés à la pandémie ont perturbé son installation. Des mesures à plus haute pression ont débuté en 2022.

Dans le même temps, les systèmes de recirculation et de recyclage ont été mis en service, présageant des premières mesures en xénon à pression ambiante au second semestre 2022.

Le programme pour fin 2022 et 2023 va se concentrer sur des mesures en xénon à plus haute pression et devrait donner lieu à des développements sur l'anode et sa tige de maintien.

Si ces étapes s'avèrent fructueuses, la phase suivante sera la construction du démonstrateur proposé dans [84]. Il sera construit avec des matériaux radiopurs. L'objectif sera de mesurer des désintégration $\beta\beta$. Cette étape validera les technologies et consolidera les savoir-faire en vue de la réalisation d'un détecteur à l'échelle de la tonne.

Le succès de cette dernière étape ouvrira alors la voie à la réalisation d'une expérience concurrentielle sur la $0\nu\beta\beta$. Son objectif sera de couvrir l'ordre de masse inverse et disposer d'une sensibilité à la masse du neutrino $m_{\beta\beta}^{\nu} < 10$ meV. Plusieurs configurations d'expérience pourront être envisagées pour ce détecteur, selon les résultats du prototype et du démonstrateur. Il est possible d'imaginer une sphère avoisinant 1 m de rayon. Si le passage à l'échelle se révèle trop compliqué, une solution serait d'employer plusieurs détecteurs de petite dimension.

4.1.3 La collaboration

Face aux défis proposés par un tel effort de R&D, une équipe internationale a été composée. Elle regroupe six laboratoires en France et en Angleterre (Birmingham Physics Department, CPPM, IRFU, LP2I-Bordeaux, LPSC, LSM, Subatech) et près d'une quinzaine de personnes. Plusieurs équipes participant à l'expérience de recherche de matière noire NEWS-G sont impliquées dans les développements de R2D2. La figure 4.3 illustre la répartition géographique des laboratoires impliqués dans R2D2.

Il a été choisi d'installer le prototype à Bordeaux, au Laboratoire de Physique des



FIGURE 4.3 – Détail des laboratoires impliqués dans le projet R2D2 (carte créée à partir des outils mis à disposition par OpenStreetMap).

deux Infinis (LP2I-Bordeaux, anciennement CENBG). Le laboratoire dispose en effet d'une plateforme (dénommée PRISNA) dédiée aux expériences basses radioactivité, avec un blindage passif contre les rayons cosmiques (2 m de béton) et un revêtement anti-radon. De plus, la température y est contrôlée au degré près, minimisant les effets thermodynamiques sur le gaz ainsi que les variations dans la réponse des composants électroniques.

4.2 Description détaillée du prototype de SPC

Pour mettre en oeuvre un détecteur fonctionnant au xénon il est nécessaire de disposer, en plus de l'enceinte haute pression, d'un système de gestion du gaz et d'une électronique adaptée. Les différents éléments qui ont été installés sont les suivants :

1. Une chambre de mesure certifiée pour fonctionner à haute pression (40 bars). Elle doit aussi pouvoir subir des dépressions importantes (de l'ordre de 10^{-7} mbar) et être étanche, de façon à minimiser les contaminations externes du gaz ;
2. Un système de mesure adapté à la nature du signal. La mesure de la charge requiert d'instrumenter l'anode, la mesure de scintillation nécessite l'installation d'un photomultiplicateur ;
3. Un système de pompage pour faire le vide dans le détecteur (doté des instruments de contrôle nécessaire) ;
4. Un système de purification du gaz, pour retirer les éléments électronégatifs ;
5. Un système de récupération du gaz, pour remplir et vider le détecteur sans déperdition de gaz ;
6. Un système de recirculation du gaz, pour faire fonctionner la purification en circuit fermé.

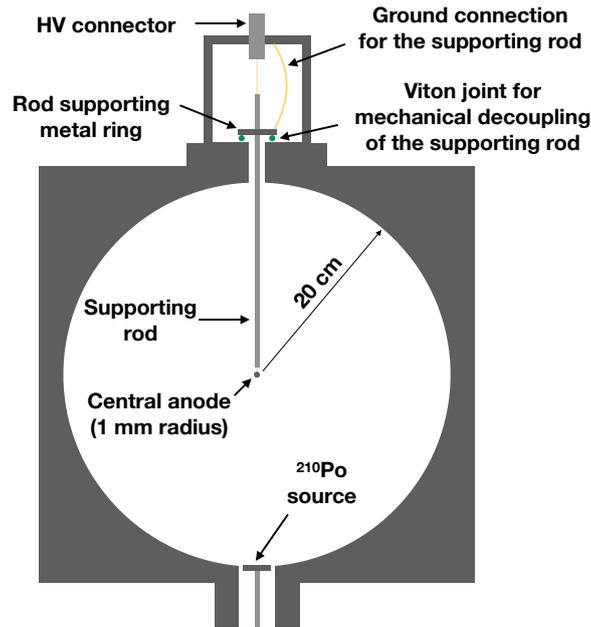


FIGURE 4.4 – Présentation schématique de l'enceinte haute pression (aussi dénommée "chambre de mesure" ou simplement "sphère" dans le texte).

La figure 4.4 est un schéma de principe qui présente l'intégration des systèmes de mesure à l'enceinte HP utilisée lors des premières étapes de la R&D (deux prototypes ont été construits, désignés plus loin comme Prototypes 1 et 2). On y distingue l'anode et sa tige de maintien situées dans l'hémisphère supérieure de la sphère (parfois aussi appelé hémisphère nord). Au bas de l'hémisphère inférieure est positionnée la source de calibration utilisée pour les mesures en argon aux pressions <10 bar, ainsi que son porte source. Le porte-source peut aussi accueillir un SiPM pour la détection de la lumière de scintillation.

4.2.1 L'enceinte haute pression

L'enceinte haute pression constitue le corps du détecteur. L'objectif premier étant de tester la résolution en énergie accessible aux SPCs, la radio-pureté n'est pas requise à ce niveau de développement. Il a été fait le choix de construire les prototypes dans des alliages commerciaux pour des questions de coût.

La principale contrainte technique est mécanique, la chambre doit fonctionner à haute pression (et recevoir un agrément) et tenir un vide poussé dans la phase de nettoyage des parois internes. Cette double spécification est particulièrement contraignante, notamment au niveau des traversées électroniques.

Prototype 1

Le prototype 1 a été usiné au LP2I-B à partir de deux blocs d'aluminium. Deux demi-sphères de 20 cm de rayon ont été excavées formant une sphère par assemblage des deux hémisphères, cf figure 4.5. Son volume est de 33.5 L. Le choix de l'aluminium au lieu de l'acier a été fait en raison des capacités d'usinage présentes au laboratoire.

Ce prototype n'est pas certifiable pour fonctionner à haute pression, nous avons donc limité

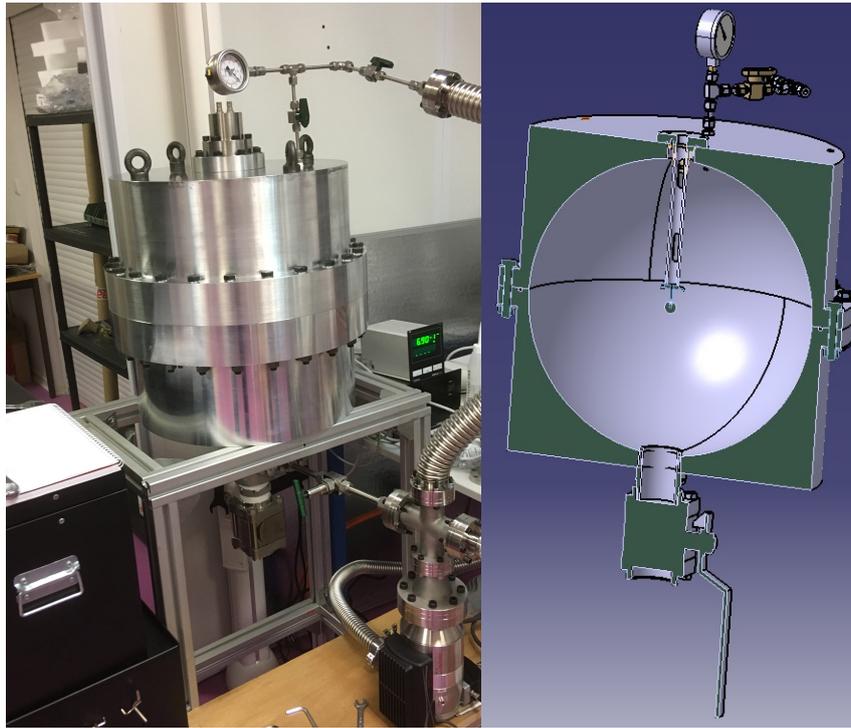


FIGURE 4.5 – Premier prototype de SPC conçu en aluminium commercial, d'un rayon interne de 20 cm. A gauche, le prototype sur son support connecté aux système de pompage. On distingue les traversées de pompage sur les parties inférieure et supérieure. Cette dernière accueille également le support de l'anode et les connecteurs électroniques nécessaires. A droite, le schéma mécanique en 3-dimension.

son utilisation aux pressions ne dépassant pas ~ 1.1 bar.

Ce premier prototype présente trois traversées pour le système de gestion du gaz, pour l'anode et pour une source radioactive. Deux de ces traversées (gaz et anode) sont localisées dans sa partie supérieure. Celle de la partie inférieure a un double emploi. Elle offre un piquage pour le pompage et permet l'insertion d'une source de calibration.

Suite aux premières prises de données avec ce prototype, nous avons identifié plusieurs sources de bruit liées aux vibrations :

- le manque de rigidité du châssis sur lequel repose le détecteur ;
- la transmission des vibrations jusqu'à l'anode par le biais de sa fixation.

Une représentation schématique du système de fixation est montré dans la figure 4.4. Un disque métallique enserre le tube de maintien de l'anode. Ce disque repose sur la surface externe de la sphère, ce qui maintient l'anode à la position souhaitée. La figure 4.6 montre cet ensemble anode/tube/disque. Un joint viton servant d'absorbeur a été ajouté sur la surface inférieure du disque de façon à atténuer la propagation des vibrations.

Néanmoins, deux problèmes sont restés liés à ce mode de fixation : un risque d'erreur sur la position de l'anode et la liberté de mouvement donné au câble électrique. Pour ces raisons, un système de fixation amélioré a été développé pour le prototype 2.

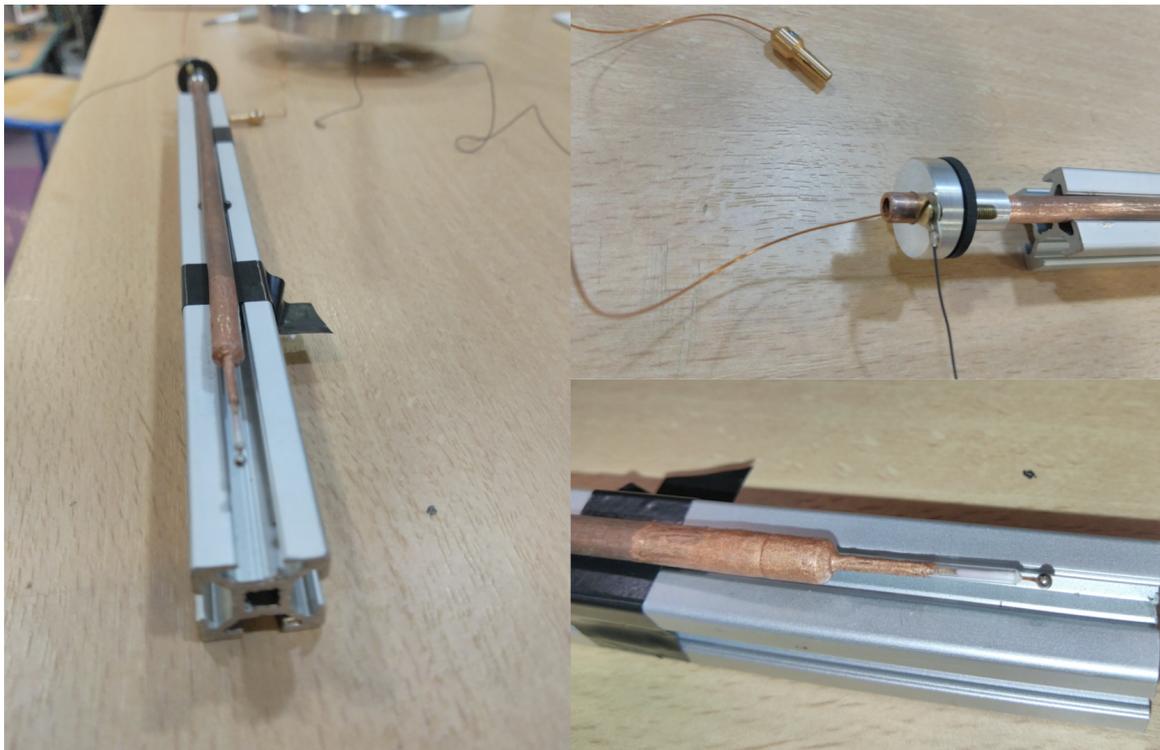


FIGURE 4.6 – Photos de l'ensemble anode/tube/câble fourni par l'IRFU et utilisés pour les mesures de coïncidence avec la lumière de scintillation et de résolution. A gauche on voit le tube dans toute sa longueur, posé dans un tube de profilé afin de protéger l'anode. En haut à droite on aperçoit le disque de fixation à la sphère avec un joint viton ajouté pour absorber les vibrations, ainsi que le câble avec sa gaine capton et son connecteur en olive. En bas à droite, on distingue l'anode ainsi que l'embout résistif en verre qui éloigne l'anode de la partie conductrice de la tige, tout en maintenant la première dans l'alignement.

Prototype 2

Le fabrication du second prototype (figure 4.7) a été sous-traitée à la société RAVANAT afin de disposer d'une enceinte qualifiée aux hautes pressions (40 bar). Cette contrainte a motivé le choix de l'acier inoxydable comme matériau. Suite à son usinage, la surface interne a été électro-polie. Plusieurs améliorations par rapport à la première version ont été réalisées.

Les performances de vide et d'étanchéité sont améliorées. L'enceinte est en mesure d'atteindre 10^{-7} mbar, assurant une faible contamination initiale lors du remplissage du gaz.

Le nombre de traversées a été accru (6 contre 3 auparavant) et leur diamètre augmenté, permettant d'instrumenter directement le volume de la sphère avec les capteurs de pression (une jauge pour le vide et une jauge pour la haute pression), ainsi que de dissocier l'entrée pour le remplissage en gaz de la sortie pour le pompage. L'augmentation du diamètre améliore aussi les capacités de pompes (en minimisant les pertes de charge).

Concernant le second prototype et le châssis supportant la sphère, plutôt qu'un châssis assemblé à partir d'éléments profilés (les barres grises visibles sur la figure 4.5 gauche), des sections d'acier ont été soudées entre elles afin d'augmenter la rigidité, diminuant les vibrations mécaniques. Une sur-structure en tube profilés vient s'y ajouter pour y fixer les systèmes liés au gaz et à l'électronique.

Parmi les aléas ayant perturbé la mise en service, nous avons rencontré un problème de géométrie. En sortie d'usinage l'enceinte était un ellipsoïde présentant deux demi-axes de rayons



FIGURE 4.7 – Second prototype SPC certifié pour fonctionner à haute pression (40 bar). Son rayon interne est de 20 cm.

$r_1=201.5$ mm et $r_2=217$ mm. L'épaisseur suffisante de la cathode a permis de la ré-usiner sans repartir de zéro, mais les délais s'en sont trouvés allongés.

Un problème de tenue au vide a aussi été rencontré. Lors de la livraison, le détecteur était équipé de joints plats annelés (formés de plusieurs couches de graphite et d'inox en alternance) conçus pour la haute pression. Cependant, lors des phases de pompage une partie du graphite était aspirée à l'intérieur de la sphère. Ces joints annelés ont été remplacés par des joints toriques.

Enfin, les premières traversées électriques étaient équipées de connecteurs de puissance. Ils sont composés d'une tige métallique enchâssée dans une gaine céramique. Etant insuffisamment blindés, le bruit ambiant perturbait le signal. La solution a été de faire certifier spécialement une bride dédiée équipée de traversées électriques adaptées au bas bruit.

4.2.2 Systèmes de mesure des signaux

Source de calibration

Aux pressions inférieures à la dizaine de bar, les β ont des traces trop longues pour être contenues dans le volume du détecteur. Les α ont l'avantage d'être stoppés beaucoup plus rapidement que les électrons dans la matière. Ils peuvent être contenus dans le détecteur même à basse pression. La source de ^{210}Po utilisée décroît en ^{206}Pb (élément stable) par l'émission d'alpha de 5304 keV avec une demi-vie de 138 jours. L'activité initiale de cette source était de l'ordre de 4 Bq, mais son utilisation prolongée (1 à 2 ans) a fait chuter l'activité à 0.1 Bq. Pour poursuivre les mesures, une seconde source a été utilisée, avec une activité initiale de 7 Bq.

La source se présente sous la forme d'un dépôt sur une surface aluminisée. Elle est positionnée à l'affleurement de la cathode, dans la traversée au bas de l'hémisphère inférieur, sur un disque porte-source.



FIGURE 4.8 – Porte source monté sur la bride du second prototype. Le joint torique ainsi que les deux connecteurs BNC pour la tension et le signal du SiPM sont visibles sur la bride, un morceau d'adhésif cuivré maintient ensemble les câbles électriques et la tige du porte source. En haut de cette tige se trouve un disque au centre duquel est placé la source de ^{210}Po . Cette dernière est maintenue en place par pression mécanique à l'aide de la rondelle dorée décentrée. La grille qui protège la région de dérive du champ électrique du SiPM est maintenue par deux vis. Sous cette grille se trouve une cavité pour accueillir le SiPM.

Ordre de grandeur pour le prototype R2D2

La source de ^{210}Po émet des α de 5.3 MeV avec une demi-vie de 138.4 jours (voir Fig. 2.4) : $^{210}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{206}\text{Pb}$

Les traces sont de l'ordre de 15 cm à 200 mbar ; à pression atmosphérique, la trace est réduite à 3 cm environ.

Porte-source - L'insertion de la source de calibration se fait via la bride située au pôle sud du détecteur (voir schéma 4.4). Pour atteindre l'intérieur de la sphère, la source est positionnée au bout d'une tige métallique, comme illustré dans la figure 4.8.

Cette tige a fait l'objet d'attentions particulières. Plusieurs longueurs différentes ont été testées, pour étudier l'effet de la distance source - anode sur le signal. Cependant, la présence d'un tel système à l'intérieur du volume de détection vient perturber le champ électrique, rendant les mesures difficilement comparables.

Au final nous avons choisi de positionner la source à l'affleurement de la surface interne de la sphère. Elle repose sur un disque qui dispose aussi d'un emplacement destiné à recevoir le SiPM. La bride dédiée au porte-source est donc munie de deux traversées électriques BNC. Celles-ci servent à alimenter le SiPM avec sa tension de biais et à mesurer le signal (voir le paragraphe

sur la mesure de lumière de scintillation).

Mesure de charge

La charge est mesurée sur une anode placée au centre de la sphère. Cette anode est maintenue en position centrale par un tube métallique, qui accueille en son sein le câble haute-tension. Cette canne est en alliage conducteur (du cuivre ou de l'inox) et, mise au potentiel de la cathode, elle permet de protéger le volume de détection de l'influence du champ électrique du câble d'alimentation. Cependant, il existe un risque de claquage avec l'anode si cette dernière est trop proche du tube. Pour l'éviter, un matériau résistif peut être placé entre le tube et l'anode (dans la Fig. 4.6 une paille en verre tient ce rôle).

L'anode - C'est une bille en acier inoxydable de 1 mm de rayon utilisée dans les roulements à billes. L'homogénéité de sa courbure a une influence sur le champ électrique et donc sur la taille de l'avalanche. Pour conserver une réponse isotrope, la bille doit être une sphère la plus homogène possible.

Sur cette anode est soudé un câble électrique, qui assure le passage du signal et de la tension de polarisation de l'anode. C'est un câble mono brin de 500 μm de diamètre, non blindé, isolé par une gaine en capton, supportant une tension maximale de 7000 V, supérieure aux capacités de l'alimentation électrique utilisée.

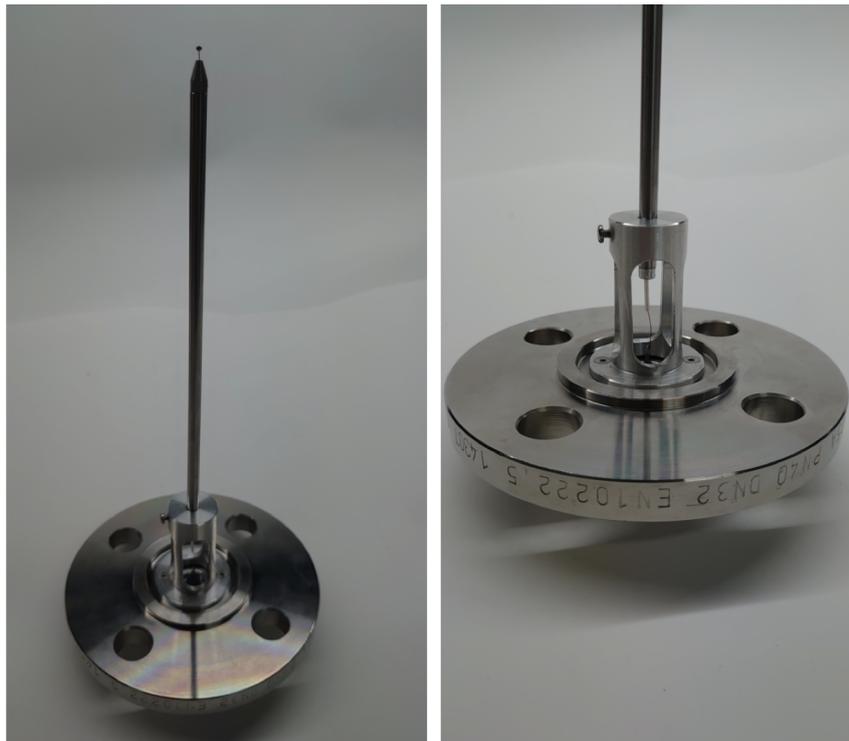


FIGURE 4.9 – Support de fixation de l'anode, développé pour le second prototype. Le système de fixation est directement monté sur la bride qui scelle l'enceinte HP. Le tube et la bride sont maintenu ensemble avec une vis. Ce montage améliore la précision du positionnement et la connexion électrique (la soudure rend l'olive superflue, la longueur de câble est fixe). L'ensemble anode/tube présenté ici est développé au LP2I-B avec une anode d'1 mm.

Fixation du tube - La fixation de la canne d'anode par un disque, visible sur la figure 4.6, a été repensée pour le prototype 2. Le tube de support est fixé directement sur la bride, (Fig. 4.9).

Une vis fait pression sur la tige pour la maintenir en place et le câble électrique est directement soudé sur le connecteur HT.

Alimentation électrique - Sa fonction est de polariser l'anode avec une tension qui doit être suffisamment stable pour ne pas introduire de variation dans la réponse du détecteur à un signal.

Notre choix initial s'est porté sur une alimentation CAEN DT8034 [147], pouvant fournir une tension jusqu'à +5 kV avec un contrôle du courant à 0.5 nA et des variations de tension inférieures à 8 mV (avec une valeur type de 4 mV à basse fréquence).

Le test ultérieur d'une alimentation Iseg EHS 8060N a montré de plus faibles oscillations de la tension de sortie. Sa polarisation, jusqu'à 20 kV, peut être positive ou négative et les oscillations de la tension de sortie sont limitées à 3 mV, pour un bruit maximum de 10 mV. Elle a donc remplacé l'alimentation CAEN.

Les connecteurs Haute Tension (HT) - Ces éléments cruciaux assurent la liaison entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte. Tout en étant à même de supporter les hautes tensions (de l'ordre de 5 à 10 kV), en ayant un très faible courant de fuite et en étant blindé contre les interférences externes.

Les connecteurs utilisés sont les SST SHV Connector Air Side Plug [148]. Ils sont qualifiés pour des tensions jusqu'à 10 kV dans la limite de 10 A de courant. Ils présentent un taux de fuite de $1.3 \cdot 10^{-6}$ mbar l/s mais ne doivent pas être soumis à des températures supérieures à +165°C (notamment en cas d'étuvage du détecteur). Le choix de modèles à visser s'est imposé car les brides que nous utilisons ne sont pas standard (il n'est pas possible d'utiliser des connecteurs pré-montés) et les haute-températures atteintes lors de leur soudure dégradent leurs propriétés électriques.

Cependant, ils ne sont pas étudiés pour supporter les hautes pressions, il s'agit donc d'une solution temporaire. Un développement de traversées électriques est en cours avec l'entreprise Axon' Cable pour disposer de connecteurs à faible courant de fuite, compatible aussi bien à la pression qu'au vide.

SiPM pour la mesure de lumière de scintillation

La lumière de scintillation a été exploitée avec l'objectif de marquer l'instant du dépôt d'énergie dans le détecteur et déduire la position radiale du dépôt.

Pour réaliser cette mesure, un Silicon PhotoMultiplicateur (SiPM) VUV4 S13370 de Hamamatsu a été positionné dans le disque porte-source (emplacement sous la grille dans la figure 4.10), à proximité de la zone d'émission des α . En pratique, cette position est imposée par la surface du SiPM (6×6 mm²) ainsi que sa faible efficacité de détection (14% à 128 nm, la longueur d'onde des photons dans l'argon).

Le SiPM étant alimenté avec une tension de 50 V, il est à l'origine d'un champ électrique. Une SPC dont l'anode est polarisée à 2 kV a un champ électrique d'environ 10 V/cm à la surface de la cathode. Le champ électrique créé par le SiPM modifie donc fortement celui de la SPC. Pour remédier à cette perturbation, une grille métallique est placée à la surface du SiPM formant une cage de Faraday. Le maillage de 1 mm confère à la grille une transparence optique de 65%. L'utilisation d'une grille avec une meilleure transparence optique, telles que celles utilisées pour micromégas qui approchent les 90% de transparence, est envisagée à l'avenir.

Pour limiter la quantité de matériel à l'intérieur de l'enceinte haute pression, le boîtier d'acquisition électronique du SiPM a été placé à l'extérieur de l'enceinte (voir figure 4.11).

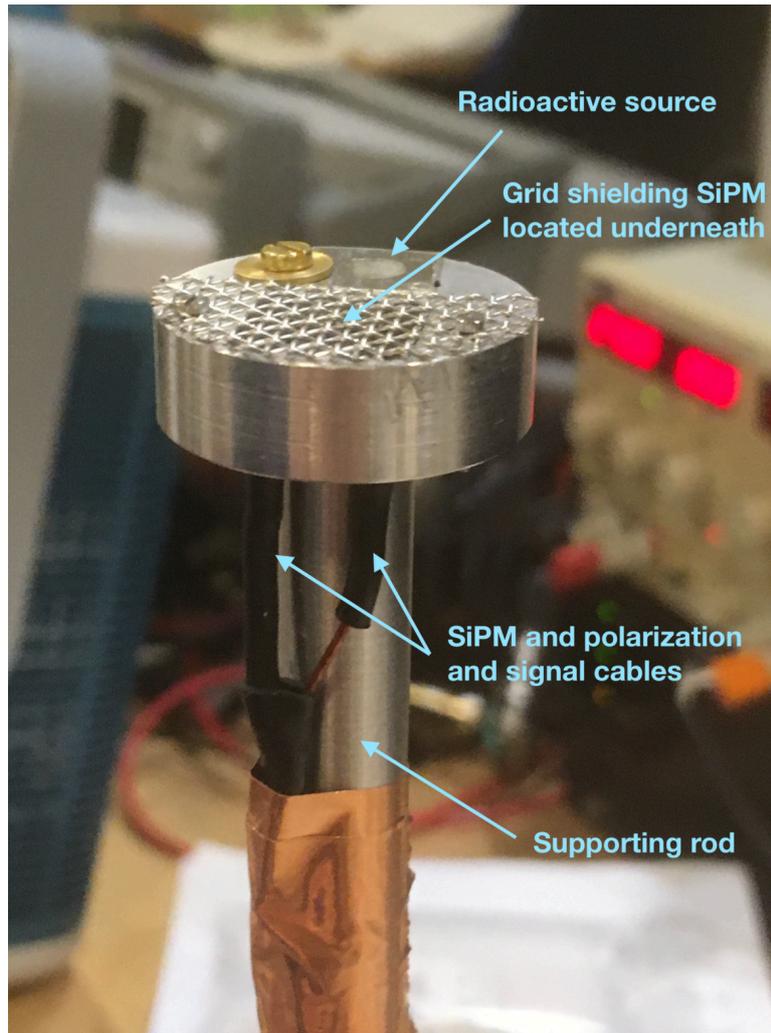


FIGURE 4.10 – Support de la source de calibration avec l’emplacement du SiPM, recouvert d’un maillage servant à protéger l’espace de dérive du champ électrique provoqué par la tension du SiPM.

Environ 50 cm séparent le SiPM et son électronique d’acquisition, avec pour conséquence une augmentation significative du bruit électronique. Pour y remédier, un câble coaxial unique est utilisé pour l’application de la tension d’alimentation et la lecture du signal.

L’électronique (*cf* Fig 4.11) est conçue autour d’un circuit Hamamatsu MPPC C12332-01 qui comprend un système de régulation de la réponse en fonction de la température extérieure et un pré-amplificateur pour la lecture du signal.

4.2.3 Système de gestion du gaz

La gaz est l’élément central d’un compteur proportionnel. Il faut pouvoir remplir le détecteur tout en s’assurant de la qualité du gaz, puis le vider sans perdre le gaz. La figure 4.12 présente le système développé pour assurer ces différents rôles.

Le remplissage de détecteur se fait par une traversée dédiée, équipée d’une vanne directement reliée au conteneur du gaz. Pour introduire la quantité de gaz désirée, il nous suffit de fermer la vanne de remplissage lorsque la pression cible est atteinte. Cette pression est mesurée par un manomètre numérique Druck DPI 104 couvrant une gamme de pression allant de 0.1 bar

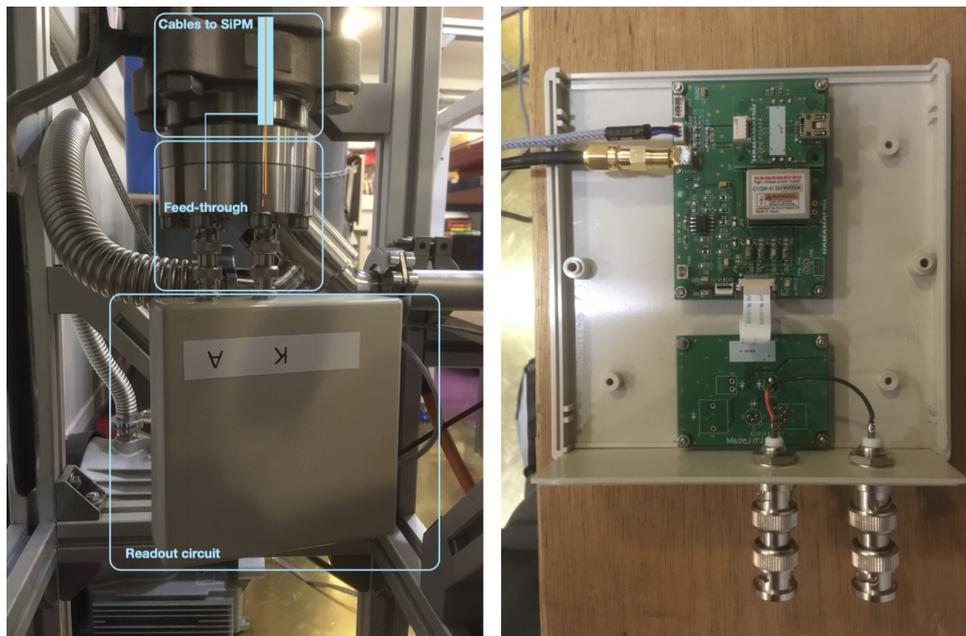


FIGURE 4.11 – Circuit électronique pour la lecture des signaux issus du SiPM, à gauche on peut voir le positionnement du boîtier sur le détecteur, à droite l'intérieur du boîtier est visible.

jusqu'à 70 bar.

La qualité du gaz est assurée par une vidange complète du détecteur en réalisant un vide poussé avant remplissage à l'aide d'un groupe de pompage (en noir sur la Fig. 4.12). En supplément de quoi un système de purification retire les contaminants du gaz (en rouge sur la figure). La récupération du gaz est assurée par un système de cryo-pompage. Sur la figure 4.12, cette récupération est associée à la ligne de gaz du remplissage (couleur verte).

Bloc de pompage

Le système de pompage fait le vide dans l'enceinte haute pression avant son remplissage en gaz afin de limiter la contamination du gaz. Pour s'assurer un taux de contamination inférieur au ppb (part per billions), la dépression visée est de l'ordre de 10^{-7} mbar. Pour atteindre ces valeurs, deux pompes sont utilisées, une primaire et une turbopompe. La pompe primaire est une Leybold Scrollvac 7 plus [149] atteignant un vide de l'ordre de $\mathcal{O}(10^{-1})$ mbar dans l'enceinte. La turbopompe, une Leybold TurboVac 90i, prend le relais jusqu'à $\mathcal{O}(10^{-7})$ mbar.

Le contrôle du vide se fait en deux points, sur une des cinq traversées de l'hémisphère nord ainsi que sur la ligne de pompage (élément rouge dans le tiers inférieur de la photo 4.7), directement en entrée de la turbopompe.

Les jauges de mesure sont des Pfeiffer Vacuum PKR361 dédiées pour le vide (dont l'isolation est indispensable lorsque le détecteur est rempli de gaz, pour ne pas les exposer). Elles associent deux technologies de mesure du vide, pour deux gammes de pressions différentes. La technologie Pirani est dédiée à la mesure des vides primaires et une cathode froide de Penning est utilisée pour la mesure des vides plus poussés.

Purification

Le système de purification et de recirculation a comme objectif de retirer un maximum de contaminant du gaz, lors du remplissage du détecteur ou en mode "recirculation".

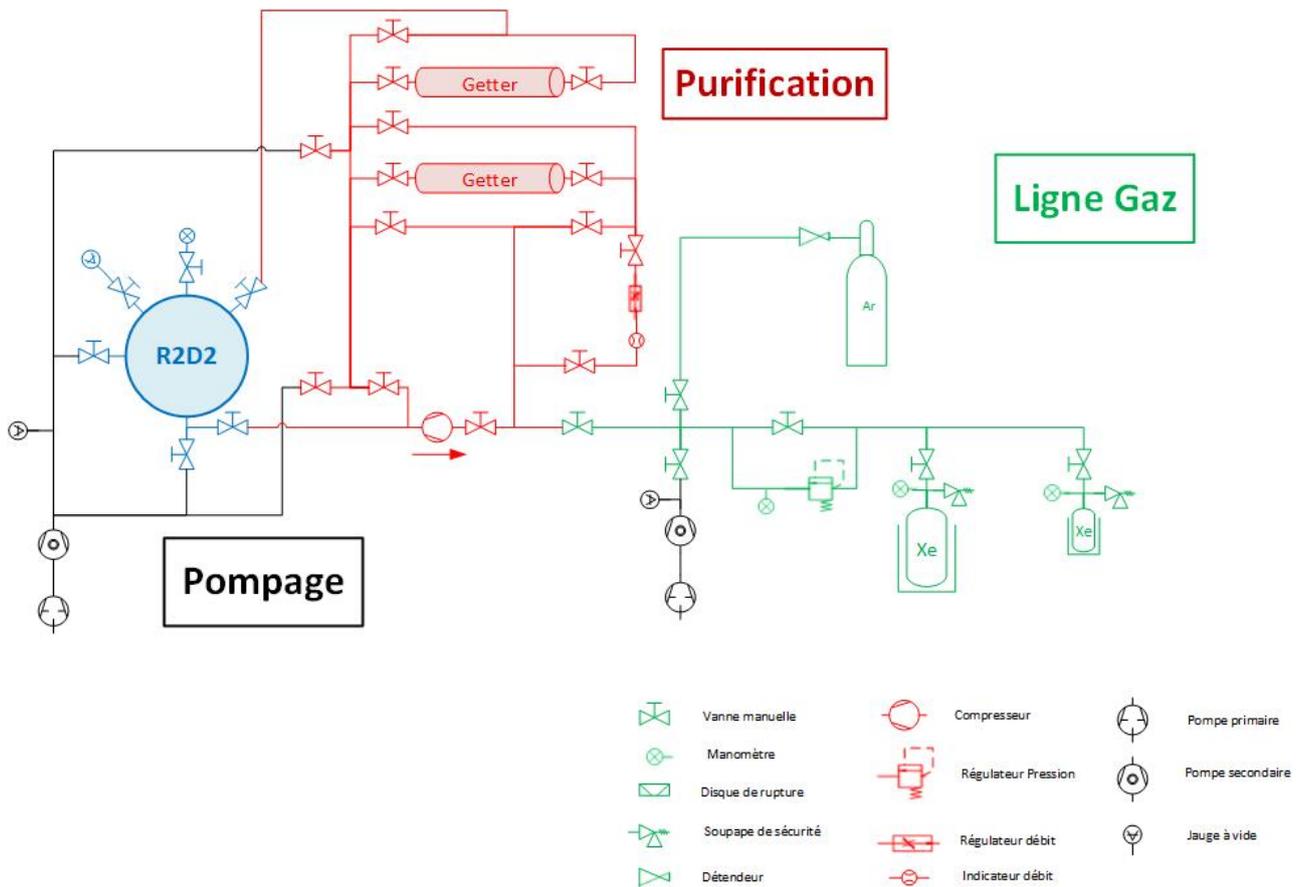


FIGURE 4.12 – Schéma de principe des lignes de pompage (noire), de purification en phase de remplissage ou en mode recirculation (rouge), et de remplissage en gaz et récupération par cryo-pompage (vert).

Il existe deux grandes familles de technologies pour piéger les impuretés d'un gaz, aux capacités de purifications différentes. Les "getter" froids, qui fonctionnent à température ambiante, en opposition aux "getter" chauds. Ces derniers fonctionnent à une centaine de degrés et servent à retenir les composés organiques, tel que le CH_4 en plus des composants électronégatifs. Dans les premières phases de la R&D, nous souhaitons surtout piéger les impuretés électronégatives telles que l'oxygène ou l'eau. Pour cette raison, nous nous sommes tournés vers la solution commerciale de getter froid de la marque MOTT gas purifiers (MPG30-125-IG-106).

Le getter froid se présente sous la forme d'une cartouche oblongue avec les entrées et sorties de gaz positionnés aux extrémités.

La ligne de purification du gaz s'intercale entre le détecteur et la bouteille contenant le gaz. Elle est composée de deux cartouches. Il est possible d'isoler les getter partiellement, pour n'en utiliser qu'un, ou totalement pour les contourner lors du remplissage ou isoler la ligne lorsqu'elle n'est pas en fonction.

Un getter chaud PS3-MT3-R-2, gamme MonoTorr de la marque Saes Getters, a été commandé en vue des mesures en xénon. Il permettra d'atteindre des contaminations inférieures à 1 ppb pour les gaz O_2 , H_2O , CO , CO_2 , H_2 , CH_4 et N_2 .

Pour que le système de purification soit efficace, le débit du gaz ne doit pas être trop important (<5 SLPM - Standard Litre Per Minute - pour le getter chaud avec une pression inférieure à 10.3 bar). Un débitmètre EL-FLOW capable de contrôler un débit maximum de 25 SLPM est associé à un régulateur de pression EL-PRESS pour assurer un débit acceptable.

Gain	0.75 V/pC	Gain Ajustable	Oui
Capacité parasite C_f	1.5 pF	Résistance série R_f	100 M Ω
Constante de Temps	150 μ s	Temps de montée	93 ns
Bruit	920 μ V pp	SNR	1868
Linéarité	1 fC à 2 pC	Coût	\sim 20 euro

 TABLE 4.2 – Spécification du préamplificateur OWEN, *pp* pour pic-à-pic

Recirculation

La recirculation utilise le système de purification en circuit fermé afin de maintenir la qualité du gaz lors des longues périodes de prises de données. Pour ce faire, une pompe est positionnée sur la traversée de pompage, en amont de la turbopompe. En isolant celle-ci, le flux de gaz est redirigé à travers le getter.

Cependant, le fonctionnement de cette pompe est source de vibrations, rendant nécessaire de suspendre la prise de données le temps de la recirculation. Des études approfondies sont nécessaires pour affiner le besoin en recirculation et donc le temps-mort qui en résulterait.

Cryo-pompage

Le cryo-pompage est dédiée à la récupération du xénon qui est présent à l'intérieur du détecteur. Le principe est de transférer le gaz vers un volume de stockage externe sous l'effet d'un gradient de pression.

Le volume externe est formé de deux bouteilles de stockage, avec des volumes 5 L et 1 L, qui sont placées à l'intérieur d'un cryostat.

La dépression est obtenue dans ce volume externe, en le refroidissant à température cryogénique par un bain d'azote liquide (qui est à \sim 77 K). Une fois ce volume externe refroidi, il est connecté au détecteur et le gaz s'écoule vers les basses pressions.

Après évaporation de l'azote, la pression du réservoir externe remonte et il est possible de remplir à nouveau le détecteur avec le gaz ainsi récupéré.

4.2.4 Électronique et acquisition des données

La partie électronique et acquisition transforme le courant induit sur l'anode en données numériques. Pour ce faire, le signal est d'abord amplifié avant d'être numérisé.

Préamplification

L'amplification utilisée pour la SPC est un montage intégrateur, qui intègre le courant reçu et converti cette charge en tension ("charge-sensitive (pre)amplifier" ou CSA en anglais). Le projet OWEN (Optimal Waveform recognition Electronic Node) [150] nous a permis de développer un pré-amplificateur bas-bruit optimisé pour notre usage en terme de largeur de bande. Ses caractéristiques sont détaillées dans le tableau 4.2 et la figure 4.13 présente son schéma de principe et le résultat de ce développement.

La mesure du signal d'une SPC étant commune avec la polarisation de l'anode, l'amplification est précédée d'un système de filtrage et de découplage du signal de la haute-tension, représenté dans le carré en pointillé de la figure 4.13 (le filtre des hautes-tensions avait été développé pour l'expérience SEDINE [151]).

Le pré-amplificateur associe un FET (Field Effect Transistor) et un transistor bipolaire auxquels est associé un transistor T1 (voir Fig. 4.13) pour améliorer le produit gain - largeur

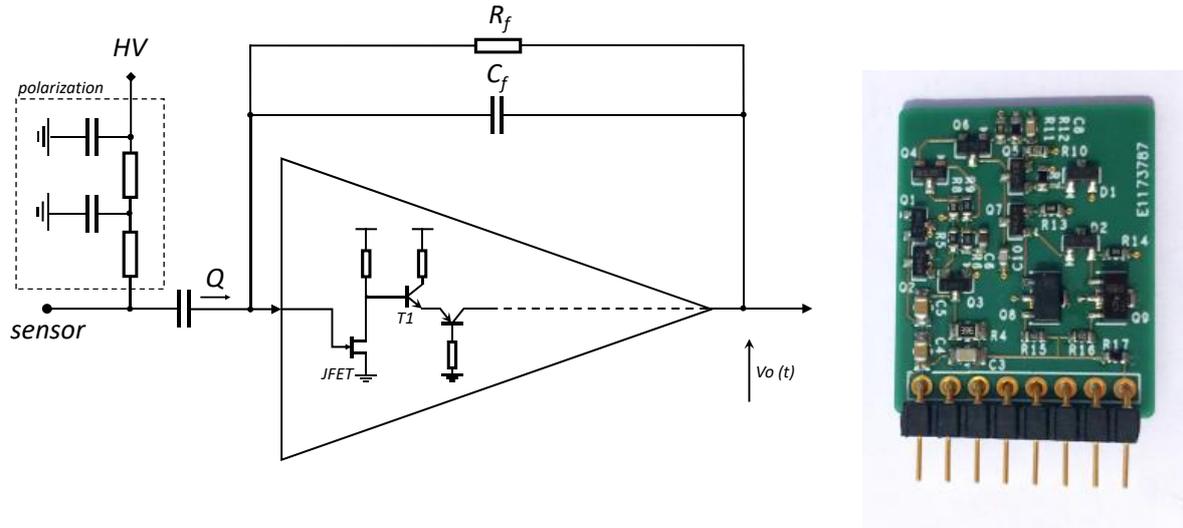


FIGURE 4.13 – Gauche : Schéma électronique du pré-amplificateur OWEN, avec l'électronique de découplage tension/signal dans la partie encadrée par des pointillés. Droite : Photo du pré-amplificateur OWEN.

de bande (gain bandwidth product, ou GBW, en anglais). La référence [145] en fait une présentation plus détaillée.

Deux diodes de protection (non représentées dans la figure) sont placées en entrée pour éviter qu'une surcharge en courant ne vienne endommager les composants du préampli, notamment lors d'un claquage électrostatique au niveau de la bille.

Ce type d'amplificateur de charge présente une réponse impulsionnelle exponentiellement décroissante. Si à l'instant 0 le pré-amplificateur reçoit une charge Q en entrée, sa tension de sortie sera maximum à ce même instant (à son temps de montée près), avec une amplitude $-Q/C_f$. Il s'en suivra une lente décroissance, définie par une constante de temps $\tau = R_f \times C_f$ où R_f et C_f sont respectivement la résistance de rétroaction et la capacité électrique de rétroaction du pré-amplificateur. La relation entre la charge en entrée Q , la tension de sortie V , le temps t et la constante de temps τ est donnée par :

$$V(t) = -\frac{Q}{C_f} \exp -t/\tau \quad (4.1)$$

Dans notre cas, nous avons $R_f = 100 \text{ M}\Omega$ et $C_f = 1.5 \text{ pf}$.

A noter que la connectique du pré-amplificateur développée dans le cadre d'OWEN est compatible avec celle utilisée par les pré-amplificateurs commerciaux de type CREMAT CR-110-R2 [152] (historiquement utilisé pour les SPC). Le CREMAT comporte un étage d'amplification supplémentaire que nous avons jugé préférable de ne pas ajouter sur le OWEN, de ce fait ils ont des gains respectifs de 1.4 V/pC et 0.75 V/pC . C'est là, la principale différence entre ces pré-amplificateurs.

Cependant, le pré-amplificateur OWEN présente le grand avantage d'être modifiable à souhait, ce qui est bienvenu dans le cadre d'une R&D. L'ajout de diodes intégrées illustre un exemple de ces modifications.

Acquisition des données

Après amplification, les signaux analogiques sont numérisés au sein de la carte CALI, initialement développée pour l'expérience NEWS-G et largement utilisée dans les compteurs proportionnels sphériques. Cette carte abrite quatre ADC (Analog to Digital Converter), ainsi qu'un module Ethernet de distribution des données converties.

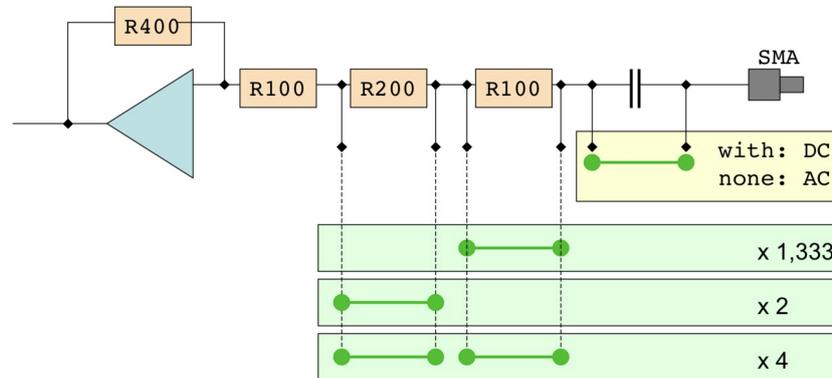


FIGURE 4.14 – Schéma électronique de la carte CALI. Dans le cadre jaune est représenté le "court-circuit" qui sélectionne le courant alternatif ou continu, Dans les cadres verts sont indiqués la disposition des court-circuits servant à adapter le gain.

Ce sont des ADCs 16 bits, polarisés à ± 1.25 V, avec une fréquence d'échantillonnage maximum de 10 MHz, offrant une largeur de bande de 5 MHz après application du filtre anti-aliasing (filtre passe-bas pour que la numérisation satisfasse au théorème d'échantillonnage de Nyquist–Shannon). Ces ADCs présentent une gamme dynamique de 65536 ADU (Analog to Digital Unit), sur laquelle sont discrétisées des tensions comprises entre -1.25 V et 1.25 V. Il est possible de modifier le gain de chaque ADC en intervenant physiquement sur la carte. Pour cela il suffit de diminuer la résistance du circuit, en positionnant des court-circuit comme illustré dans la figure 4.14. Il est ainsi possible d'apporter un gain 4/3, 2 ou 4.

Les valeurs ADU échantillonnées par la carte CALI sont envoyées à l'ordinateur sur le réseau Ethernet via le protocole UDP (User Datagram Protocol) au format hexadécimal. Leur acquisition se fait alors via le logiciel SAMBA.

Gain électronique

Dans le chapitre 3 nous avons défini le gain comme le rapport de la charge collectée sur le nombre de charges primaires. Cependant, du fait de l'amplification de la chaîne électronique, la mesure après acquisition n'est pas directement le nombre de charges collectées. Le gain total du détecteur est la combinaison du gain d'avalanche et de celui de l'électronique. Ce dernier a deux origines, le pré-amplificateur et la carte d'acquisition.

Le pré-amplificateur a un gain de 0.75 V/pC. La présence d'une résistance de 50Ω en entrée de la CALI forme un pont diviseur de tension avec les 50Ω en sortie du pré-amplificateur. La tension d'entrée est divisée par deux.

La carte CALI a un gain physique, déterminé selon la disposition des court-circuits, mais aussi un gain logiciel. Ce dernier vaut soit 1, soit 1.5.

Les 65536 ADU pour 2.5 V donnent un gain de $26214.4 \times G_{cali}$ ADU/V avec G_{cali} le produit des gains apporté par les court-circuits et par le logiciel.

Sur R2D2, les court-circuits sont en position de gain 1 et le gain logiciel est de 1.5. Le gain électronique vaut :

$$G_e = \frac{0.75}{2} \times 26214.4(1 \times 1.5) = 14745.6 \text{ ADU/pC} \quad (4.2)$$

Pour N_I électrons ionisés au passage d'une particule, la charge mesurée en l'absence de multiplication est alors de $Q_{\text{ionisation}} = N_I \times 14745.6 \times 1.6 \times 10^{-7} = 2.36 \cdot 10^{-3} N_I \text{ ADU}$.

Ordre de grandeur pour le prototype R2D2

D'après 3.7, un alpha de 5.3 MeV dans de l'ArP2 donne $N_I = \frac{E_\alpha}{W_I} \approx 2.00 \times 10^5$ électrons. La charge moyenne mesurée en ionisation est :

$$\begin{aligned} Q_{\text{ionisation}} &\approx 2.00 \times 2.36 \times 10^2 \\ &\approx 472 \text{ ADU}/\alpha \end{aligned} \quad (4.3)$$

La connaissance de cette valeur est primordiale pour mesurer le gain de l'avalanche G_a à partir de la charge mesurée Q_{mes} , $G_a = \frac{Q_{\text{mes}}}{Q_{\text{ionisation}}}$. Cependant, elle reste soumise à l'estimation du nombre d'électrons créés N_I .

Évolution du bruit

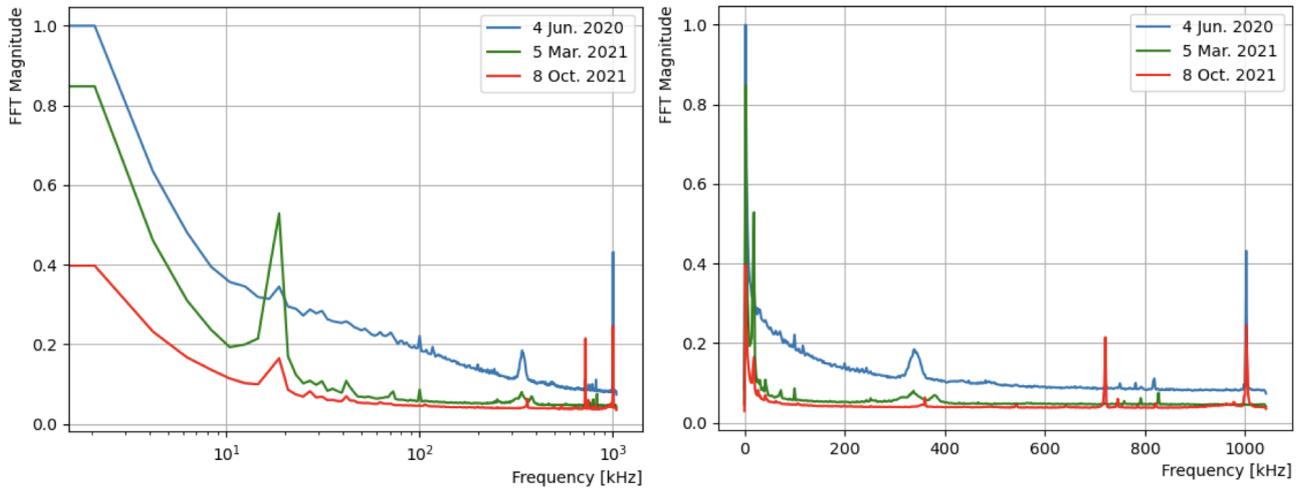


FIGURE 4.15 – Spectres en fréquence du bruit sur la SPC avant optimisation (bleue et verte) et après (rouge). La figure gauche diffère de la droite par son échelle semi-logarithmique.

Un problème auquel est confronté la SPC est le bruit induit par des interférences radio-fréquence avec le signal, dont les origines ne sont pas entièrement identifiées. Ce bruit peut perturber la mesure, impactant le potentiel de détection. Comme évoqué précédemment, de nombreux efforts ont été faits pour atténuer le bruit.

Pour évaluer l'impact des modifications, on peut regarder l'évolution du spectre en fréquence calculé à partir des données en sortie de la chaîne d'acquisition. La figure 4.15 présente ces spectres pour

- le prototype 1 (courbe bleue) ;
- le prototype 2 lors des premières prises de données (courbe verte) ;
- le prototype 2 après optimisation du bruit (courbe rouge).

Les spectres sont normalisés à l'amplitude maximale relevée pour le prototype 1. Les améliorations apportées ont permis la réduction du bruit d'un facteur 3 aux basses fréquences. Une étape supplémentaire dans la réduction du bruit fait appel à des techniques de filtrage par traitement du signal. Ce volet ne sera pas traité dans le travail présenté ici.

4.3 Géométrie alternative : la CPC

Un compteur proportionnel à champ électrique radial a un gain similaire quelque soit la position initiale du dépôt d'énergie. Il est partagé en une région d'amplification (à proximité de l'anode) et une région de dérive. La sphère n'est pas l'unique géométrie à disposer de cette caractéristique. Historiquement, la géométrie cylindrique associée à un fil a été très largement exploitée.

Une expérimentation menée avec une TPC cylindrique, ou Chambre Proportionnelle Cylindrique (CPC), a eu lieu courant 2022. Elle a bénéficié des systèmes de gestion du gaz ainsi que de l'électronique développée pour la sphère. L'objectif était d'identifier le potentiel des CPC et les différences avec la SPC.

Ces deux géométries partagent les avantages que sont la simplicité de la structure mécanique et l'unicité de la voie de lecture de la charge. En revanche, pour la CPC, la polarisation de la chambre se fait via la cathode (avec une tension négative), ce qui simplifie la lecture du signal sur l'anode, qui est à 0 V.

4.3.1 Electrostatique

Les détecteurs cylindriques à fils ont été largement étudiés, dans l'annexe A je me contente de reprendre des résultats qu'on peut retrouver, par exemple, dans [129, 135, 138, 153]. Notons que, dans l'hypothèse d'une chambre à fil de longueur infinie et avec $V_0 = V(r_a) - V(r_c)$, le champ électrique vaut :

$$E(r) = \frac{1}{r} \times \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)} \quad (4.4)$$

Comme le champ électrique ne décroît plus en $1/r^2$ mais en $1/r$, son intensité est plus importante à longue distance. Ce qui résulte en une vitesse de dérive supérieure (donc un temps de dérive amoindri) et globalement à une diffusion plus faible. De plus, les ions ont une contribution plus importante dans le signal puisqu'ils parcourent une plus grande distance dans un champ électrique élevé. Enfin, le rayon du fil étant très inférieur à celui de l'anode d'une SPC, l'avalanche est bien plus importante, ce qui résulte en un gain supérieur pour des tensions équivalentes.

4.3.2 Mécanique

La CPC est inter-opérable avec les systèmes de gaz et l'acquisition des données développées pour la SPC. Seule la chambre de mesure diffère. Elle est constituée d'un réservoir en acier de 150 cm de long et de diamètre 20 cm (voir figure 4.16), placé à la verticale et dans lequel est inséré le détecteur à fil.

A la grande différence de la SPC, dans la CPC c'est la cathode qui est polarisée (avec une tension négative).

Ici le réservoir a pour seul rôle celui d'enceinte haute pression. Pour créer le champ électrique, une cathode cylindrique (une feuille de GI180 recouverte de 20 μm de cuivre, roulée sur elle-même avec un rayon de 17 cm, voir Fig. 4.16 à gauche) est insérée dans la chambre de mesure. L'anode est un fil en tungstène de 20 μm de diamètre qui cours sur toute la longueur du cylindre.

Il est maintenu tendu à la verticale par un poids de 8 g et est fixé sur un support en nylon. Sa connexion à l'électronique se fait par pression mécanique.

Les connexions électriques de l'anode et de la cathode se font via deux traversées en DN40KF équipées de connecteurs pré-assemblés de la marque CABURN. Puisque l'anode n'a pas à être polarisée, son connecteur doit seulement transmettre le signal. Un connecteur BNC est utilisé pour l'anode et un SHV pour la cathode.

La bride supérieure accueille une traversée supplémentaire en DN25KF, dédiée au remplissage en gaz. Deux traversées en DN40KF se trouvent aussi sur la bride inférieure. L'une est dédiée au pompage, la seconde vient en réserve dans le cas où une instrumentation supplémentaire serait nécessaire.

la source de ^{210}Po est fixé sur la cathode, à mi-hauteur du cylindre. Comme pour la sphère, les premières mesures ont été réalisées en ArP2, à des pressions inférieures ou égales à 1 bar.



FIGURE 4.16 – Compteur Proportionnel Cylindrique. Gauche : la cathode positionnée sur le support de la CPC; Centre : Cathode placée à l'intérieur du réservoir en acier lors de l'installation au LP2i-Bordeaux; Droite : CPC installée et connectée aux systèmes de gestion du gaz et d'acquisition des données

Chapitre 5

Simulation

Sommaire

5.1	Présentation des outils de simulation	98
5.1.1	Dépôt d'énergie	99
5.1.2	Paramètres de transport	100
5.1.3	Géométrie et champs électriques	105
5.1.4	Dérive des porteurs de charge	108
5.2	Caractéristiques du transport des électrons	108
5.2.1	Champ électrique	108
5.2.2	Intégration des paramètres de transport	109
5.2.3	Évolution du temps de dérive	109
5.2.4	Effet de la contamination par l'oxygène à basse pression	111
5.2.5	Estimation du gain à haute pression	112
5.3	Application de la simulation à la configuration expérimentale . . .	113
5.3.1	Définition des observables	114
5.3.2	Discussion sur l'interprétation des observables	115
5.3.3	Traces en direction de la cathode	116
5.4	Modélisation du signal	117
5.4.1	Paramétrage de la dérive des électrons	118
5.4.2	Composante ionique	118
5.4.3	Contribution au signal total	119
5.4.4	Illustration d'un dépôt d'énergie localisé	119
5.4.5	Cas des traces	121

La simulation numérique du détecteur peut répondre à de multiples objectifs. Les résultats de cette simulation permettent notamment d'orienter certains développements techniques des détecteurs au regard des conditions de fonctionnement choisies pour ceux-ci. Pour la SPC, les paramètres de détection étant globalement maîtrisés, notre ambition a surtout été d'affiner notre compréhension de la réponse du détecteur, notamment en décomposant pas à pas l'effet des différents mécanismes concourant à la formation du signal.

Dans un deuxième temps, en rapport avec l'interprétation des données expérimentales, notre seconde visée consiste à établir un lien entre les observables mesurées (forme, amplitude, temps de montée, durée du signal, etc.) et certaines quantités physiques non directement accessibles dans l'expérience (comme par exemple la position du dépôt d'énergie ou la direction de la trace).

Historiquement au sein de la communauté, la simulation de la réponse du détecteur repose sur une chaîne de logiciels de modélisation (développée et validée de longue date), qui rend compte de l'ensemble des mécanismes microscopiques principaux depuis l'interaction initiale de la particule au sein du milieu actif jusqu'à la formation du signal sur l'électrode de lecture. C'est

donc naturellement que la simulation initiale que nous avons développée pour le détecteur repose sur les logiciels de modélisation, Geant4 [154], Garfield++ [155], Magboltz [156]. La description de notre simulation ainsi que les résultats constituent le corps de ce chapitre.

Cependant, afin de répondre plus précisément et plus rapidement à nos besoins spécifiques, en particulier l'analyse de traces longues dans la SPC, nous avons aussi initié récemment le développement d'une modélisation alternative des signaux des détecteurs proportionnels. A l'aide de cette dernière, il s'est révélé possible de modéliser les signaux des détecteurs à gaz de manière macroscopique et non plus microscopique comme le proposait la chaîne classique de simulation Géant4 + Magboltz + Garfield.

L'intérêt de cette approche est de mettre plus clairement en évidence les observables physiques caractérisant les interactions dans le gaz et de mieux appréhender certaines réponses du détecteur. La version liminaire du modèle permet déjà de calculer le signal attendu bien plus rapidement (facteur ~ 100) que par l'approche microscopique, et bien qu'utilisant des expressions très simplifiées de certains mécanismes (diffusion, transport, avalanche), les résultats sont très similaires à ceux des simulateurs microscopiques. Par contre, à la place de la prédominance usuellement admise du mouvement des ions dans la formation du signal, il est apparu que c'était essentiellement la distribution temporelle des électrons primaires d'ionisation qui gouvernait la forme du signal anodique. Compte tenu du caractère novateur de cette observation, des explorations supplémentaires seront nécessaires. Ayant participé aux prémices de ce travail, une rapide présentation de ces avancées clôturera le chapitre.

5.1 Présentation des outils de simulation

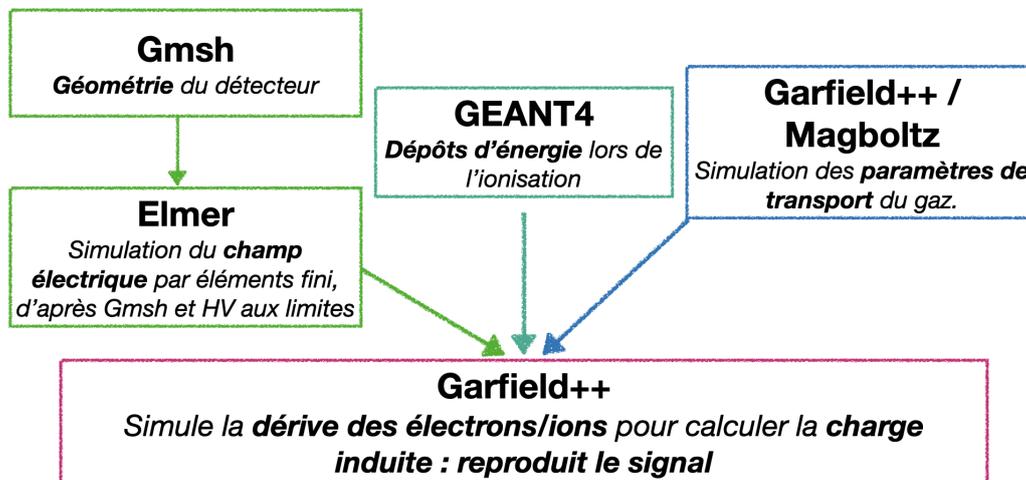


FIGURE 5.1 – Schéma fonctionnel des dépendances entre outils utilisés dans la simulation du détecteur.

Plusieurs étapes sont nécessaires à l'obtention d'un signal simulé, chacune s'appuyant sur un outil dédié. Ces outils et leurs interactions sont résumés dans la figure 5.1, ils donnent accès aux éléments suivants :

- Les dépôts d'énergie d'une particule chargée ;
- Les propriétés de transport dans un gaz selon le champ électrique ;
- La géométrie du détecteur ;
- Une carte du champ électrique dans le détecteur qui lie les propriétés du transport à la géométrie ;

— La collecte des charges et le signal induit.

Garfield++¹ [155] est le logiciel communément utilisé pour reproduire le transport des charges et la formation du signal dans les détecteurs gazeux. Il simule la dérive des charges (électrons et ions) dans le gaz selon l'intensité du champ électrique rencontré, puis calcule le signal induit sur l'anode lors de cette dérive.

Les outils donnant les dépôts d'énergie, les propriétés de transport du gaz, la géométrie et le champ électrique du détecteur ont donc été choisis pour être compatibles avec Garfield++.

L'interaction entre les particules chargées et le gaz est simulée à l'aide de **GEANT4**² [154] (GEometry ANd Tracking), un logiciel de simulation des interactions particules-matière.

Pour calculer les propriétés du gaz, Garfield++ fournit une interface à **Magboltz**³ [156]. Magboltz est un outil dédié à la résolution des équations de transport de Boltzmann pour les électrons soumis à des champs électriques et magnétiques dans des mélanges gazeux.

A noter que l'outil PyBoltz⁴ [157] permet d'utiliser Magboltz en dehors de Garfield++. La classe *OdieRun* peut être utilisée pour convertir les résultats en un format texte adapté à Garfield++.

Enfin, pour modéliser la géométrie du détecteur et du champ électrique, Garfield++ offre de multiples possibilités. Nous en avons utilisé trois, qui sont :

- La classe "GeometrySimple" fournie par Garfield++ pour modéliser une géométrie à l'aide de sphères, en définissant le champ électrique par une fonction analytique ;
- Les deux logiciels libres que sont **Gmsh**⁵ [158, 159] et **Elmer**⁶ [160] ;
- Le logiciel intégré **COMSOL Multiphysics**⁷.

La première méthode est toujours utilisée pour sa simplicité et sa rapidité de mise en oeuvre. Pour la modélisation à l'aide de logiciels externes, nous avons récemment abandonné Gmsh/Elmer au profit de Comsol, en raison de la qualité de l'interface utilisateur.

5.1.1 Dépôt d'énergie

La simulation de l'ionisation primaire par GEANT4 donne la quantité d'énergie déposée en fonction de la position. Cette énergie est ensuite convertie en nombre d'électrons à l'aide de la valeur W , suivant la relation 3.5.

Dans ce travail, ces dépôts d'énergie ont été principalement utilisés pour comparer la simulation avec les données expérimentales, notamment pour les alphas de 5.3 MeV du ²¹⁰Po dans de l'ArP2 à 200 mbar et à 1.1 bar.

La figure 5.2 est une projection en deux-dimensions du développement des traces dans le volume du détecteur. L'angle d'émission des α est isotrope à la surface de la source. Les traces les plus éloignées de la normale à cette surface sont stoppées par la cathode. L'augmentation de la pression de 200 mbar à 1 bar a pour effet de diviser par plus de 5 la distance parcourue par un α .

La figure 5.3 montre la quantité d'énergie déposée selon la distance parcourue par un α . A 200 mbar la distance parcourue est comprise entre 19 et 21 cm alors qu'à 1.1 bar les α ne parcourent qu'environ 3.5 cm. Un pic de Bragg est visible dans aux deux pressions simulées,

1. garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/

2. geant4.web.cern.ch/

3. magboltz.web.cern.ch/magboltz/

4. github.com/UTA-REST/PyBoltz

5. gmsh.info/

6. www.csc.fi/web/elmer

7. www.comsol.fr/comsol-multiphysics

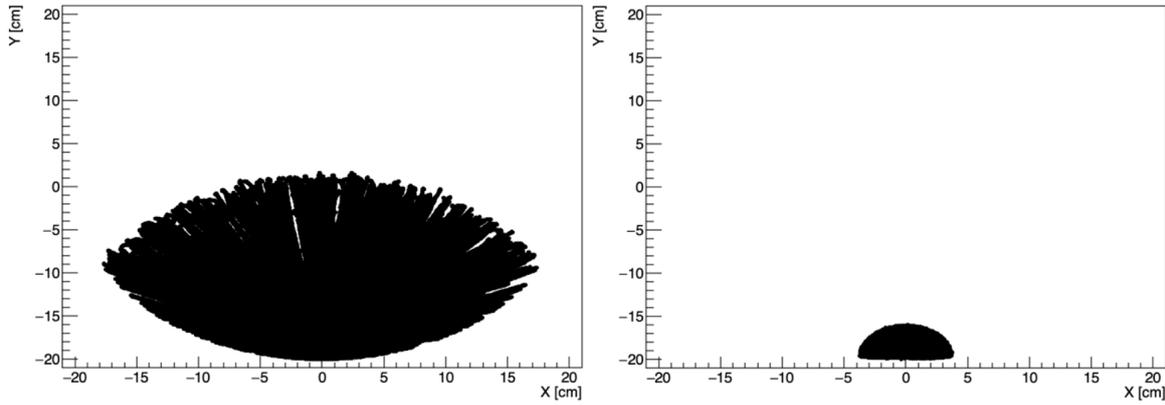


FIGURE 5.2 – Projection à 2 dimensions du développement des traces dans le volume du détecteur pour un alpha de 5.3 MeV du polonium 210 dans de l'ArP2. A gauche la pression est de 200 mbar, à droite de 1100 mbar. Les émissions α sont simulées de façon isotrope à la surface de la source. La forme de "saladier" vient des α arrêtés par la cathode (moins visible à droite qu'à gauche).

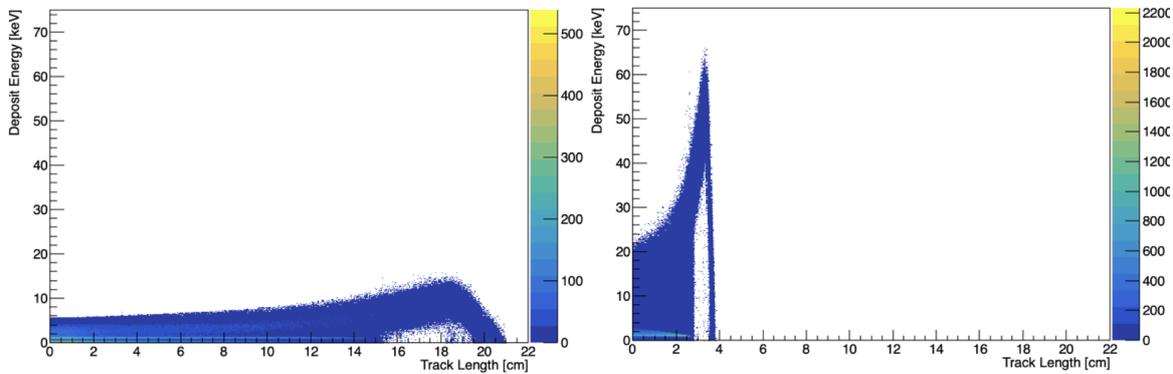


FIGURE 5.3 – Énergie déposée par des α de 5.3 MeV dans de l'ArP2 en fonction de la distance parcourue à 200 mbar (gauche) et 1100 mbar (droite). Le code couleur correspond au nombre de traces ayant un même dépôt d'énergie.

présentées dans cette figure.

Pour étudier l'effet de traces dans le volume du détecteur, des dépôts d'énergie ont été simulés pour un hypothétique α de 4 MeV émis à une distance de 5 cm de l'anode (voir Fig. 5.4). Le gaz est toujours de l'ArP2 à 200 mbar et les alphas sont émis dans la direction opposée à l'anode. L'énergie a été fixée à 4 MeV afin de réduire la longueur des traces pour une calorimétrisation complète de l'événement.

Une énergie différente de celle des α du ^{210}Po n'est pas problématique car, comme la configuration expérimentale ne nous permet pas de positionner la source en ce point, il ne nous est pas possible de comparer la simulation avec des données. Ici, notre intérêt se limite à l'étude du comportement du signal.

5.1.2 Paramètres de transport

Lors de la phase de migration des électrons primaires vers l'anode, les paramètres de transport que sont la vitesse de dérive, les diffusions transverses et longitudinales et les coefficients d'attachements sont cruciaux pour la simulation d'un événement. Ils sont directement liés à la position des dépôts d'énergie (champ électrique) et gouvernent le

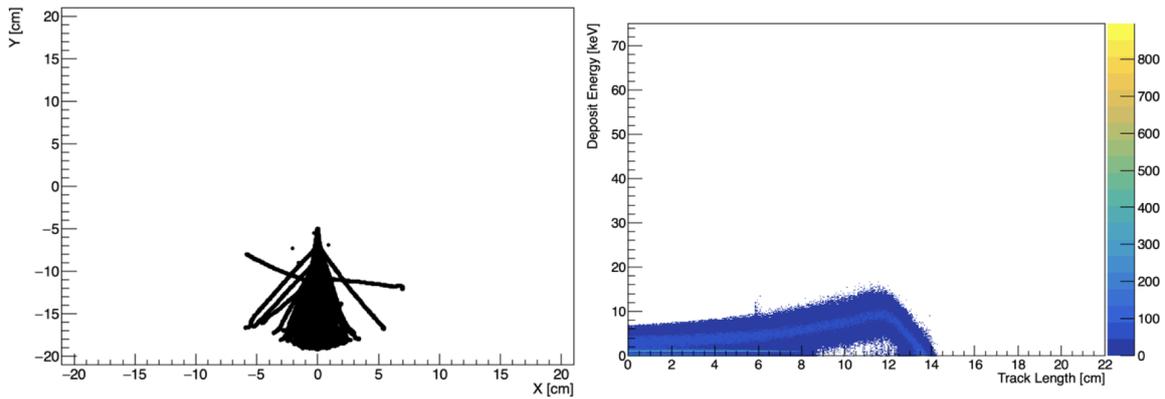


FIGURE 5.4 – Gauche : Simulation montrant la projection 2D du développement des traces dans le volume du détecteur pour un alpha de 4 MeV émis dans la direction opposée à l’anode, à 5 cm de cette dernière, dans de l’ArP2 à 200 mbar.

Droite : Énergie déposée en fonction de la distance parcourue pour ces mêmes événements.

développement temporel du signal.

Lors de la multiplication, ce sont essentiellement les coefficients de Townsend et d’attachement qui impactent l’avalanche (et donc la répartition du signal induit entre la contribution des électrons et la contribution des ions).

Pour estimer ces quantités, nous utilisons le logiciel Magboltz, qui donne les paramètres de transport à partir des deux observables que sont les sections efficaces d’interaction (pour le calcul de la probabilité d’une collision) et la perte d’énergie moyenne par collision.

Les incertitudes sur ces données sont susceptibles d’affecter la précision de la simulation. Pour les gaz qui nous intéressent, les sections efficaces de l’argon, du méthane et de l’oxygène sont considérées très fiables par Magboltz (5/5) et celles pour le xénon sont simplement estimées fiables (4/5, voir garfieldpp.web.cern.ch/examples/magboltzcs/).

Nous avons utilisé plus spécifiquement la classe "MediumMagboltz" de Garfield++, régulièrement mise à jour. Cette classe fournit une interface avec Magboltz, servant à définir la composition et les paramètres physiques d’un gaz pour en calculer les propriétés de transport. Ces paramètres de transport sont ensuite stockés dans un fichier gaz avec un format spécifique. Les versions antérieures à 11 ne contiennent pas toutes les informations pour calculer le transfert de Penning et les versions <10 ne sont pas reconnues par Garfield++.

En pratique, ce fichier gaz ne contient pas les coefficients de transport, mais leurs valeurs réduites. Les variables sont stockées sous la forme suivante :

- Champ électrique (E) $\rightarrow E/P$
- Vitesse de dérive (v_d) $\rightarrow v_d$
- Diffusion (σ) $\rightarrow \sigma \times \sqrt{P}$
- Coefficient de Townsend (α) $\rightarrow \ln(\alpha)/P$
- Coefficient d’attachement (η) $\rightarrow \ln(\eta)/P$

avec P la pression.

Le coefficient de Townsend ne tient pas compte des transferts de Penning, quel que soit le mélange simulé. Toutefois les informations nécessaires à son ajustement sont disponibles. Cet ajustement est calculé suivant :

$$\alpha' = \alpha \left(1 + r_P \frac{\sum f_{exc}}{\sum f_{ion}} \right) \quad (5.1)$$

avec f_{exc} les fréquences d'excitation, et f_{ion} les fréquences d'ionisation et r_P le rayon de Penning à partir duquel les transferts ont lieu.

Toutes ces informations sont gérées par Garfield++, rendant transparente l'utilisation des fichiers gaz.

Spécification des simulations de R2D2

Pendant la période où nos simulations ont été réalisées, Garfield++ a implémenté la version 11.9 de Magboltz (version exploitée du 07/09/19 au 25/03/21).

Le format des fichiers gaz que nous utilisons est la version 12.

En règle générale, la plage de champ électrique utilisée pour nos simulations varie entre 0.05 V/cm et 50000 V/cm, avec un espacement logarithmique des valeurs. Cet intervalle a été choisi à partir du champ électrique dans une SPC (Chap. 3), du rayon de l'anode et de la tension maximale fournie par notre alimentation CAEN (+5 kV, voir Chap. 4).

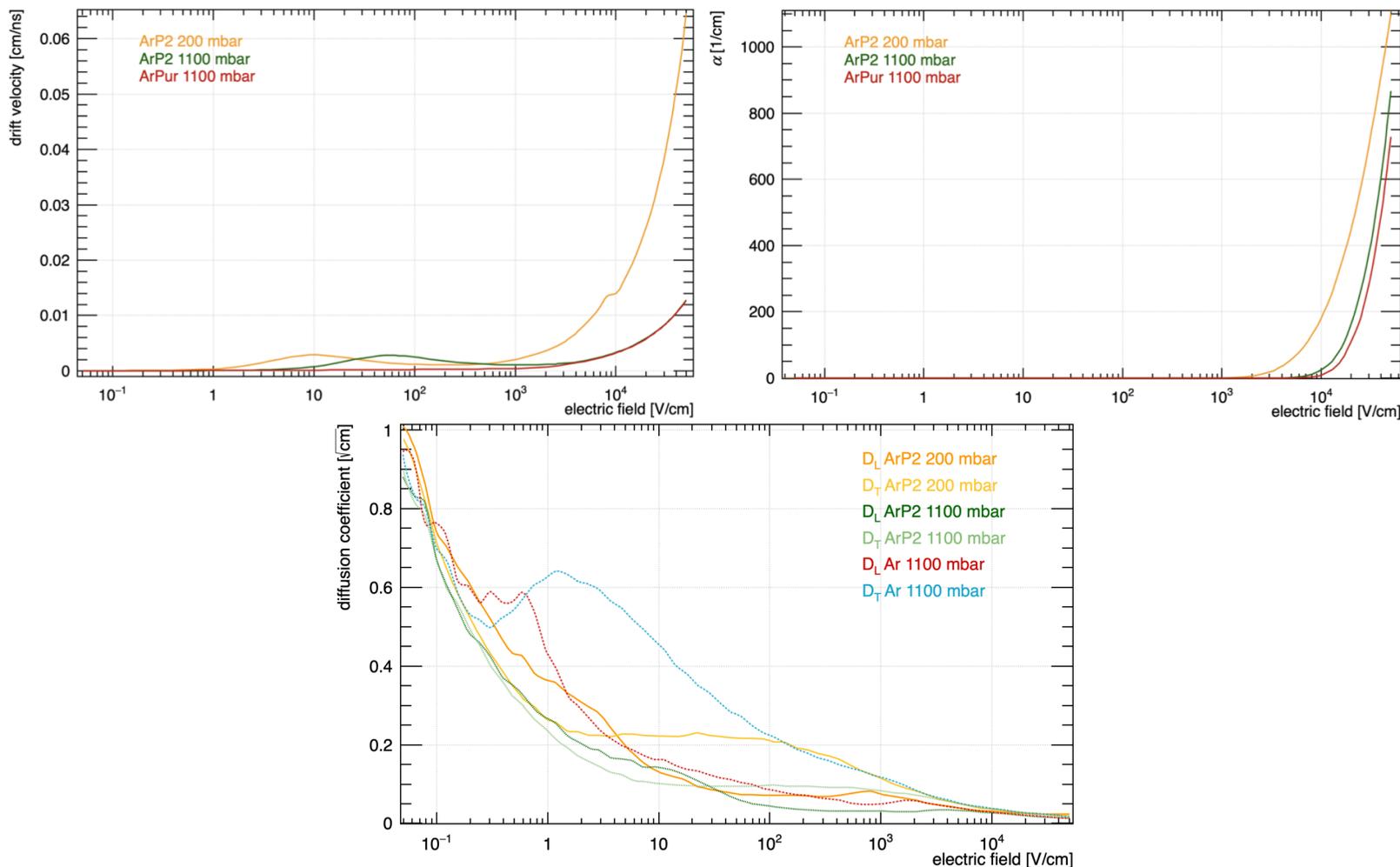


FIGURE 5.5 – Paramètres de transport pour de l’ArP2 à 200 et à 1100 mbar et pour de l’argon pur à 1100 mbar, obtenu par simulation numérique avec l’interface Magboltz de Garfield++.

Figure en haut à gauche : Vitesse de dérive d’un électron. Sur les courbes de l’ArP2 (jaune et verte), on peut observer l’effet Ramsauer (voir texte), qui est à l’origine de l’augmentation de la vitesse de dérive centrée à 10 V/cm et à 55 V/cm pour 200 mbar et 1100 mbar respectivement. Figure en haut à droite : Coefficient de Townsend. La différence entre les courbes à 1100 mbar d’ArP2 (verte) et d’ArPur (rouge) vient de l’effet de Penning.

Figure du bas : Coefficients de diffusion longitudinale (D_L) et transverse (D_T).

Pour comparer aux données expérimentales, les simulations réalisées portent sur de l'ArP2 aux pressions de travail (200 mbar et 1.1 bar) et de l'argon pur à 1.1 bar. Les propriétés de transport de ces différentes configurations sont illustrées dans la figure 5.5. Quelques points particuliers peuvent être soulignés :

S'agissant des courbes de vitesse de dérive (visibles en haut à gauche), les deux courbes d'ArP2 présentent une augmentation à 1100 mbar comparé à l'argon pur. Il s'agit d'une manifestation de l'effet Ramsauer, qui consiste en une diminution de la section efficace d'interaction de l'électron, à l'origine de l'augmentation de la vitesse.

D'autre part, on constate clairement l'effet du transfert de Penning sur les coefficients de Townsend dans les courbes à 1100 mbar (en haut à droite de la figure), avec une courbe verte (transfert de Penning estimé à 0.14) supérieure à la courbe rouge (pas de transfert de Penning). Enfin, on constate un effet de diffusion différent entre ArP2 et argon pur où, comme évoqué au chapitre 3, l'ajout d'un gaz froid (le CH_4) dans l'argon tend à diminuer le coefficient de diffusion.

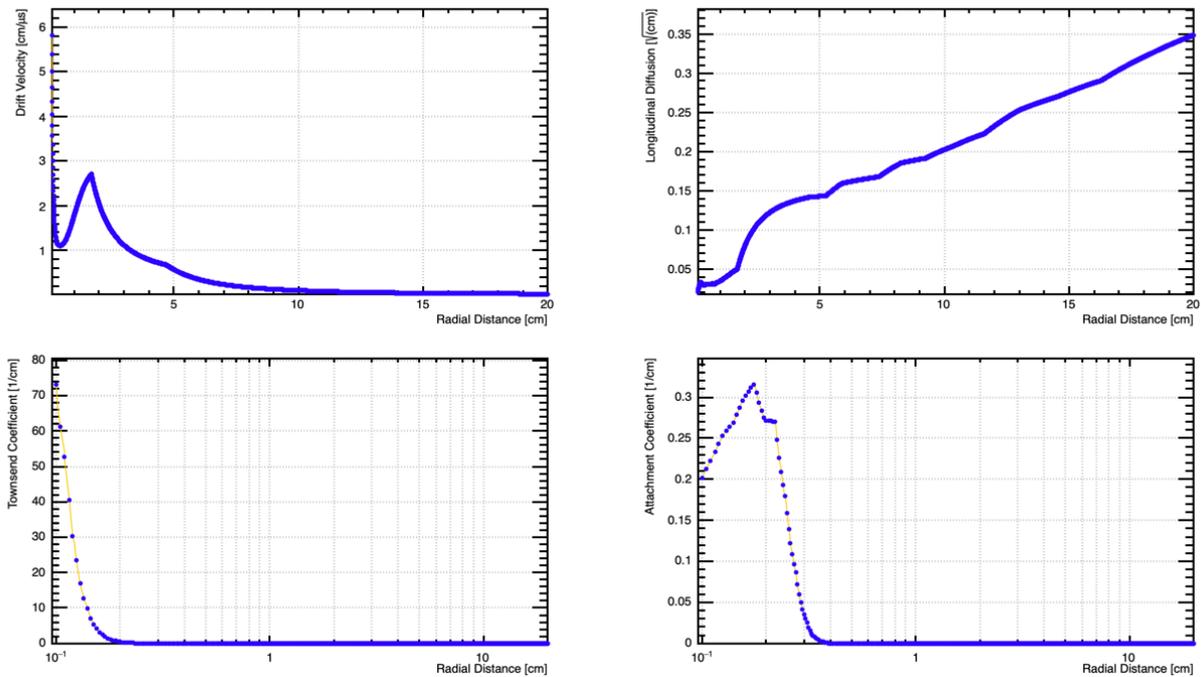


FIGURE 5.6 – Paramètres de transport pour de l'ArP2 à 1100 mbar présentés en fonction du rayon, dans le cas d'une SPC avec une anode polarisée à 2000 V. Le changement de variable du champ électrique en rayon fait intervenir l'Eq. 5.2.

L'évolution des paramètres de transport en fonction du rayon est présentée dans la figure 5.6 pour de l'ArP2 à 1.1 bar. Comme le fichier gaz contient les paramètres en fonction du champ électrique, il faut procéder à un changement de variable afin d'exprimer les paramètres de transport en fonction du rayon. Ce changement de variable s'appuie sur l'équation 5.2 et fait l'hypothèse d'une tension de polarisation $V_0 = 2000$ V.

Des simulations à plus hautes pressions, jusqu'à 40 bars en ArP2 ont aussi été réalisées pour évaluer la tension nécessaire à un fonctionnement en régime proportionnel. Enfin, le xénon a été simulé à différentes pressions (voir notamment Fig. 5.10 et 5.12) pour anticiper sur son utilisation et sur la rapidité du signal.

5.1.3 Géométrie et champs électriques

La modélisation de la géométrie et du champ électrique a pour but de fournir une carte liant la position à l'intérieur du détecteur avec les valeurs de champ électrique. Cette cartographie permet ensuite d'intégrer les paramètres de transport lors de la dérive d'une particule chargée le long d'une ligne de champ.

La méthode la plus rapide pour créer cette cartographie est d'utiliser les outils inclus dans Garfield++ que sont "GeometrySimple" pour la géométrie et "ComponentUser" pour le champ électrique.

Les possibilités pour modéliser la géométrie sont assez restreintes, mais il est très simple de créer un modèle de détecteur idéal (sans le support de la bille), composé seulement d'une anode et d'une cathode.

Le champ électrique est ensuite donné à partir d'une fonction analytique dépendante de la position, comme défini à l'équation 3.1.

Cette méthode, qui est utilisée pour estimer au premier ordre les paramètres du détecteur, ne permet pas d'évaluer les effets liés à la présence de la tige maintenant l'anode. Cela nécessite d'utiliser des logiciels de simulation par élément fini.

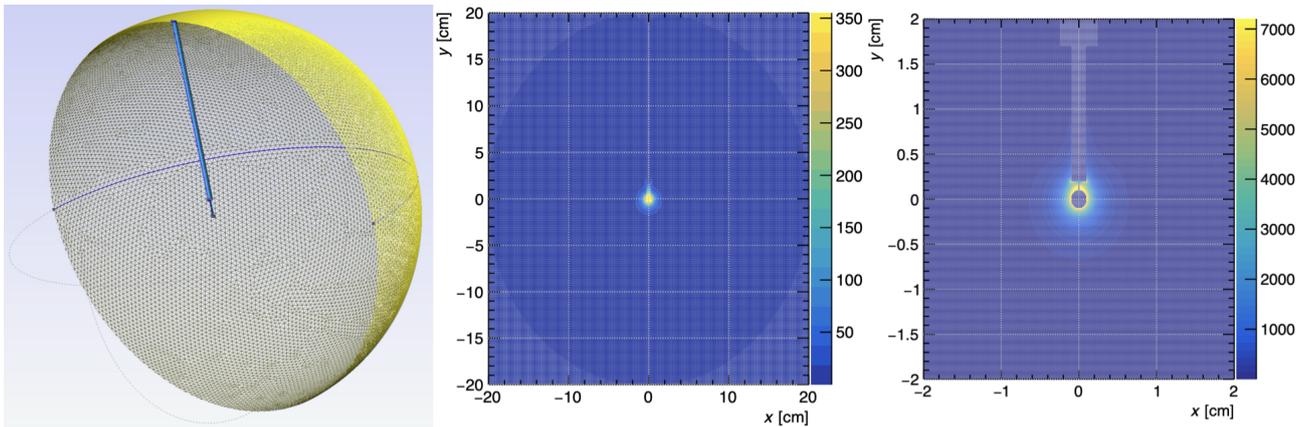


FIGURE 5.7 – SPC, cathode de 20 cm de rayon, anode de 1 mm de rayon. Modèles de géométrie Gmsh (à gauche) et de champ électrique Elmer (centre et droite). Le champ électrique est simulé pour une anode polarisée à 750 V, résultant en une valeur maximale de 7500 V/cm. L'échelle de couleur est plafonnée à 350 V/cm au centre et à 7000 V/cm à droite pour une meilleure lisibilité de la figure.

Comme évoqué précédemment, deux suites logicielles ont été utilisées pour simuler la géométrie réelle du détecteur. La première fait appel aux logiciels libres Gmsh et Elmer. Gmsh permet de générer des éléments tridimensionnels à partir de formes simples. Ces volumes sont ensuite maillés par des méthodes d'éléments finis pour être utilisés comme géométrie dans la simulation du champ électrique.

Le champ électrique est calculé à partir des outils *Grid* et *Solver* du logiciel Elmer. ElmerGrid exporte la géométrie Gmsh en un format exploitable par ElmerSolver. A partir des ces fichiers et d'une liste de conditions aux limites (les potentiels appliqués sur les différentes surfaces du volume), ElmerSolver calcule le champ électrique.

La figure 5.7 présente la géométrie et la carte de champ obtenu avec cette méthode. Cependant, l'interfaçage entre Gmsh et Elmer demande un travail minutieux pour libeller les éléments de la géométrie dans Gmsh et contrôler leur correspondance avec les éléments sur lesquels Elmer applique une polarisation.

Depuis fin 2021 nous utilisons COMSOL Multiphysics, un logiciel qui intègre à la fois la description de la géométrie et la simulation du champ électrique (parmi de nombreuses autres fonctionnalités). Son interface, illustrée à la figure 5.8, permet d'éviter le travail minutieux de conversion de Gmsh vers Elmer. Son adoption récente a été permise après l'achat de licences par l'IN2P3, ce qui n'était pas le cas au début du développement de la simulation et explique l'emploi antérieur de Gmsh/Elmer.

A noter que Garfield++ est compatible avec de nombreux autres logiciels de simulation numérique, comme Ansys par exemple.

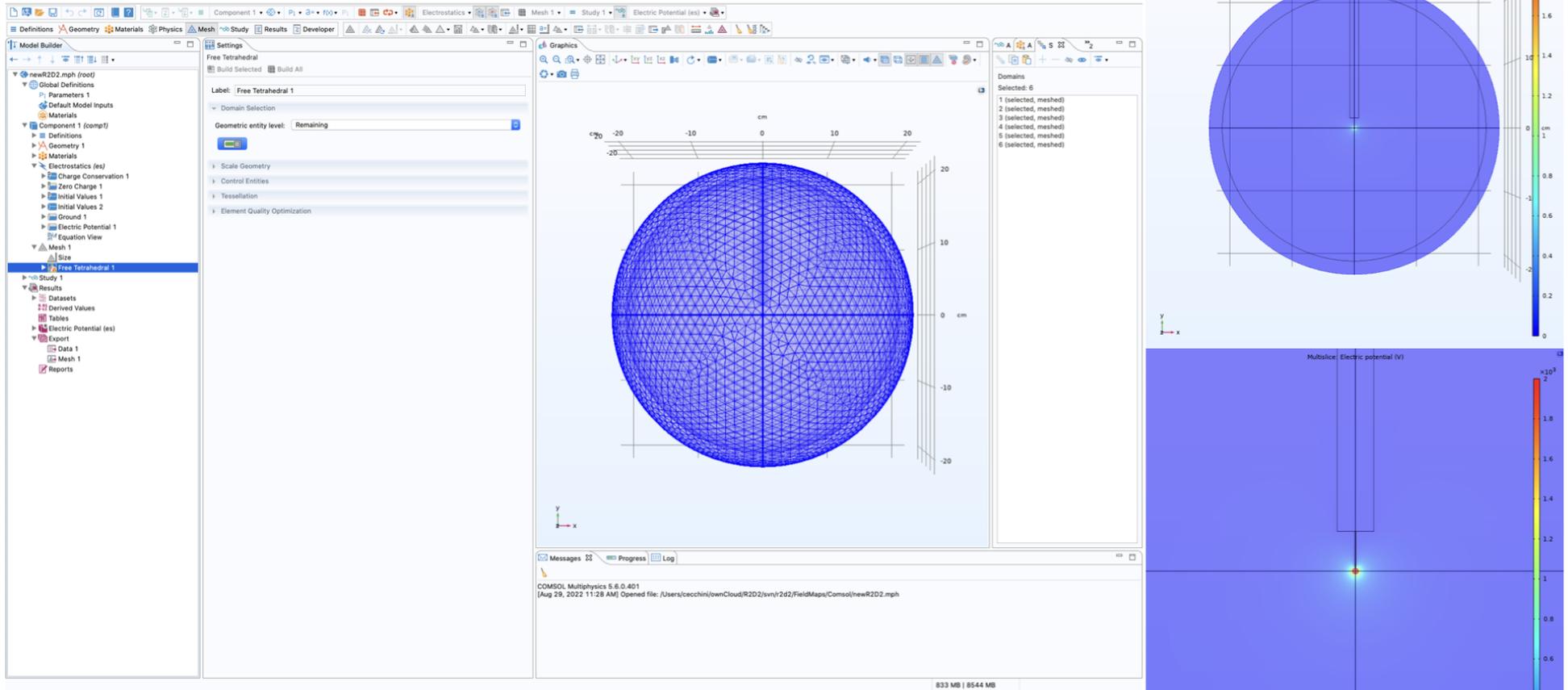


FIGURE 5.8 – Présentation de l’interface de Comsol Multiphysics (gauche) avec une visualisation de la géométrie. Les figures de droite présentent la carte du potentiel électrique obtenue avec une anode polarisée à 2000 V, en plan large (haut) et zoomée sur l’anode (bas).

5.1.4 Dérive des porteurs de charge

La simulation du signal se fait par intégration des paramètres de transport lors de la dérive des électrons et des ions. Pour procéder à cette intégration, Garfield++ propose trois méthodes.

La première repose sur la classe "AvalancheMicroscopic" et consiste à suivre le parcours d'un électron collision par collision. Pour ce faire, elle utilise le taux de collisions fourni par une instance de la classe "MediumMagboltz". Comme Magboltz ne fournit pas d'information sur les ions, cette méthode d'intégration est disponible uniquement pour les électrons. Elle a cependant l'avantage de ne pas nécessiter la production des fichiers gaz décrits en 5.1.2, seulement la valeur W du gaz, son facteur de Fano et le transfert de Penning. Le principal frein à son utilisation dans la simulation de SPC est le temps de calcul nécessaire pour reproduire l'ensemble des collisions.

La deuxième méthode consiste à calculer la migration d'une particule chargée à l'aide d'une intégration de Runge-Kutta-Fehlberg (RKF). A partir d'une position initiale, d'une vitesse de dérive (fournie par les fichiers gaz de Magboltz) et d'un pas temporel, la position de l'électron à un temps ultérieur est calculée. A chaque itération, la vitesse de dérive et le pas temporel sont ajustés selon des coefficients prédéfinis. Cette intégration RKF est implémentée dans la classe "DriftLineRKF". Du fait de l'absence de fluctuations lors de l'intégration, cette méthode n'est pas appropriée pour simuler la réponse du détecteur à un rayonnement α ou β unique. En revanche, les valeurs moyennes obtenues pour le temps de dérive, la diffusion ou la multiplication restent pertinentes pour modéliser le signal ou pour prédire le gain selon la tension de polarisation.

La troisième méthode que propose Garfield++ avec la classe "AvalancheMC" est une intégration de type Monte Carlo. A partir d'une position initiale, AvalancheMC calcule la position suivante en sommant deux composantes de distance, l'une fixe et la seconde aléatoire. La composante fixe est le produit entre la vitesse de dérive (fournie par les fichiers gaz de Magboltz) et le pas temporel. La composante aléatoire suit une distribution Gaussienne dont l'écart-type est donné par les coefficients de diffusion (eux aussi fournis dans les fichiers gaz de Magboltz). La simulation de la réponse du détecteur à un dépôt d'énergie fait appel à cette méthode d'intégration, qui reproduit les fluctuations statistiques du temps d'arrivée différents pour des électrons ayant la même provenance.

5.2 Caractéristiques du transport des électrons

L'objectif de la simulation est d'accéder aux grandeurs que sont le temps de dérive (δ_t), la dispersion temporelle (σ_t), la probabilité de survie S , la multiplication M et le gain G . L'estimation du temps de dérive et de l'effet de l'oxygène sont deux aspects essentiels au calcul de la réponse du détecteur. Ils permettent d'estimer le gain par intégration des paramètres de transport fournis par Magboltz.

5.2.1 Champ électrique

Au premier ordre, le champ électrique modélisé est celui d'un détecteur idéal (une anode centrale entourée d'une cathode, sans tige de maintien). Son champ électrique radial est alors donné par la formule :

$$E(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } r < r_a \\ \frac{V_0}{r^2} \cdot \frac{r_a r_c}{r_c - r_a} & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.2)$$

Avec $r_a = 0.1$ cm et $r_c = 20$ cm les dimensions du prototype installé à Bordeaux.

Garfield ayant recours à une base cartésienne, le champ électrique radial est transposé de la façon suivante :

$$E_x = E(r) \cdot \frac{x}{r} ; E_y = E(r) \cdot \frac{y}{r} ; E_z = E(r) \cdot \frac{z}{r} \quad (5.3)$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Une cartographie du champ électrique selon la position est utilisée à l'aide de la formule 5.3, pour lier les paramètres de transport (donnés en fonction du champ électrique) aux dépôts d'énergie (donnés à selon la position).

5.2.2 Intégration des paramètres de transport

L'intégration des paramètres de transport permet de calculer les valeurs de $\delta_t(r)$, $\sigma_t(r)$, S , M et G en fonction de la position initiale de l'électron et du champ électrique. Pour ce faire, les valeurs stockées dans les fichiers gaz doivent être intégrées de la façon suivante :

Temps de dérive	$\delta_t(r) = \int \frac{dr}{v_d(r)}$
Diffusion temporelle	$(\sigma_t(r))^2 = \int \left(\frac{D_L(r)}{v_d(r)} \right)^2 dr$
Multiplication	$M = \exp \left(\int \alpha dr \right)$
Probabilité de survie	$S = \exp \left(- \int \eta dr \right)$
Gain	$G = \exp \left(\int (\alpha - \eta) dr \right)$

La classe DriftLineRKF procède à l'intégration pour un électron le long d'une ligne de champ électrique.

5.2.3 Évolution du temps de dérive

L'analyse de l'évolution du temps de dérive et de la diffusion selon la tension et selon le rayon du dépôt d'énergie, permet de choisir le point de fonctionnement du détecteur. Ces deux cas de figure sont illustrés dans la figure 5.9. Pour construire une courbe du temps de dérive en fonction du champ, il suffit d'itérer l'intégration DriftLineRKF avec différentes valeurs de tension sur l'anode (pour une position initiale de l'électron fixée). Et pour avoir le temps de dérive en fonction du rayon, c'est la tension qui est fixée et la position d'origine de l'électron qui varie.

La figure 5.9 à droite présente le temps de dérive en fonction de la position, pour une tension de 2000 V sur l'anode. Elle confirme que, à champ électrique constant, le temps de dérive et la diffusion augmentent avec la pression (voir Chap. 3). Cette tension de 2000 V est utilisée comme référence dans la simulation car c'est la valeur de la configuration expérimentale utilisée lors de la campagne de mesure de résolution avec le Prototype 1, dans de l'ArP2 à 1.1 bar.

Dans ce cas, un électron dérivant depuis la surface de la cathode présente un temps de dérive de 292 μs avec une diffusion de 27 μs (courbe bleue dans Fig. 5.9 gauche et courbe orange dans Fig. 5.9 droite). Le tableau 5.1 synthétise les tensions qu'il serait nécessaire d'atteindre afin de conserver un temps de dérive maximal inférieur à 300 μs et une diffusion inférieure à 30 μs , pour plusieurs valeurs de pression.

Notons aussi que dans l'ArP2 à 200 mbar et 720 V, le temps de dérive depuis $r=20$ cm est de 137 μs et la diffusion de 24 μs (voir courbe bleue dans Fig. 5.9 droite).

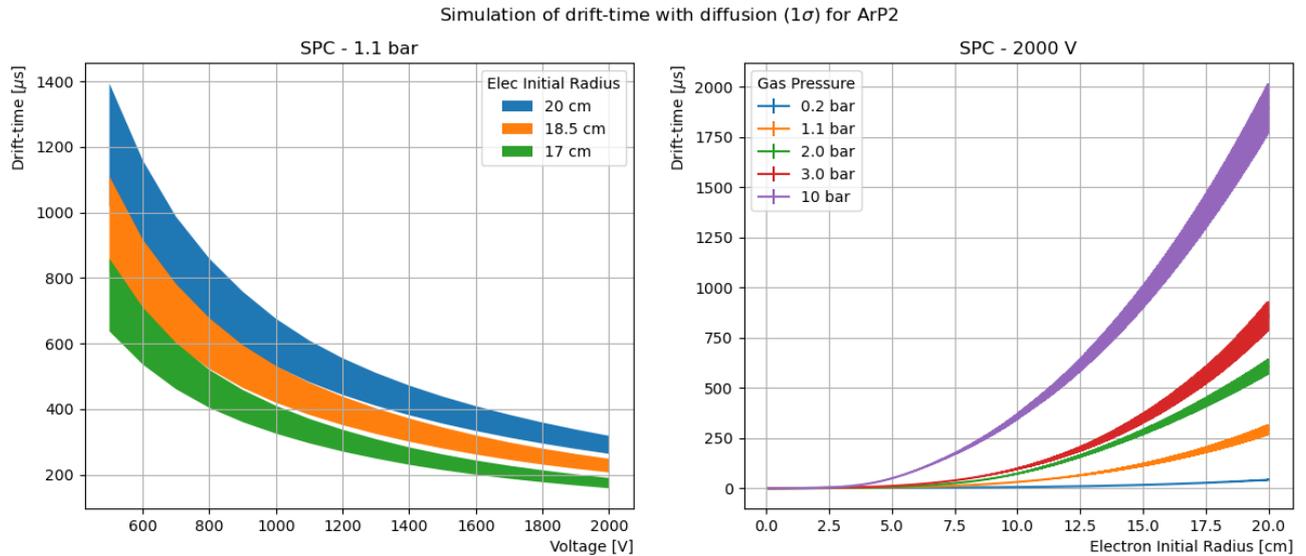


FIGURE 5.9 – Présentation du temps de dérive pour différentes configurations de détecteur, avec des dépôts d’énergie ponctuels. La largeur des bandes correspond à l’étalement temporel à 1σ causé par la diffusion longitudinale.

Gauche : en fonction de la tension, pour des électrons originaires de $r=20$ cm, 18.5 cm et 17 cm, dans de l’ArP2 à 1100 mbar

Droite : en fonction de la distance radiale pour différentes pressions d’ArP2 entre 0.2 et 10 bars, avec une anode polarisée à 2 kV.

Résultats des simulations de R2D2

Temps de dérive d’un électron depuis la cathode dans

- de l’ArP2 à 1.1 bar, anode polarisée à 2 kV : 292 μs , diffusion de 27 μs ;
- de l’ArP2 à 200 mbar, anode polarisée à 720 V : 137 μs , diffusion de 24 μs

L’effet de la géométrie sur le champ électrique n’étant pas pris en compte ici, ces valeurs doivent être considérées comme des indications. Pour autant, ces résultats permettent de dégager une tendance quant à l’évolution du point de fonctionnement du détecteur selon les paramètres de pression et de tension.

Pression [mbar]	Tension [V]	Tension [V]
	$\delta_t(r_{max}) < 300 \mu s$	$\sigma_t(r_{max}) < 30 \mu s$
200	375	650
1100	2000	2000
2000	4500	2500
3000	5500	3800
5000	9000	5000
10000	22500	6500

TABLE 5.1 – Tensions minimales nécessaires pour obtenir un temps de dérive δ_t d’au maximum 300 μs ou un étalement temporel σ_t d’au plus 30 μs au sein d’une SPC de 20 cm de rayon (géométrie simplifiée), remplie d’ArP2.

La figure 5.9 à gauche précise le temps de dérive en fonction de la tension appliquée sur

l'anode pour trois positions initiales de l'électron, $r=17$ cm, $r=18.5$ cm et à la surface de la cathode ($r=20$ cm). Il est intéressant de constater qu'à 2000 V, les valeurs du temps de dérive pour chacune de ces trois positions, avec une incertitude liée à la diffusion, sont parfaitement dissociées. A la vue des incertitudes apportées par la diffusion, la mesure du temps de dérive permettrait d'estimer la position avec une précision de l'ordre de ± 0.75 cm à 1σ .

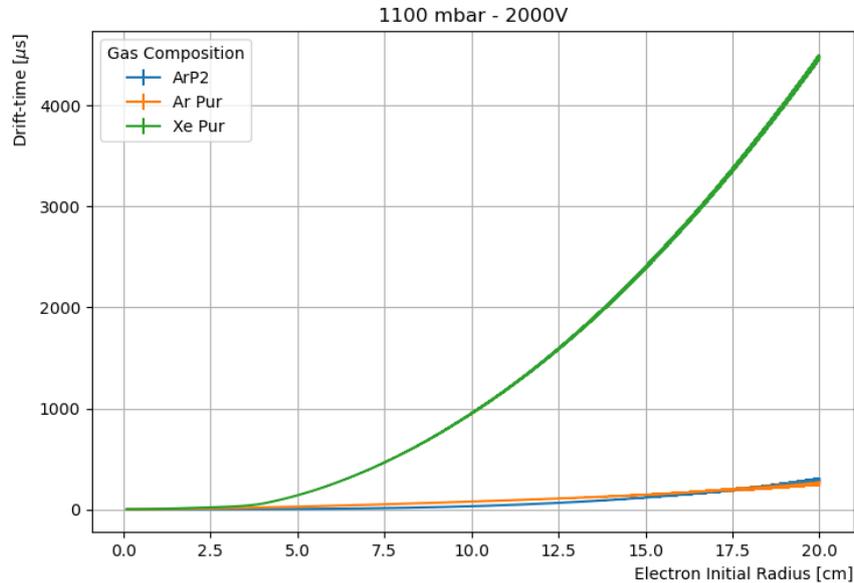


FIGURE 5.10 – Comparaison du temps de dérive et de l'étalement liés à la diffusion longitudinale en fonction de la distance radiale pour différents mélanges gazeux à 1100 mbar, avec une anode polarisée à 2 kV.

La figure 5.10 montre ainsi le temps de dérive en fonction du rayon initial de l'électron pour trois mélanges gazeux différents : l'argon P2, l'argon pur et le xénon pur, simulés à une pression de 1.1 bar et avec une tension sur l'anode de 2000 V. Elle rend compte d'un temps de dérive significativement plus long pour le xénon que pour l'argon.

5.2.4 Effet de la contamination par l'oxygène à basse pression

La contamination du gaz par de l'oxygène induit un attachement des électrons avec les molécules électronégatives, qui provoque une disparition des charges primaires (voir Chap. 3). Magboltz permet de produire des fichiers gaz en contrôlant ce niveau de contamination, afin d'étudier l'effet de cette concentration en oxygène sur l'attachement, proposant une alternative à la mesure expérimentale.

La probabilité de survie d'un électron est calculée par intégration de l'attachement le long du trajet de migration, à partir de fichiers gaz portant sur des mélanges gazeux contenant de l'argon, du méthane et de l'oxygène (ex. pour une contamination de 50 ppm d'O₂, la composition est la suivante : Ar/CH₄/O₂ [98/1.995/0.005]).

La figure 5.11 présente la valeur de l'attachement selon le champ électrique, ainsi que la probabilité de survie selon la distance d'origine des électrons, dans de l'ArP2 à 200 mbar et 1100 mbar pour plusieurs valeurs de contamination.

On voit que pour une concentration nulle en oxygène (figure gauche, courbe noire), l'attachement est non nul aux grandes valeurs de champ électrique (à partir de 300 V/cm dans de l'ArP2 à 200 mbar). Cet attachement est provoqué par le CH₄, mais n'a que peu d'effet

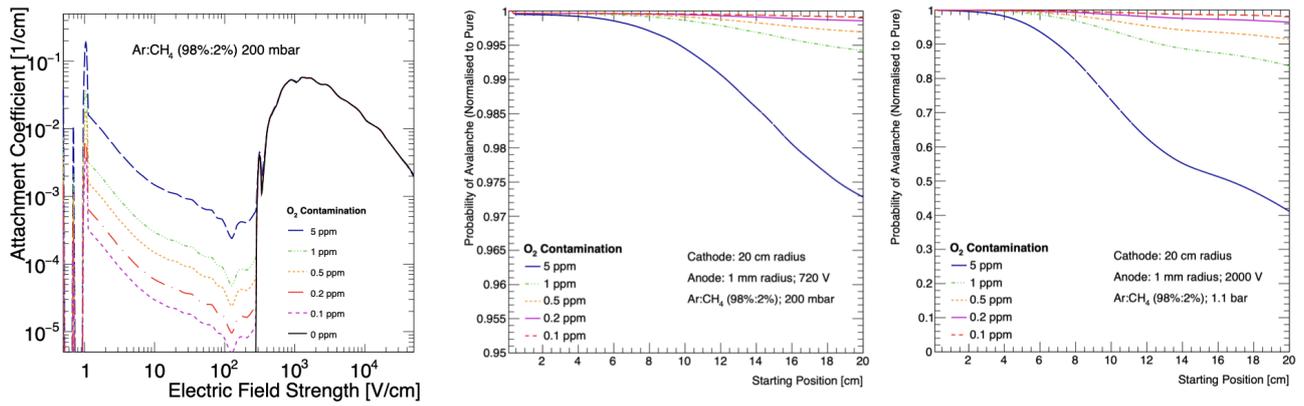


FIGURE 5.11 – Attachement (à gauche) et probabilité de survie des électrons (au centre et à droite) pour de l’ArP2 avec différentes concentrations en oxygène à 200 mbar (centre) et 1100 mbar (droite), en fonction de la distance radiale des électrons. Les probabilités de survie sont normalisées à la probabilité de survie d’un électron en l’absence d’oxygène.

sur le signal, puisque ces valeurs de champ électrique permettent aussi la multiplication (voir Fig. 5.5). En présence d’oxygène, l’attachement est présent quelque soit le champ électrique, couvrant la totalité du volume du détecteur. Il en résulte une diminution de la probabilité de survie des électrons.

Résultats des simulations de R2D2

A 200 mbar, des concentrations jusqu’à 5 ppm d’O₂ permettent la collecte de la grande majorité des charges (plus de 97%), alors qu’à 1.1 bar elles sont moins de 50% à l’être lorsque l’ArP2 est contaminé avec 5 ppm d’O₂. Expérimentalement, cela signifie qu’une excellente maîtrise de la contamination est requise aux pressions plus élevées : pour obtenir une probabilité de survie >80% à 1.1 bar, la contamination devra être limitée à 1 ppm.

5.2.5 Estimation du gain à haute pression

Bien que le gain auquel opère R2D2 soit relativement faible (de l’ordre de 10), la haute pression implique l’utilisation de tensions élevées pour compenser la diminution du coefficient de Townsend (voir Chap. 3). Il convient donc de bien évaluer ce couple tension-pression pour trouver le point de fonctionnement optimal du détecteur, notamment vis-à-vis de sa tenue à la polarisation.

Pour évaluer le gain à différentes pressions, Garfield++ donne deux possibilités. La première est de créer un fichier gaz pour chaque valeur de pression dont on souhaite calculer le gain, puis d’intégrer les coefficients de transfert lors de la dérive d’un électron. Le problème associé à cette méthode est que la création d’un fichier gaz est une opération relativement gourmande en temps de calcul.

La seconde possibilité consiste à créer un fichier gaz pour une pression donnée, puis de laisser Garfield++ extrapoler les coefficients de transfert aux différentes pressions visées, avant de procéder à leur intégration. Les gains ainsi extrapolés sont souvent sous-estimés, avec un effet de plus en plus marqué lorsqu’on s’éloigne de la pression de référence. Cependant, cette méthode a l’avantage de ne pas nécessiter la création d’un fichier gaz pour chaque valeur de pression. En comparant les deux méthodes à différentes pressions, il s’est avéré que le gain a tendance à être sous-estimé par la seconde. De ce fait, la tension pour l’obtenir est sur-estimée et les

valeurs ainsi calculées restent conservatrices d'un certain point de vue.

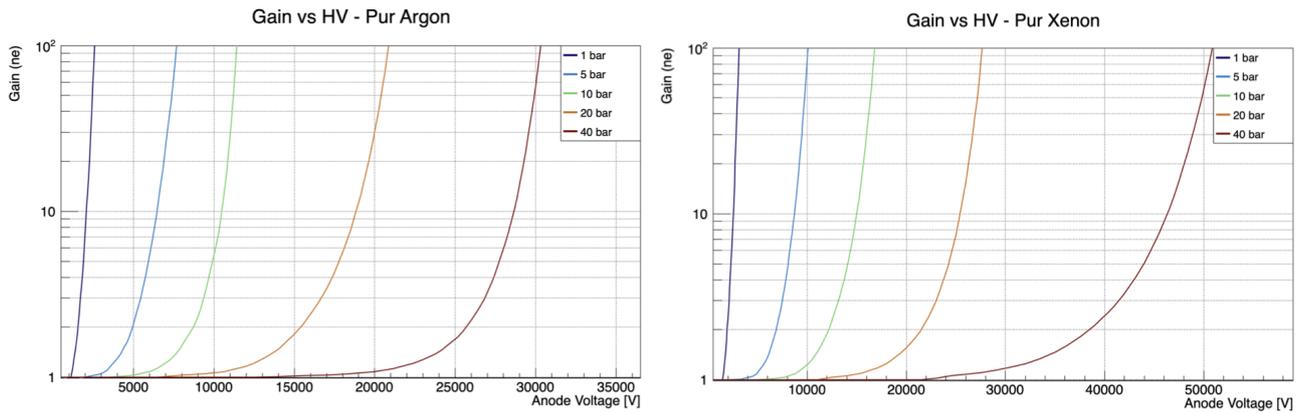


FIGURE 5.12 – Estimation conservatrice du gain pour de l'argon pur (à gauche) et du xénon pur (à droite), en fonction de la tension appliquée sur une anode de 1 mm de rayon dans une SPC de 20 cm de rayon.

Afin d'estimer le gain jusqu'à 40 bars dans l'argon pur et dans le xénon pur, nous avons utilisé une combinaison de ces deux méthodes, en créant plusieurs fichiers gaz sur la gamme de pressions 0.2 à 40 bars, puis en extrapolant les paramètres de transfert aux pressions intermédiaires. La figure 5.12 présente le résultat de ces estimations (l'ArP2 n'a pas été présenté car pour un gain donné, la tension requise est moindre que dans l'argon pur, du fait de l'effet de Penning).

Résultats des simulations de R2D2

Il ressort clairement qu'à 40 bars et pour un gain de 100, des valeurs de polarisation très importantes (de 30 à 50 kV) sont nécessaires, quelque soit le gaz (argon ou xénon).

5.3 Application de la simulation à la configuration expérimentale

Une prise de données fin 2019 et courant 2020 a montré des résultats prometteurs (présentés au Chap. 6). Pour accompagner nos analyses, et étudier les liens entre observables et orientation des traces, une simulation complète du détecteur a été réalisée.

La géométrie de R2D2 est simulée conformément à la description qui en est faite au chapitre 4. Le détecteur est utilisé avec une source α de ^{210}Po à 5.3 MeV positionnée au pôle sud du détecteur. Le gaz est de l'ArP2 à 200 et à 1100 mbar, ce qui donne lieu aux deux configurations :

1. ArP2 à 200 mbar, traces d'environ 16 cm, anode polarisée à 720 V.
2. ArP2 à 1100 mbar, traces d'environ 3.5 cm, anode polarisée à 2000 V.

La probabilité de transfert de Penning utilisée est de 15%, d'après [133].

Les résultats de simulation et ceux des données expérimentales sont interprétés en terme d'observables, qui sont des quantités extraites des formes d'onde pour caractériser les signaux.

Une illustration de ces observables est proposée dans la figure 5.13 à gauche. Cette illustration est basée sur des signaux issus de données expérimentales. La figure 5.13 droite présente, elle, un signal issu de la simulation sur lequel a été ajouté du bruit électronique.

Deux courbes sont présentes dans la figure 5.13 gauche (provenant de mesures réalisées avec R2D2). La courbe bleue correspond au signal brut en sortie de la chaîne d'acquisition, et la courbe orange est le résultat de la déconvolution de l'intégrateur. Ce traitement du signal fait l'objet d'un développement au chapitre 6, nous nous contenterons ici de résumer la différence entre les deux courbes.

L'électronique d'acquisition intègre le signal induit sur l'anode. De ce fait, le signal en fin de chaîne d'acquisition est une convolution entre le signal de l'anode et une fonction de transfert de la forme $h(t) = \exp(-t/\tau)$ avec τ la constante de temps du pré-amplificateur (courbe bleue de la Fig. 5.13, dit signal brut ou "raw signal"). Cette intégration cache les informations contenues dans le signal induit. Pour les retrouver, ce signal est donc déconvolué, formant la courbe orange de la Fig. 5.13, dite signal déconvolué.

5.3.1 Définition des observables

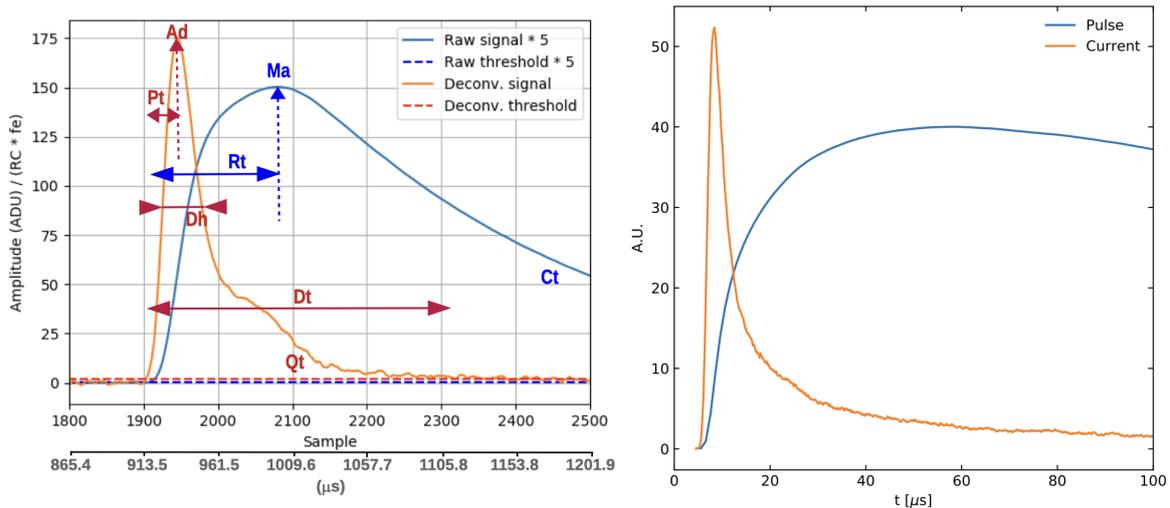


FIGURE 5.13 – Définition des observables du signal, extrait de [145].

Gauche : Formes d'ondes issues de données expérimentales. En bleu, il s'agit du signal brut mesuré en sortie de la chaîne d'acquisition. En orange il s'agit de la déconvolution du signal brut, pour y retrancher l'effet de l'intégration du pré-amplificateur de charge.

Droite : Formes d'ondes issues de de la simulation. En orange il s'agit du signal brut simulé. En bleu il s'agit de l'intégration de la forme d'onde orange, reproduisant l'effet du pré-amplificateur de charge.

Plusieurs observables simples et caractérisant les formes d'ondes peuvent être définies pour le signal déconvolué, comme pour le signal brut.

Ces observables peuvent se référer à l'énergie de l'événement ou à l'évolution temporelle de la forme d'onde. Parmi les observables d'énergie, on retrouve

- La charge, qui correspond à l'intégrale du signal (Q_t , C_t);
- L'amplitude du signal (A_d , M_a)

Pour décrire l'évolution temporelle, on utilise

- Le temps de montée, entre un seuil et la position du maximum du signal (Pt , Rt) ;
- La largeur à mi-hauteur (Dh) ;
- La durée au dessus du seuil (Dt).

Il est ensuite possible de combiner ces observables pour caractériser la forme du signal.

Par exemple, pour indiquer la position relative du maximum au cours de l'événement, on peut donner le temps de montée Pt en fonction de la durée de l'événement Dt : $Pt_{\%} = Pt \text{ (s)} \times 100 / Dt \text{ (s)}$.

On peut aussi chercher à estimer l'extension radiale de la trace via la densité d'ionisation Di , qui est le rapport entre la charge Qt et la largeur à mi-hauteur Dh : $Di = Qt / Dh$.

5.3.2 Discussion sur l'interprétation des observables

Le bon accord entre la simulation et les données expérimentales justifie l'utilisation de la simulation pour lier les valeurs des observables à la topologie des traces. Un résultat important ainsi mis en évidence est qu'il est possible d'identifier la direction prise par un α à partir de la forme des signaux. Ces résultats sont publiés dans [145].

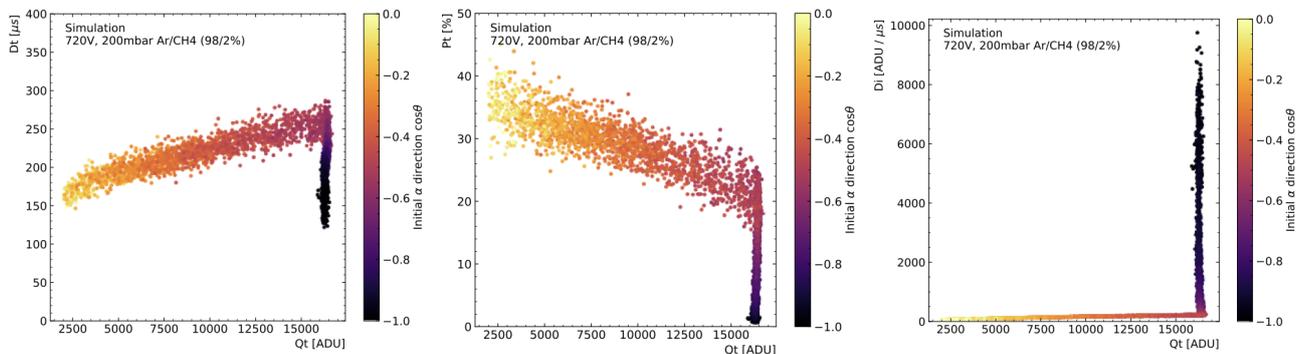


FIGURE 5.14 – Représentation 2D des observables simulées du signal déconvolué dans de l'ArP2 à 200 mbar avec une anode polarisée à 720 V, extrait de [145]. Durée au dessus du seuil Dt (gauche), du temps de montée Pt (centre) et de la densité d'ionisation Di (droite) en fonction de l'intégrale du signal déconvolué Qt . L'échelle de couleur représente la direction des α , $\cos \theta = -1$ correspond aux traces dirigées vers l'anode et $\cos \theta = 0$ aux traces transversales.

Pour identifier le lien entre la direction des traces et la forme des signaux, les événements sont présentés dans un espace des phases à deux dimensions, comparant les observables de temps avec la charge collectée.

La figure 5.14 illustre ces représentations avec l'exemple des observables du signal déconvolué à 200 mbar. Le code couleur indique la direction des α , avec $\cos \theta = -1$ qui correspond aux traces en direction de l'anode et $\cos \theta = 0$ aux traces transversales.

Les traces transversales sont celles dont l'énergie déposée dans le gaz (représenté par Qt) est la plus faible. Cela s'explique par une distance à la cathode insuffisante pour que l'énergie de l'alpha soit intégralement absorbée dans le gaz, avant qu'il ne rencontre la cathode.

Il existe aussi une corrélation des variables temporelles, en particulier $Pt_{\%}$ (au centre de la figure), avec la direction de l'alpha. Comme Pt est dominé par la diffusion subie par les électrons les plus proches de l'anode, la position des électrons du pic de Bragg permet de reconstruire la direction de la trace. C'est particulièrement vrai dans la configuration simulée, car la position de la source est connue et fixée à l'affleurement de la cathode.

Ainsi, dans les données expérimentales, Pt peut être utilisé pour sélectionner des échantillons

en fonction de la direction de la trace.

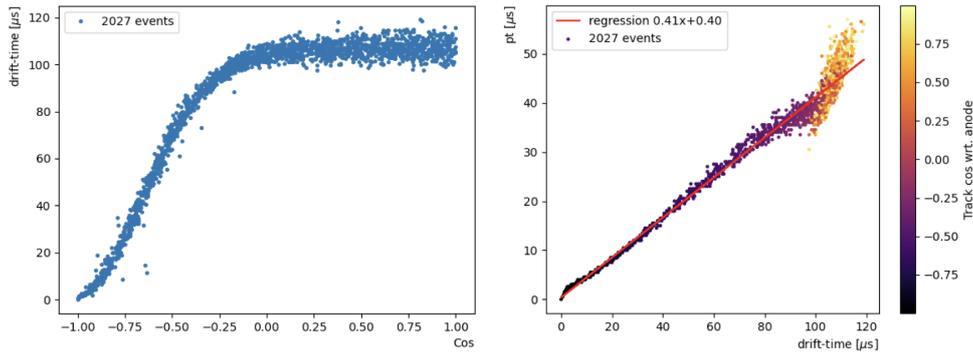


FIGURE 5.15 – Relation entre le temps de dérive et Pt dans de l’ArP2 à 200 mbar avec une anode polarisée à 800 V. Gauche : Temps de dérive en fonction de la direction de la trace. Droite : Pt en fonction du temps de dérive.

Comme Pt est lié à la position des électrons du pic de Bragg, sa position peut être directement reconstruite à partir du temps de montée. Pour le vérifier, la figure 5.15 présente le temps de dérive en fonction de l’angle de la trace, ainsi que Pt en fonction du temps de dérive, pour de l’ArP2 à 200 mbar.

Le temps de dérive y est défini comme l’intervalle entre l’ionisation primaire et le moment où le signal franchit le seuil. L’échantillon utilisé pour la simulation contient des événements en direction opposée à l’anode ($\cos \theta > 0$), mais comme toute l’énergie est perdue dans la source, ils peuvent être ignorés.

Dans 5.15, la figure de gauche montre un lien entre le temps de dérive et la direction de la trace. La figure de droite illustre la corrélation entre Pt et le temps de dérive.

Résultats des simulations de R2D2

Ces corrélations indiquent que, dans la configuration expérimentale simulée, Pt peut être utilisé comme marqueur de la direction de la trace. Cependant, extrapoler ce lien entre Pt et la direction de la trace à d’autres configurations expérimentales nécessite des vérifications supplémentaires.

5.3.3 Traces en direction de la cathode

Pour tester si l’interprétation de Pt comme observable de la direction de la trace est bonne, 2000 α ont été simulés à une position d’origine distante de 5 cm de l’anode, $(x,y,z)=(0,-5,0)$ cm, dans de l’ArP2 à 200 mbar. Ces alphas sont simulés avec une direction opposée à l’anode. Pour contenir les traces dans le volume du détecteur, nous avons réduit l’énergie des α à 4 MeV. Ces α sont déjà présentés dans la figure 5.4, la figure 5.16 gauche montre le dépôt d’énergie moyen en fonction de la distance radiale.

Les signaux induits par chacune de ces traces ont ensuite été simulés avec Magboltz + Garfield. Un exemple est donné à droite dans la figure 5.16. Ces signaux permettent de vérifier si Pt est encore relié à la direction de la trace avec une source placée dans cette configuration géométrique spécifique.

La distribution de Pt, visible au centre dans la figure 5.16, présente un écart-type minime (inférieur à 1 μ s), signifiant l’absence de corrélation entre Pt et la direction.

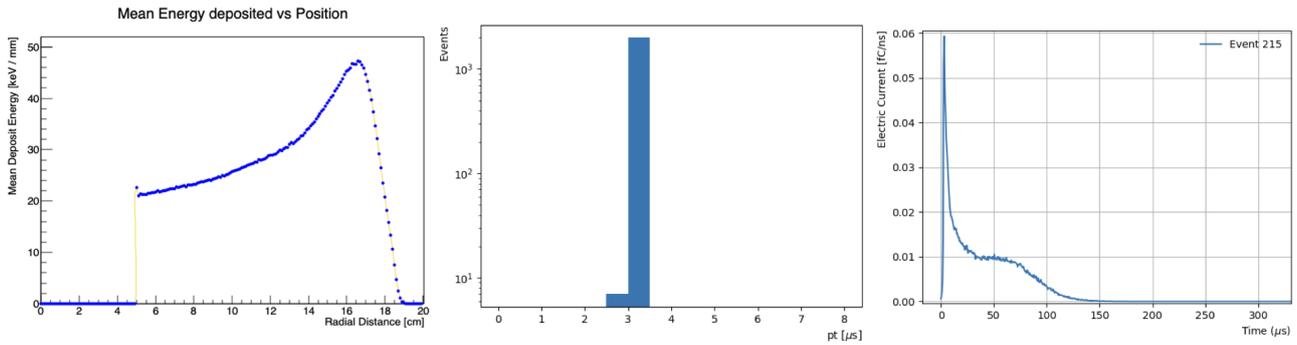


FIGURE 5.16 – Résultats pour des traces en direction de l’anode dans 200 mbar d’ArP2. Gauche : Moyenne sur les 2000 α de l’énergie déposée par unité de distance. Centre : Distribution de Pt simulé pour 2000 α . Droite : Illustration du signal d’un événement en fonction du temps.

Résultats des simulations de R2D2

Dans une configuration expérimentale où les α se dirigent vers la cathode, il n’est pas possible de corrélérer Pt à la direction de la trace. Ce constat va à l’encontre d’une généralisation de la conclusion de la section précédente, qui faisait de Pt une observable de la direction. Pt est corrélé à la direction de la trace seulement lorsque celle-ci est orientée en direction de l’anode.

La modélisation du signal présenté ci-après permet de construire le signal étape par étape (dérive, diffusion, avalanche, dérive des ions, intégration), ce qui va permettre de donner une interprétation topologique de Pt, notamment.

5.4 Modélisation du signal

Dans le cadre de mon travail, la modélisation du signal a eu deux objectifs :

- Offrir une alternative à Garfield++ pour prévoir la forme d’un signal, moins gourmande en temps de calcul et qui permette une décomposition de la formation du signal étape par étape ;
- Identifier une opération inverse permettant de reconstruire la topologie d’un événement à partir des formes d’ondes, en s’appuyant sur la décomposition des processus de formation du signal.

Nous nous sommes placés dans le cadre d’un modèle minimal, sans simulation de la géométrie exacte. Le signal est simplement induit par le déplacement des électrons et des ions, il s’agit de calculer puis sommer ces contributions en fonction des temps d’arrivées. Les étapes sont les suivantes :

1. Depuis une position r , les électrons primaires dérivent pendant une durée moyenne $\delta_t(r)$. Cette durée dépend de la vitesse de dérive v_d des électrons lors de leur transport ;
2. Les électrons atteignent l’anode avec une distribution gaussienne d’écart-type $\sigma_t(r)$ autour de $\delta_t(r)$. Cet étalement dépend de la diffusion longitudinale subie par les électrons lors de leur transport ;
3. L’avalanche crée $G-1$ électrons et $G-1$ ions qui induisent un signal :
 - Celui des électrons est considéré instantané ;
 - Celui des ions présente une durée plus longue du fait de leur vitesse moindre.

5.4.1 Paramétrage de la dérive des électrons

Nous avons paramétré le temps de dérive ainsi que la diffusion temporelle par deux lois de puissance fonction de la distance r , suivant le modèle :

$$t = t_{max} * (r/r_c)^\alpha \quad (5.4)$$

avec r et r_c en cm ($r_c = 20$ cm, le rayon de la cathode); et t et t_{max} en μs . t_{max} correspond au temps (de dérive ou de diffusion) à $r=r_c$.

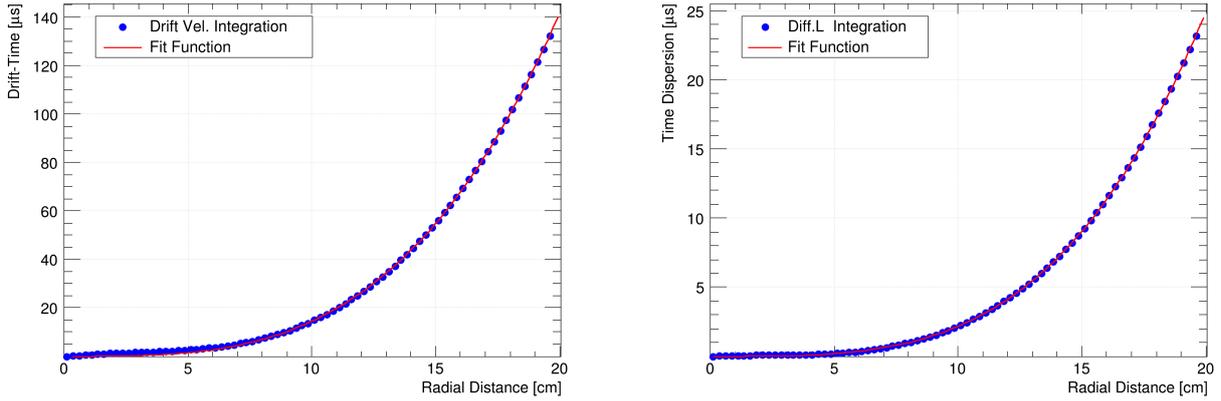


FIGURE 5.17 – Gauche : Temps de dérive $\delta_t(r)$ calculé par intégration de la vitesse de dérive. Droite : étalement temporel $\sigma_t(r)$ calculé par intégration de la diffusion longitudinale. Valeurs données pour de l'ArP2 à 200 mbar, anode à 700 V

Pour obtenir les expressions de $\delta_t(r)$ et $\sigma_t(r)$, les courbes du temps de dérive et de diffusion longitudinale données par Magboltz sont estimées séparément en fonction de la distance, puis la fonction 5.4 est ajustée à ces courbes. Un exemple est donné pour de l'ArP2 à 200 mbar (anode à 700 V) dans la figure 5.17, qui montre un bon accord entre les valeurs simulées et la fonction d'ajustement.

Les ajustements doivent être calculés pour chaque ensemble [gaz,pression,tension] à modéliser.

Le calcul du temps d'arrivée des électrons pour un dépôt d'énergie à un rayon r peut alors être modélisé par la distribution gaussienne $\mathcal{N}(\delta_t(r), \sigma_t(r))$. Cela constitue une approximation car cette distribution présente une forme légèrement asymétrique dans la réalité.

5.4.2 Composante ionique

La composante ionique est le fruit de la "lente" dérive des ions produits dans l'avalanche (voir Chap. 3). Pour modéliser la réponse temporelle de ce signal, J. Derré [161] propose la fonction de transfert suivante, dont une illustration est donnée dans la figure 5.18 :

$$h_{ions}(t) = \frac{\mu_0 V_0}{P} \left(\frac{r_a r_c}{r_c - r_a} \right)^2 \left(r_a^3 + 3 \frac{\mu_0 V_0}{P} \frac{r_a r_c}{r_c - r_a} t \right)^{-4./3}. \quad (5.5)$$

avec μ_0 = la mobilité des ions en $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot \mu s^{-1}$, V_0 la tension sur l'anode, P la pression, $r_{a,c}$ les rayons de l'anode et de la cathode respectivement.

Comme pour les valeurs liées à la dérive des électrons, cette fonction de transfert doit être calculée pour chaque ensemble [gaz,pression,tension].

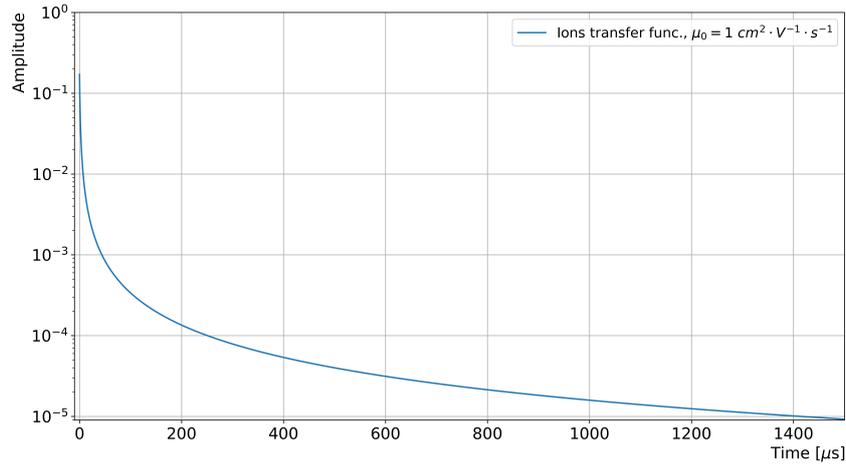


FIGURE 5.18 – Fonction de transfert du signal induit par le déplacement des ions dans de l’ArP2 à 200 mbar pour une tension appliquée sur l’anode de 700 V.

La réponse temporelle du signal induit par les ions est donnée par un produit de convolution (*) entre la gaussienne du temps d’arrivée des électrons et la fonction de transfert des ions⁸ : $\mathcal{N}(\delta_t(r), \sigma_t(r)) * h_{ions}(t)$.

5.4.3 Contribution au signal total

La dérive des électrons caractérisée et la fonction de transfert des ions définie, il est possible de calculer le signal total, en sommant à chaque instant t :

1. Le signal induit par la dérive des $n_i(r)$ électrons primaires w_{prim} produits à un rayon r ;
2. Le signal induit par les électrons issus de l’avalanche w_{elec} depuis un rayon ϵ , d’amplitude $n_i(r) \times (G-1)$;
3. Le signal induit par les ions produits dans l’avalanche w_{ion} depuis un rayon ϵ , d’amplitude $n_i(r) \times (G-1)$;

La contribution des ions primaires est négligée.

La proportion des trois contributions au signal total est dépendante du gain G et se calcule comme suit :

$$\begin{aligned}
 w_{prim} &= n_i(r)q_e \cdot \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_a + r} \right) \\
 w_{elec} &= n_i(r)q_e \cdot (G - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_a + \epsilon} \right) \\
 w_{ion} &= n_i(r)q_e \cdot (G - 1) \cdot \left(\frac{1}{r_a + \epsilon} - \frac{1}{r_c} \right)
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

5.4.4 Illustration d’un dépôt d’énergie localisé

Configuration du détecteur

Dépôt d’énergie - Un dépôt d’énergie unique, composé de 10000 électrons, représentant une charge $Q=1.6 \times 10^{-15}$ C, est simulé à la position $(x,y,z)=(0,-10,0)$ cm, correspondant à une distance radiale $r=10$ cm.

8. δ_t et σ_t affichent une dépendance en r , mais leurs images sont bien des variables temporelles.

Gaz - Le gaz utilisé est de l'ArP2 (98% Ar + 2%CH₄) à 200 mbar (~150 Torr) et 293.15 K dont les paramètres de transport, simulés avec Magboltz via l'interface Garfield++, sont présentés dans la figure 5.5.

Champ électrique - Le champ électrique est le même que celui utilisé pour retrouver le temps de dérive et le gain, donné par la relation 5.2.

La tension appliquée sur l'anode est fixée à 700 V pour la simulation. En pratique le détecteur est utilisé avec des tensions un peu plus élevées, jusqu'à 800 V.

L'intégration Runge-Kutta-Fehlberg par Garfield++ des paramètres de transport fournis par Magboltz pour un électron déposé à (x,y,z)=(0,-10,0) cm donne les valeurs suivantes :

- Temps de dérive : 14.4 μ s
- Étalement temporel lié à la diffusion (1σ) : 2.1 μ s
- Taille de l'avalanche : 7.76 électrons et 6.78 ions.

Reconstruction du signal

Les valeurs associées à la loi de puissance 5.4 utilisée pour caractériser le temps de dérive δ_t et la diffusion σ_t de la figure 5.17 pour l'ArP2 à 200 mbar sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\delta_t(r) &= 141.2 \times \left(\frac{r}{20.}\right)^{3.28} \\ \sigma_t(r) &= 24.9 \times \left(\frac{r}{20.}\right)^{3.52}\end{aligned}\tag{5.7}$$

La fonction de transfert des ions donnée par l'équation 5.5 est calculée pour $V_0 = 700$ V et $\mu_0 = 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \mu\text{s}^{-1}$. La distribution en résultant est illustrée par la figure 5.18.

Le signal modélisé à partir de ces données est illustré dans la figure 5.19.

Comparaison de la modélisation à AvalancheMC

Les paramètres fournis à Garfield++ sont les mêmes que ceux utilisés pour la modélisation, à l'exception de la contribution des ions. Le gaz est de l'ArP2 à 200 mbar, le champ électrique est simulé dans un détecteur idéal avec seulement une anode au centre de la SPC. Cette anode est polarisée à 700 V. Un dépôt d'énergie représentant 10000 électrons est placé à 10 cm de l'anode.

La différence pour le signal induit par les ions vient du fait que Garfield++ utilise différentes valeurs de mobilité en fonction du champ électrique. L'annexe C liste celles des ions Ar⁺ dans l'argon. Elles sont données en fonction du champ électrique réduit, qui est le ratio du champ E en V/cm avec le nombre volumique N.

Garfield++ permet d'extraire les composantes électroniques et ioniques du signal, ainsi que le signal total. Il est donc possible de les comparer individuellement à notre modèle. La figure 5.20 montre une superposition du modèle avec le signal obtenu avec AvalancheMC. A gauche ce sont les contributions des électrons et des ions, à droite le signal total.

La première remarque est que la modélisation se rapproche de la simulation, sans la reproduire à l'identique, la différence venant principalement du signal des électrons. Cette différence sur le signal des électrons se reporte sur le signal des ions du fait de la convolution. Cependant, la forme générale du signal reste satisfaisante et montre que le rapport entre les contributions

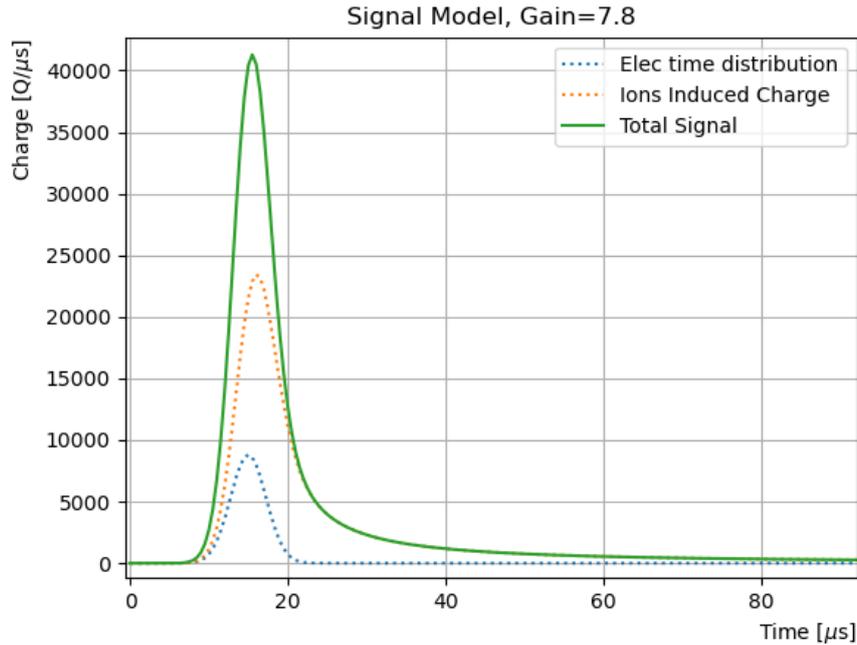


FIGURE 5.19 – Modélisation d’un signal résultant de la dérive de 10000 électrons dans de l’ArP2 à 200 mbar. Les électrons ont pour origine la position $(x,y,z)=(0,-10,0)$ cm, le champ électrique est décrit par l’équation 3.1, pour une tension de 700 V appliquée sur l’anode. A cette tension, la SPC a un gain de 7.8

La courbe bleue correspond au signal induit par la composante électronique, la courbe orange est la charge induite par la composante ionique et la courbe verte représente le signal total (la somme des deux composantes).

des électrons et des ions est bien reproduit (environ un facteur 5 dans ce régime de gain, voir Fig. 3.4 et annexe B pour la généralisation).

Dans l’optique où les signaux modélisés n’ont pas vocation à simuler le détecteur, mais à décomposer les phénomènes physiques sous-jacents pour mieux interpréter la forme des signaux mesurés, le modèle établi est suffisant.

5.4.5 Cas des traces

L’intérêt de ce modèle est de mettre clairement en évidence que, lorsque le dépôt d’énergie n’est pas localisé, la forme du signal est gouvernée par le temps d’arrivée des électrons primaires produits aux différents rayons. En effet, pour de multiples dépôts d’énergie s’étalant entre r_1 et r_2 , la distribution temporelle liée à la dérive des électrons peut s’exprimer comme la somme des gaussiennes pour chaque rayon :

$$s(t) = \sum_{r=r_1}^{r_2} \mathcal{N}(\delta_t(r), \sigma_t(r)) \quad (5.8)$$

Comme le temps de dérive et la diffusion augmentent avec la distance (Eq. 5.7), ces gaussiennes présentent différents retards temporels (valeur centrale de la gaussienne) et différentes largeurs.

En conséquence, le signal d’une trace (illustré par la figure 5.21) devient asymétrique et présente un étalement de la redescente. La figure 5.21 synthétise les différentes étapes de calcul nécessaires à la formation du signal électronique induit par les électrons primaires :

- Distribution radiale des dépôts d’énergie (gauche) ;

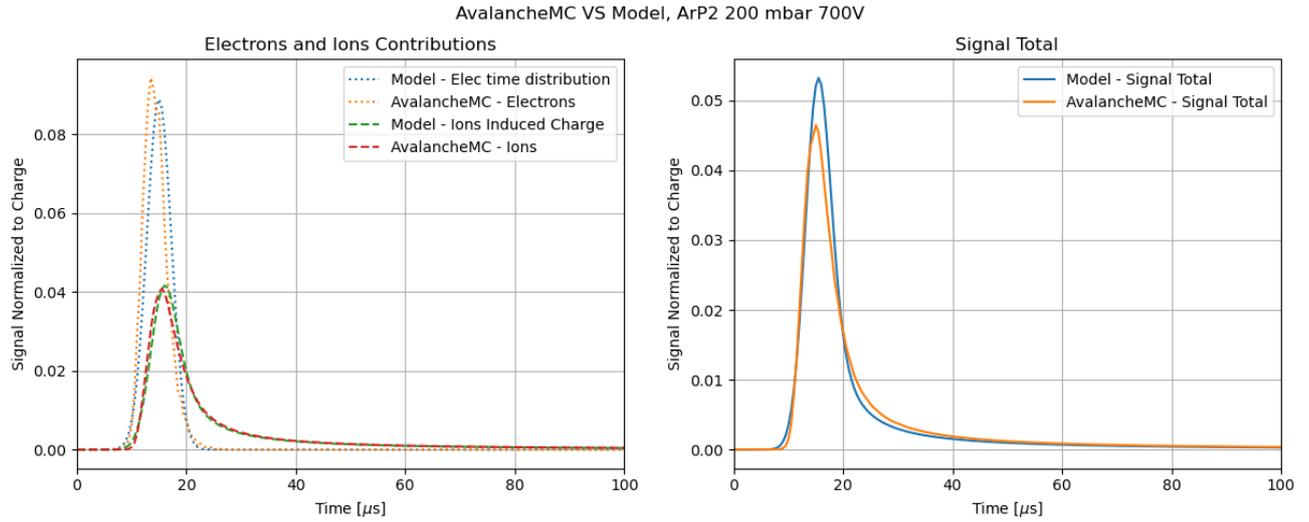


FIGURE 5.20 – Comparaison de la modélisation avec une simulation Garfield++/AvalancheMC d’un signal résultant de la dérive de 10000 électrons dans de l’ArP2 à 200 mbar. Les électrons ont pour origine la position $(x,y,z)=(0,-10,0)$ cm, le champ électrique est décrit par l’équation 3.1, pour une tension de 700 V appliquée sur l’anode.

A gauche sont représentées les composantes électroniques (pointillés) et ioniques (tirets) pour la modélisation (bleu et vert) et pour une simulation Garfield++ avec la classe AvalancheMC (orange et rouge).

A droite sont présentés les signaux totaux (sommés des composantes électroniques et ioniques) pour la modélisation (bleu) et pour la simulation Garfield++/AvalancheMC (orange).

- Retard et dispersion temporel des électrons associés à chaque rayon (centre) ;
- Somme des gaussiennes associées à chaque rayon où un dépôt d’énergie a lieu (droite).

Le retard temporel se comprend en comparant les figures de gauche et du centre. Le temps de départ t_0 des électrons est identique pour tous les dépôts d’énergie représentés à gauche. Cependant, la figure du centre montre que plus les dépôts sont éloignés de l’anode, plus leurs temps d’arrivée est grand, au même titre que leurs dispersions temporelles.

Le signal des électrons s’obtient en sommant les contributions des gaussiennes. Cette opération illustrée dans la Fig. 5.21 droite montre que, du fait des augmentations du retard et de la dispersion temporelle avec le rayon, le signal est systématiquement piqué à ses débuts. Ajoutons que, plus la diffusion est importante, plus le temps de montée sera grand.

Ces observations expliquent notamment pourquoi il existe une corrélation entre le temps de montée et la direction des traces lorsque ces dernières sont orientées vers l’anode, mais que la corrélation disparaît lorsque les traces vont vers la cathode. Pt est en réalité dominé par le signal induit des dépôts d’énergie les plus proches de l’anode (ceux dont les électrons arrivent en premier).

De plus, la faible valeur de Pt et son écart-type réduit, donnés par la simulation de traces en direction de la cathode avec Geant4 + Magboltz + Garfield (*cf* Fig. 5.16 au centre), s’expliquent par la faible diffusion des électrons qui ont une origine proche de l’anode.

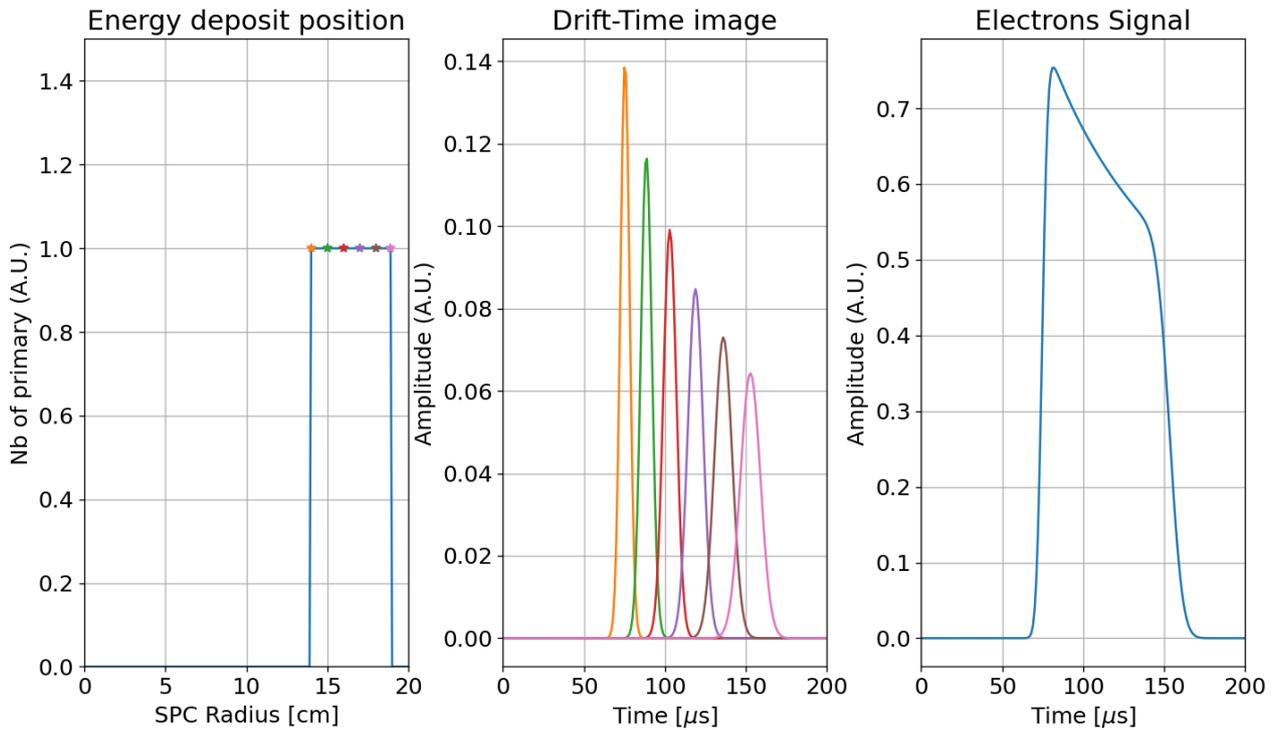


FIGURE 5.21 – Modélisation du signal généré par un dépôt d'énergie continu et constant pour $r \in [12; 17]$ cm.

A gauche la distribution des dépôts d'énergie en fonction de la distance radiale. Les étoiles colorées indiquent les dépôts d'énergie qui sont illustrés dans les figure centrale et de droite.

Au centre sont représentées les distributions temporelles associées aux dépôt d'énergie marqués d'une étoile.

A droite, la courbe correspond à la somme des distributions, formant le signal induit par les électrons primaires (montré ici sans la convolution avec la fonction de transfert des ions). *N.B.* : dans cette somme, tous les dépôts d'énergie sont pris en compte.

Résultats des simulations de R2D2

La modélisation met en évidence que :

- La forme d'onde est piquée sur le début du signal ;
- Pt est dominé par le signal induit des dépôts d'énergie les plus proches de l'anode.

Pour poursuivre la modélisation, la contribution des ions est calculée via la convolution⁹ $s(t) * h_{ion}(t)$.

Pour rendre compte du mécanisme d'avalanche, un poids proportionnel au nombre d'électrons et à la charge induite est appliqué sur les trois composantes du signal induit : celui dû à la dérive des électrons primaires, ceux dus à la dérive des électrons d'avalanche (mouvement vers l'anode) et des ions d'avalanche (mouvement vers la cathode).

Dans cette étude préliminaire la réponse de l'électronique a été considérée de second ordre. Son effet, modélisé par la fonction de transfert de l'Eq. 4.1, et du bruit échantillonné à partir des mesures expérimentales peut être introduit à posteriori.

9. Note sur le produit de convolution : $\sum_{r=r_1}^{r_2} (\mathcal{N}(\delta_t(r), \sigma_t(r)) * h_{ions}(t)) = (\sum_{r=r_1}^{r_2} \mathcal{N}(\delta_t(r), \sigma_t(r))) * h_{ions}(t)$

De plus, cette modélisation n'est pas prévue pour reproduire les effets liés à la géométrie du détecteur (champ électrique rendu non homogène par le support de l'anode).

En revanche elle remplit son objectif premier, à savoir qu'elle permet de reproduire les caractéristiques moyennes d'un signal associé à un dépôt d'énergie type, avec l'avantage d'être peu gourmande en temps de calcul et rapide à mettre en oeuvre. Elle établit aussi de manière simple le lien entre les paramètres de transport et la formation d'un signal.

Chapitre 6

Résultats

Sommaire

6.1	Traitement du signal	125
6.1.1	Filtrage et déconvolution	126
6.1.2	Observables	128
6.2	Mesures de résolution en énergie	128
6.2.1	Configuration expérimentale	128
6.2.2	Stabilité dans le temps	129
6.2.3	Mesures de résolution en énergie	130
6.2.4	Morphologie de la trace et résolution	132
6.3	Mesure de la lumière de scintillation	135
6.3.1	Fonctionnement du détecteur	135
6.3.2	Mesures en coïncidence	135
6.3.3	Méthode de calcul du temps de dérive	137
6.4	Reconstruction de la position	139
6.4.1	Corrélation entre temps de dérive et observables du signal SPC	139
6.4.2	Conversion de Pt en rayon	140

Les prototypes de SPC décrits au Chap. 4 ont permis la réalisation d’une série de mesures, ayant fait l’objet de plusieurs publications [145, 146] auxquelles j’ai pris part. J’ai choisi de présenter ici l’interprétation la plus avancée de ces résultats, vue les progrès réalisés dans la connaissance du détecteur. Ces résultats portent principalement sur des mesures de résolution en énergie en ArP2 et sur la reconstruction de la position, en lien avec la mesure du temps de dérive via la collection de la lumière de scintillation en argon pur.

6.1 Traitement du signal

Le traitement du signal décrit ici est celui appliqué sur la mesure de la charge. Le traitement du signal de la lumière de scintillation sera spécifiquement décrit dans la partie dédiée à la recherche de coïncidences entre signaux du SiPM et mesure de charge.

L’utilisation d’un pré-amplificateur de charge modifie la forme du signal en l’intégrant. Comme c’est la forme déconvoluée du signal qui contient l’historique de l’événement, un traitement hors-ligne est appliqué sur le signal brut de la chaîne d’acquisition afin de le rendre exploitable.

Pour y parvenir, une première série de sélections est appliquée sur les données brutes. Il s’agit de coupures sur le temps de montée, sur la variabilité de la ligne de base du signal, ainsi que sur l’amplitude des signaux. Elles permettent de retirer les événements inexploitable car trop

bruités ou qui atteignent la saturation, ainsi que les signaux très rapides considérés comme non physiques.

Suite à cela, les événements restant sont filtrés pour atténuer les effets du bruit, puis un algorithme de déconvolution est appliqué.

6.1.1 Filtrage et déconvolution

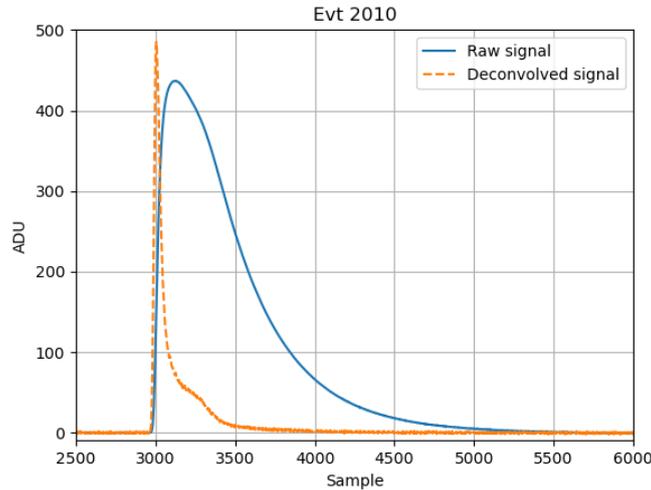


FIGURE 6.1 – Exemple de signal type, mesuré sur 3 ms dans de l'ArP2. La courbe bleue est le signal en sortie de la chaîne d'acquisition, la courbe orange présente le signal déconvolué.

Le signal brut $S(i)$ est constitué de 4166 échantillons numérisés à une fréquence $f_e = 2.08$ MHz, pour une durée de 2 ms ou 6250 échantillons pour 3 ms. Le déclenchement de l'acquisition s'effectue lorsque le signal dépasse une valeur seuil, la fenêtre de mesure est ensuite centrée sur le maximum du signal enregistré. Dans les faits, cela signifie que le maximum de la forme d'onde est atteint à l'échantillon central (2083 ou 3125 selon la largeur de la fenêtre d'acquisition), les données étant enregistrées pour moitié avant et pour moitié après (1 ou 1.5 ms selon la durée).

Avant d'analyser le signal, la ligne de base est corrigée pour être centrée sur zéro, puis les interférences radiofréquences sont filtrées. Différents types de filtres composites peuvent être utilisés selon le niveau de bruit [162]. Pour des questions de rapidité et de robustesse, les filtres du domaine temporel sont privilégiés (à partir de moyennes ou de médianes glissantes). Enfin, le signal est renormalisé avec la constante de temps caractéristique de l'amplificateur :

$$S_N(i) = \frac{S(i)}{RC \times f_e} \quad (6.1)$$

La figure 6.1 présente un exemple de signal mesuré (bleu) et déconvolué (orange).

L'effet du filtrage sur les interférences radiofréquences est notamment présenté dans la figure 6.2. Elle montre les spectres avant (bleu) et après (vert) filtrage, ainsi que le spectre du bruit (orange), calculé sur les échantillons $[0 - 1750]$ des données (situés avant le signal). Cette illustration est faite à partir des données publiées dans [145], à propos de la résolution en énergie d'une SPC (résultats développés ci-après).

La méthode commune pour déconvoluer un signal est de se placer dans l'espace des fréquences. En effet, $\mathcal{F}(f * g) = \mathcal{F}(f) \cdot \mathcal{F}(g)$, avec \mathcal{F} la transformée de Fourier, f et g deux fonctions sur \mathbb{R} intégrables et $*$ le produit de convolution. Dans l'espace des fréquences il suffit alors de diviser par la transformée de Fourier de la fonction de déconvolution, puis de prendre

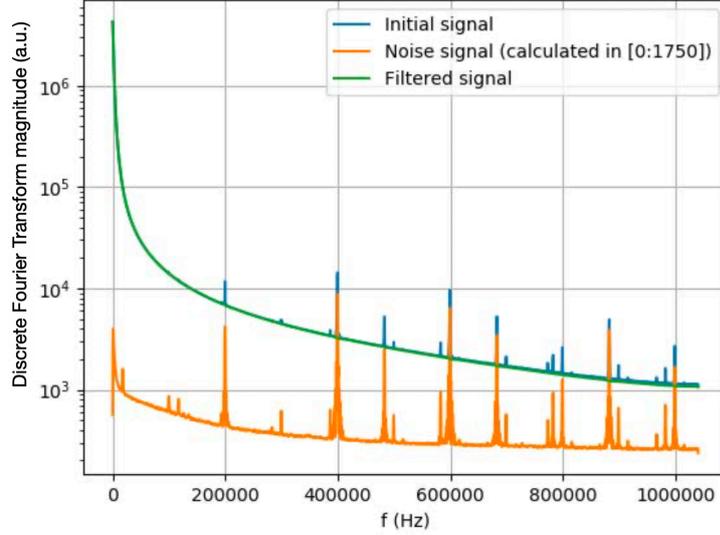


FIGURE 6.2 – Spectre en fréquence moyen avant filtrage (bleu) et après filtrage (vert), ainsi que le spectre caractéristique du bruit (orange) pour des données en ArP2 à 1.1 bar et une anode polarisée à 2000 V.

	Signal Brut	Signal déconvolué
Observables temporelles [μs]	Rt : Temps de montée	Pt : Temps de montée Dt : Durée au dessus du seuil Dh : Largeur à mi-hauteur
Observables de charge [ADU]	Ct : Intégrale/RC Ma : Amplitude max	Qt : Intégrale Ad : Amplitude max
Observables composées		Pt _% = Pt \times 100 / Dt Di = Qt / Dh

TABLE 6.1 – Rappel des observables définies au Chap. 5

la transformée de Fourier inverse, $\mathcal{F}^{-1} \left(\frac{\mathcal{F}(S(t))}{\mathcal{F}(\exp(-t/RC))} \right)$.

Cependant, ce procédé nécessite d'effectuer deux transformées de Fourier. Pour éviter cela, la déconvolution est calculée dans le domaine temporel, assurant aussi une simplicité d'utilisation de l'algorithme de déconvolution.

La réponse impulsionnelle $R(t)$ d'un amplificateur de charge est liée au signal d'entrée $q(t)$ par la relation suivante [163, 164] :

$$q(t) = R(t) + RC \frac{dR(t)}{dt} \quad (6.2)$$

Pour un signal numérique de nature discrète, avec une période d'échantillonnage $\Delta t_e = 1/f_e$, la transformation donne :

$$q[i] = S_N[i] + RC \frac{\Delta S_N}{\Delta t_e} \quad (6.3)$$

Une fois cette opération réalisée, nous pouvons calculer les observables pour les données brutes et les formes d'ondes déconvoluées.

6.1.2 Observables

Les observables décrites au Chap. 5 sont rappelées dans le tableau 6.1.

Pour déterminer le début et la fin du transitoire, un seuil est fixé à 3σ au dessus du bruit de l'événement, avec un écart-type calculé sur les échantillons $[0 - 1750]$. Le début de l'événement correspond au premier échantillon $> 3\sigma$, la fin est marquée par le premier échantillon $< 3\sigma$ suivant le début de l'événement.

Les variables liées à la charge (Ct , Qt) sont exprimées en ADU (Analog to Digital Unit), qui sont les unités de notre chaîne d'acquisition. Celles liées au courant (Ma , Ad) sont en $ADU/\mu s$ avec des valeurs inférieures à 65536 (saturation de l'électronique). Les observables temporelles sont exprimées en $[\mu s]$.

Quelques remarques sont à faire à propos du rôle et de la compréhension des observables :

- La comparaison de Ct avec Qt sert à vérifier la déconvolution : ces deux quantités doivent être égales après normalisation ;
- l'utilisation d'un seuil permet de négliger la queue laissée par la dérive des ions, celle-ci se noyant dans le bruit ;
- Bien que Ad et Ma ne soient pas utilisées pour les analyses décrites ci-après, elles servent à marquer l'échantillon où se termine le calcul du temps de montée ;
- Enfin, il est à noter que les observables ne sont pas affectées de la même façon par le bruit du signal. En effet, si l'intégration rend les variables de charges moins sensibles au bruit haute fréquence, elle est plus sensible aux oscillations basse fréquence de la ligne de base. La situation est opposée si c'est l'amplitude maximale du signal qui est considérée.

6.2 Mesures de résolution en énergie

L'objectif premier du prototype étant de démontrer la possibilité d'atteindre 1% FWHM de résolution en énergie, nous avons fait de ces mesures notre priorité.

6.2.1 Configuration expérimentale

Les mesures réalisées fin 2019 et début 2020 l'ont été avec une source alpha de ^{210}Po à 5.3 MeV et le Prototype 1. Nous avons pu prendre des données pour des pressions jusqu'à 1.1 bar. La pression minimale a été fixée à 200 mbar, assurant que les traces soient entièrement contenues dans l'hémisphère sud du détecteur.

Les systèmes de purification et de cryopompage n'étant pas en service à cette période, les mesures ont été réalisées avec de l'argonP2 (98% Ar + 2% CH_4) présentant un niveau de contamination inférieur à 1 ppm. Les résultats présentés ci-après indiquent que cette pureté est suffisante pour l'utilisation de R2D2 avec de l'argon.

L'énergie a été reconstruite à partir de l'intégrale du signal fourni par notre système d'acquisition. Ce dernier donne directement la variable Ct , en unité d'ADU. La conversion de l'énergie en MeV suppose une linéarité entre ces ADU et MeV. L'énergie du pic α prend alors comme valeur de référence 5.305 MeV.

Contaminant

Pour réduire le dégazage, le détecteur a été étuvé à 80°C pendant plusieurs semaines avant la prise de données. Toutefois le dégazage n'est pas totalement évité et conduit à une remontée

en pression à 2×10^{-6} mbar/s. Bien que non nul, ce niveau a été considéré acceptable dans le cadre de notre R&D avec l'argon.

Pour limiter ces effets de contamination, le détecteur est aussi pompé à un vide de 10^{-6} mbar avant chaque remplissage d'argon. Cette intervention assure une contamination inférieure à 5 ppb à 1 bar, faisant de la contamination intrinsèque du gaz le facteur limitant.

Afin de s'assurer de l'étanchéité, un test de fuite avec un renifleur d'hélium a été mené sur l'enceinte et la tubulure. Il n'a révélé aucune fuite jusqu'à 5×10^{-9} mbar/s.

Bruit

La valeur moyenne des fluctuations de la ligne de base au cours d'un événement est de 8.2 ADU RMS (avant la normalisation par $RC \times f_e$).

Pour évaluer l'impact de l'électronique sur la résolution, un signal carré est envoyé dans l'entrée de l'acquisition. Le bruit lié à notre chaîne d'acquisition (alimentation, pré-amplificateur, DAQ) provoque un étalement de l'intégrale mesurée. Cet étalement correspond à la résolution atteignable par notre système. Elle est de 0.6% FWHM à l'énergie du signal équivalant à 5.3 MeV et constitue donc le facteur limitant de cette première phase de test. Comme mentionné au Chap. 4, le prototype 2 a fait l'objet de modifications visant à une amélioration de ce plancher de résolution en énergie (voir Fig. 4.15).

6.2.2 Stabilité dans le temps

La stabilité de la réponse du détecteur a été étudiée, avec comme objectif premier l'évaluation de l'impact du dégazage. En pratique, les résultats présentés ci-après permettent d'une certaine manière d'extrapoler les mesures de résolution sur de longues périodes temporelles.

De la même façon que pour mesurer la résolution intrinsèque liée à l'électronique, la réponse de l'intégrateur est contrôlée avec un signal carré, appliqué sur l'entrée test de l'électronique. Ce signal permet aussi de monitorer les variations liées aux changements dans la réponse de l'électronique et est émis avec une période de 2 s.

Un régime de fonctionnement stabilisé n'est atteint qu'après les premières heures suivant la mise sous tension du détecteur. Trente minutes de mesures quotidiennes sont réalisées pendant deux semaines pour évaluer cette stabilité.

La figure 6.3 montre l'énergie reconstruite. Deux pics sont visibles, celui du ^{210}Po et celui du signal test (à ~ 7.4 MeV). La résolution relative ($2.355 \times \frac{\sigma}{\mu}$) est obtenue grâce à un ajustement Gaussien, qui estime la moyenne μ et largeur σ de l'énergie reconstruite.

Le résultat montré ici est antérieur à l'utilisation d'une électronique optimisée. De ce fait, les valeurs absolues de résolution ne sont pas représentatives des performances du détecteur. Cependant les résultats sur la stabilité sont valides car elle s'évalue par comparaison des prises de données entre elles.

La figure 6.4 présente l'évolution de l'intégrale au cours des deux semaines, pour le signal de calibration ainsi que pour la source de ^{210}Po , avec l'électronique non optimisée. Le signal de test $G(t)$ (courbe bleue) est stable, bien qu'une légère augmentation soit visible lors des deux premiers jours, interprétés comme le temps de stabilisation du système. Cette augmentation se reporte aussi dans le signal $S(t)$ des α (courbe rouge). Ensuite, $S(t)$ décroît en fonction du temps. Pour analyser la réponse intrinsèque du détecteur (notamment à la composition du gaz), un facteur de variation du signal test, entre l'instant t et le début des mesures à t_0 , est défini

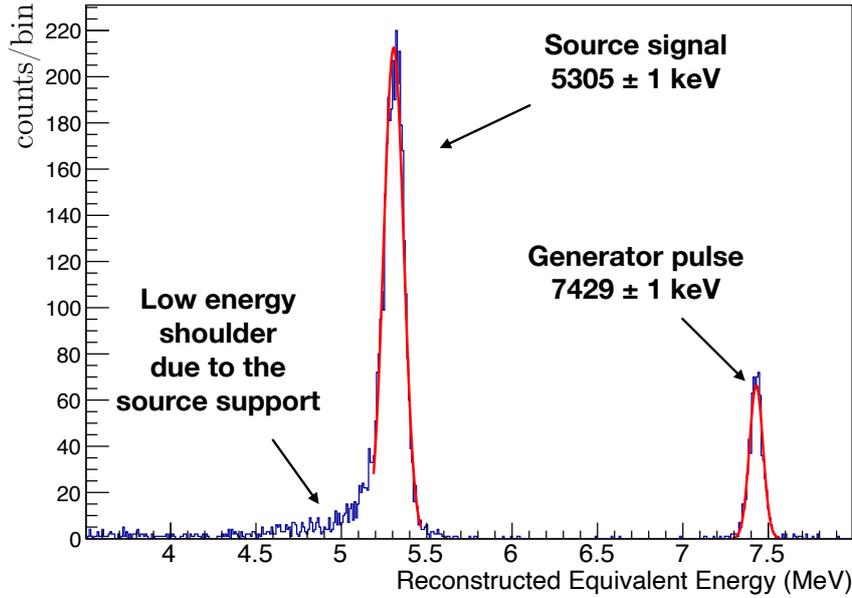


FIGURE 6.3 – Spectre de l'énergie reconstruite. Les α de ^{210}Po sont visibles à 5.3 MeV avec une queue à basse énergie, liée aux événements non entièrement calorimétrisés. Le pic de plus haute énergie correspond au signal de contrôle servant à évaluer la réponse de l'électronique d'acquisition.

tel que : $\frac{G(t)}{G(t_0)}$.

Le signal $S(t)$ des alphas est ensuite corrigé de ces variations, donnant $S_c(t)$ (représenté par la courbe verte dans la Fig. 6.4) :

$$S_c(t) = S(t) \times \frac{G(t)}{G(t_0)} \quad (6.4)$$

La diminution de l'intégrale du signal corrigé est quasi linéaire et correspond à une perte d'environ 0.05% par heure. Le gain n'est donc pas constant dans notre système. Cette variation est attribuée à une dégradation de la qualité du gaz au cours du temps. Bien qu'il soit envisageable de corriger cette variation hors-ligne, assurant la qualité de la prise de donnée pour de longues périodes (plusieurs semaines), la recirculation du gaz dans le système de purification s'impose pour restaurer l'état du gaz. De plus, cette perte de gain doit pouvoir être atténuée avec un choix judicieux des matériaux, qui entraînerait une réduction du dégazage.

6.2.3 Mesures de résolution en énergie

La résolution en énergie étant l'élément déterminant de la R&D, une série de mesures a été réalisée dès la réception de l'électronique dédiée OWEN (début 2020), donnant lieu à la publication [145]. Pour anticiper les prises de données avant l'installation des systèmes de purification et de récupération du gaz sur le prototype 1, ces mesures sont réalisées avec de l'argon, comme justifié au Chap. 3.

La figure 6.5 présente l'histogramme de l'énergie reconstruite à 200 mbar et à 1.1 bar, après application du traitement du signal présenté en début de chapitre. Une coupure supplémentaire est appliquée sur les données, desquelles sont retirés les événements avec une largeur à mi-hauteur (D_h) supérieure à une valeur seuil (voir Fig. 6.6). Cette coupure vise à supprimer les événements qui ne sont pas pleinement calorimétrisés, dont les traces heurtent la cathode. La résolution en énergie est calculée à partir d'un ajustement Gaussien (en rouge sur la Fig. 6.5)

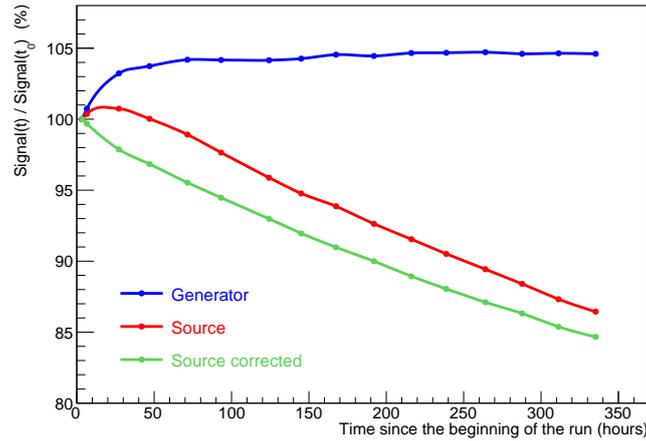


FIGURE 6.4 – Stabilité de l’intégrale au cours du temps pour les α (rouge), le signal de calibration (bleu) et l’intégrale des α corrigée de l’évolution de l’électronique (vert).

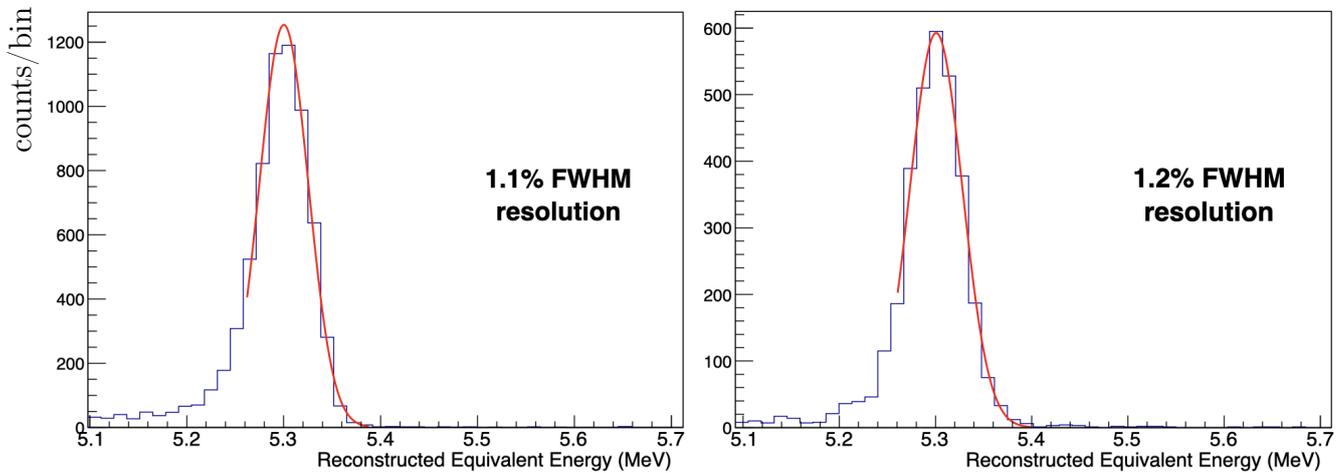


FIGURE 6.5 – Distribution de l’énergie reconstruite à partir du signal déconvolué (Q_t) mesurée avec le prototype 1 pour de l’ArP2 à 200 mbar, anode à 720 V (gauche) et de l’ArP2 à 1.1 bar, anode à 2 kV (droite).

duquel est exclu la queue à basse énergie. Cette queue est liée aux dépôts d’énergie des α à l’intérieur de la source. Une modélisation Geant4 a confirmé une perte d’énergie lorsque les α traversent une épaisseur aussi faible que 100 nm. La conception de notre source rend donc inévitable l’apparition de cette traînée à basse énergie. C’est la raison pour laquelle la mesure de résolution exclut cette queue du fit.

Les résultats obtenus s’approchent du pourcent, avec 1.1% FWHM à 200 mbar et 1.2% FWHM à 1.1 bar.

En considérant une évolution de la résolution en $1/\sqrt{E}$, au $Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe on obtiendrait $\sim 1.6\%$ FWHM.

Des mesures réalisées courant 2021 ont confirmé que le Prototype 2, qui dispose d’un niveau de bruit réduit, est bien en mesure d’atteindre ce niveau de résolution en énergie. En témoigne la mesure présentée en Fig. 6.7, qui fait état de 0.9% FWHM atteint en ArP2 à 200 mbar avec une anode polarisée à 800 V.

L’un des points importants de ce résultat est qu’il est obtenu avant traitement du signal et n’a pas d’autre vocation que de valider le bon fonctionnement du prototype 2.

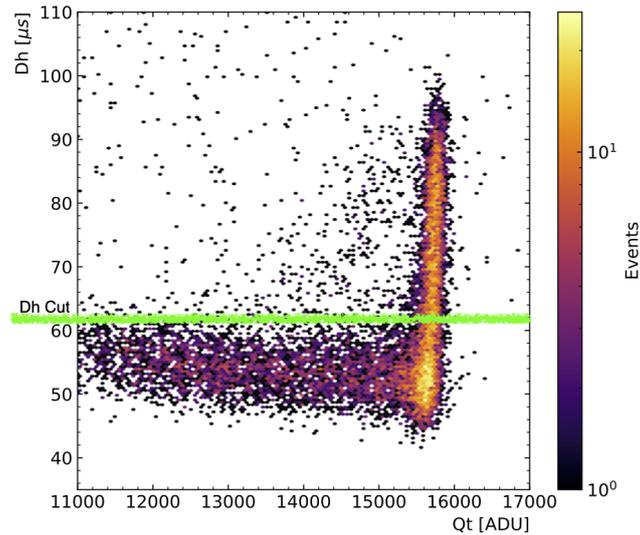


FIGURE 6.6 – Illustration de la coupure sur Dh appliquée sur les données à 1.1 bar, pour retirer les événements non calorimétrisés.

Résultat du prototype R2D2

Pour une source de ^{210}Po produisant des α de 5.304 MeV, le prototype a démontré sa capacité à atteindre une résolution de 1.1% FWHM et 1.2% FWHM avec de l'ArP2 à 200 mbar et 1.1 bar, respectivement.

En redimensionnant ces valeurs au $Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe (2.458 MeV), une résolution en énergie de $\sim 1.6\%$ FWHM est obtenue.

6.2.4 Morphologie de la trace et résolution

L'analyse des données collectées permet aussi de comparer différentes topologies de traces car les α sont émis dans toutes les directions.

Longueur de la trace

Comme un α de 5.3 MeV parcourt environ 15 cm à 200 mbar contre moins de 3 cm à 1.1 bar, la comparaison de ces deux jeux de données permet d'évaluer l'effet de la longueur de la trace. C'est une question particulièrement cruciale pour extrapoler la transposition des résultats aux désintégrations β , puisqu'à conditions équivalentes les électrons parcourent une plus grande distance.

Les résultats obtenus ne montrent pas de dégradation de la résolution en énergie avec l'augmentation de la longueur des traces ; une meilleure résolution est même observée à 200 mbar (1.1%) qu'à 1.1 bar (1.2%), voir Fig. 6.5. Bien que faible, cette différence pourrait s'expliquer par un attachement plus faible pour les électrons libérés à proximité de l'anode, sachant qu'à 1.1 bar, les traces restent proches de la cathode.

Direction de la trace

La direction est reconstruite à partir de la durée totale du signal déconvolué (Dt), étalonnée à l'aide des données de simulation. Pour évaluer l'effet de la direction des traces sur la résolution, seules les données à 200 mbar ont été utilisées. Du fait de la longueur de la trace, l'échantillon à 1.1 bar n'a pas été utilisé car la longueur des traces rend la sélection de l'angle à partir des

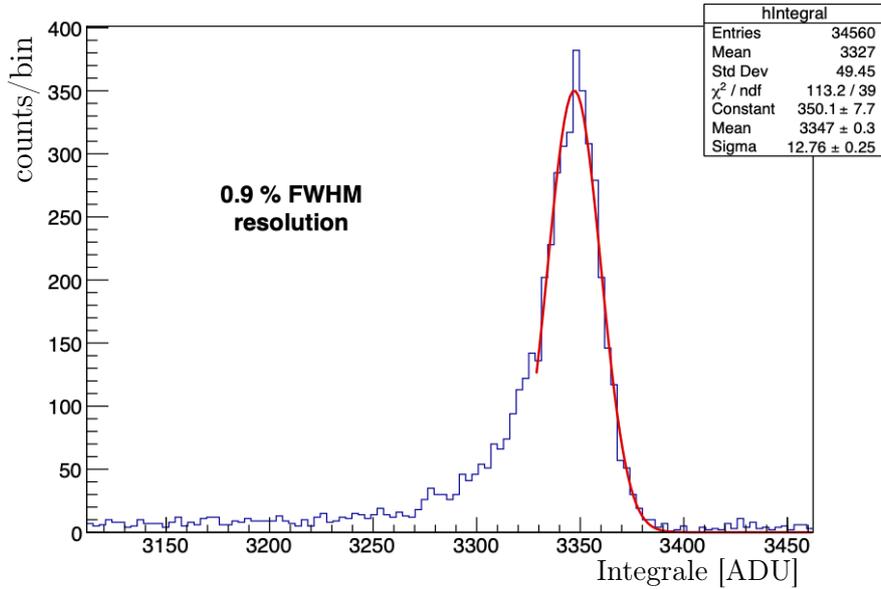


FIGURE 6.7 – Distribution de l’intégrale du signal brut (Ct) mesurée avec le prototype 2 pour de l’ArP2 à 200 mbar et une anode polarisée à 800 V. Une résolution de 0.9% FWHM est relevée dans ces conditions.

observables du signal moins précise.

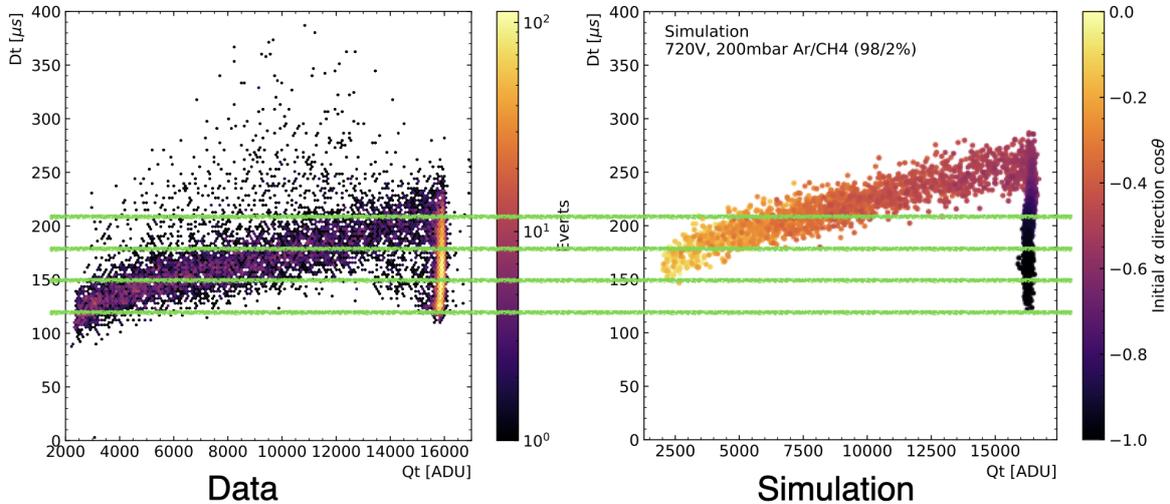


FIGURE 6.8 – Sélection de l’angle des traces dans les données mesurées (gauche) à partir des valeurs de Dt définies sur un jeu de données simulées (droite). *N.B.* : L’échelle de couleur dans les données mesurées correspond au nombre d’événements par bin, alors que l’échelle de couleur dans la simulation indique la direction de la trace.

Afin d’évaluer l’impact sur la résolution de la direction de la trace, les données sont divisées en échantillons correspondants à différents angles. La simulation présentée au Chap. 5 conjugue les informations sur la direction de la particule avec les observables temporelles et permet d’identifier les valeurs de Dt correspondant aux différents angles d’émissions des α .

Pour sélectionner les événements, une sélection sur Dt est appliquée dans les données à partir du seuil défini avec la simulation, comme repéré dans la figure 6.8. Trois sous-groupes sont construits, $\cos(\theta) \leq -0.95$, $\cos(\theta) \in [-0.95; -0.85]$ et $\cos(\theta) \in [-0.85; -0.75]$ et les seuils

définis sur Dt sont les suivants

$$\cos(\theta) \in \begin{cases} [-1; -0.95] & : Dt \in [120; 150[\\ [-0.95; -0.85] & : Dt \in [150; 180[\\ [-0.85; -0.75] & : Dt \in [180; 210[\end{cases} \quad (6.5)$$

Les valeurs les plus proches de -1 correspondent aux traces se dirigeant vers l'anode, l'angle

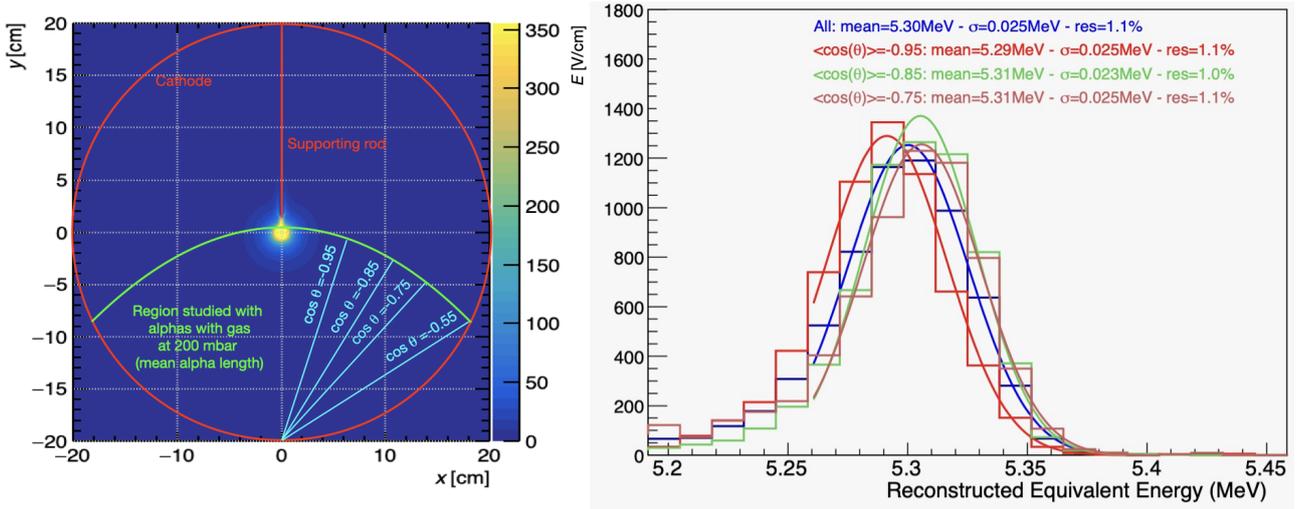


FIGURE 6.9 – Gauche : Représentation de la direction de la trace à l'intérieur de R2D2 en fonction de la valeur de $\cos(\theta)$. Le fond de carte représente l'intensité du champ électrique. Droite : Spectres de l'énergie reconstruite à différents angles. La résolution mesurée est semblable pour chacun des sous-groupes, écartant un effet de la direction sur la résolution.

avec la verticale augmentant lorsqu'on se rapproche de $\cos\theta = 0$ (voir Fig. 6.9 à gauche). A partir de $\cos(\theta) \geq -0.55$, on estime que les α heurtent la cathode et ne déposent pas toute leur énergie dans le détecteur.

La résolution est alors calculée pour chacun des trois sous-groupe, à comparer à la résolution du jeu de donnée total (1.1% FWHM, $\mu = 5.3$ MeV, $\sigma = 0.025$ MeV) :

$\cos(\theta)$	Résolution [% FWHM]	Moyenne μ [MeV]	Écart-type σ [MeV]
≤ -0.95	1.1	5.29	0.025
$\in [-0.95; -0.85]$	1.0	5.31	0.023
$\in [-0.85; -0.75]$	1.1	5.31	0.025

Quel que soit l'angle, la résolution en énergie est sensiblement la même et les valeurs centrales des ajustements de chacun des sous-groupes sont compatibles entre elles, avec des déviations inférieures à 1σ .

Cela permet de conclure que la direction de la trace n'impacte pas la mesure de résolution en énergie.

Résultat du prototype R2D2

La sélection d'événements selon l'angle d'émission des α a montré que la résolution est conservée dans toutes les directions.

Les mesures réalisées à différentes pressions montrent aussi que la résolution est indépendante de la longueur de la trace.

Ces deux résultats indiquent que la résolution est préservée quel que soit la position du dépôt d'énergie.

6.3 Mesure de la lumière de scintillation

L'ionisation du gaz par une particule chargée est concomitante à l'émission d'une lumière de scintillation. La détection de cette lumière offre un moyen de mesurer la distance parcourue par les électrons avant d'atteindre l'anode (voir Chap. 3). Or, la connaissance de cette distance apporte des informations précieuses pour la fiduciarisation du détecteur et le rejet des bruits de fonds associés à la cathode (voir Chap. 4).

C'est la raison pour laquelle nous avons cherché à évaluer la faisabilité de mesurer la lumière de scintillation en coïncidence avec un signal de charge. Les résultats de ces mesures ainsi que les perspectives afférentes sont présentées dans [146]. Les développements les plus récents permis par ces mesures rendent crédibles les méthodes alternatives de reconstruction de la position via la forme du signal de charge uniquement.

6.3.1 Fonctionnement du détecteur

La lumière de scintillation étant absorbée en présence d'un gaz quencheur tel que le CH_4 (*c.f.* Chap. 3), nous avons donc réalisé les mesures avec de l'argon pur (donnée à 99.9999% par le fournisseur). La source utilisée est le ^{210}Po .

Le système de mesure de la lumière de scintillation (SiPM et carte d'acquisition) est décrit au Chap. 4. L'utilisation du SiPM à température ambiante résulte en un taux de comptage de l'ordre du kHz (sans signal) avec des amplitudes jusqu'à 4-5 photoélectrons.

Pour concentrer la trace à proximité du SiPM, les mesures sont réalisées à 1.1 bar de pression. Dans ces conditions, nous attendons ~ 10 photoélectrons par événement, bien au dessus du bruit résultant de l'utilisation à température ambiante.

Nous avons vérifié que la grille de protection placée au dessus du SiPM permet d'éviter toute perturbation sur la résolution en énergie. Pour ce faire, nous avons mesuré la résolution SiPM allumé et SiPM éteint. Aucune modification n'ayant été observée, nous avons conclu que la présence d'un SiPM n'affecte pas la résolution en énergie.

6.3.2 Mesures en coïncidence

La mesure d'un signal lumière en coïncidence avec la charge fait appel à deux voies distinctes de numérisation synchronisée par la carte CALI, permettant un horodatage cohérent. La figure 6.10 présente un exemple de mesure en coïncidence, dans le cas favorable où l'acquisition est déclenchée par la lumière de scintillation primaire.

En effet, il arrive que le signal lumière d'ionisation primaire ne soit pas suffisant pour déclencher. Pour pallier à ce cas de figure, l'acquisition démarre dès lors que l'une des deux voie de lecture

passé une valeur seuil en amplitude.

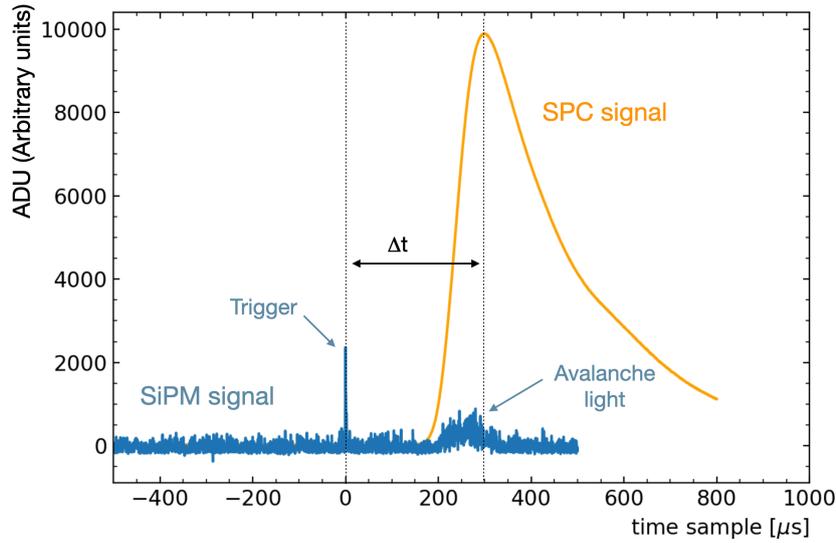


FIGURE 6.10 – Signal lumière (bleu) en coïncidence avec la mesure de charge (orange). Mesures réalisées dans de l’argon à 1.1 bar, avec une anode polarisée à 2200 V.

La figure 6.10 montre le signal de charge de la SPC (orange) et le signal du SiPM (bleu). L’acquisition a été déclenchée par la lumière de scintillation primaire. Environ 200 μs plus tard, le signal de la SPC se forme. Notons qu’à ce même moment, la voie lumière enregistre un excès de charge, ce qui correspond à la multiplication au cours de l’avalanche, qui crée aussi des photons.

Le temps de dérive Δt est calculé comme étant l’intervalle entre la lumière de scintillation primaire et le maximum du signal de charge (brut). Une analyse ultérieure des données (présentée dans la partie 6.3.3) a permis d’affiner cette mesure en utilisant le signal de charge déconvolué et la lumière d’avalanche pour borner le temps de dérive.

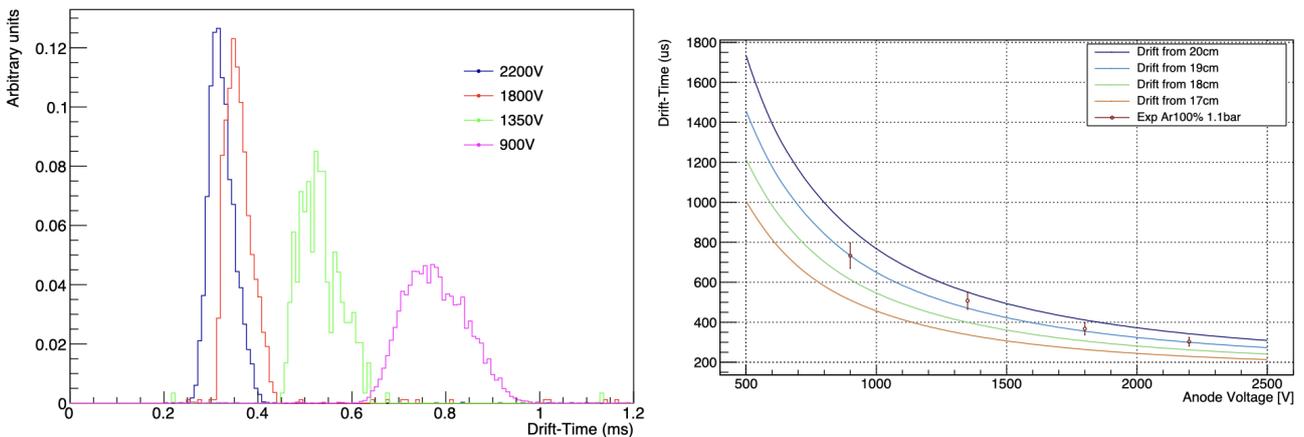


FIGURE 6.11 – Temps de dérive pour différentes valeurs de tension. Gauche : Distribution du temps de dérive mesurée en argon à 1.1 bar. Droite : Comparaison des mesures expérimentales avec le temps de dérive estimé à partir de Garfield++/Magboltz pour différents rayons initiaux.

Afin d’observer l’évolution du temps de dérive, les mesures ont été réalisées à différentes tensions de polarisation. Cette évaluation, ainsi qu’une comparaison aux données de simulation

est présentée dans la figure 6.11. Elle montre à gauche la distribution du temps de dérive (en ms) pour des valeurs de tension comprises entre 900 et 2200 V ; le temps de dérive ainsi que la largeur de la distribution (liée à la diffusion), diminuent avec l'augmentation de la tension. Les moyennes de ces distributions sont représentées à droite par les points, les barres d'erreurs correspondant aux écarts-types. Les courbes de droite sont calculées en intégrant la vitesse de dérive et la diffusion de fichier gaz Garfield++/Magboltz, depuis des rayons compris entre 20 cm et 17 cm.

Du fait de la faible acceptation géométrique du SiPM, nous nous attendons à ce que seuls les événements qui passent le plus proche du SiPM soient détectés. Cela tend à être confirmé par les données présentées dans cette Fig. 6.11. Cette limitation inhérente à l'acceptation géométrique pourrait être compensée par une large couverture en SiPM de l'intérieur du détecteur (avec ses inconvénients en terme de bruit de fonds et de complexification de la mesure), ou par une méthode de reconstruction de la position fondée seulement sur l'analyse du signal mesuré sur l'anode.

Résultat du prototype R2D2

La mesure présentée ici a montré la faisabilité de la détection de lumière de scintillation en coïncidence avec le signal de charge.

6.3.3 Méthode de calcul du temps de dérive

Le calcul du temps de dérive avec le signal SPC de charge (avant déconvolution) est affecté par un décalage de la position du maximum par l'intégration électronique. Pour s'assurer que la déconvolution gomme ce décalage, il est possible, lorsque la tension est suffisamment élevée (2200 V dans le cas présent), d'utiliser uniquement le signal lumière pour mesurer le temps de dérive. Dans ces conditions, la multiplication dans l'avalanche produit suffisamment de photons pour que sa lumière de scintillation soit détectée. L'intervalle de temps avec l'ionisation primaire donne alors le temps de dérive.

Pour réaliser cette mesure, un traitement du signal est également appliqué sur la voie lumière.

Celui-ci consiste en un filtrage dans le domaine temporel avec un filtrage par moyenne glissante. Ce filtrage haute fréquence de la ligne de base lisse les variations brutales dues aux fluctuations statistiques du bruit. Comme la scintillation primaire est très rapide, le signal n'est présent que dans quelques échantillons. Pour cette raison, la moyenne glissante ne doit pas être calculée sur une fenêtre trop large.

Une fois le filtre appliqué, les pics correspondant à une détection de lumière (primaire et d'avalanche) sont identifiés par leur début, leur fin, leur amplitude maximale et leur intégrale.

Les différentes contributions du signal lumière identifiées, il devient possible de calculer le temps de dérive de trois façons, illustrées dans la figure 6.12.

La première façon est analogue à celle utilisée précédemment pour calculer Δt (*c.f.* Fig. 6.10). Le temps de dérive "Drift-Time ph-raw" est l'intervalle entre la lumière de scintillation primaire et le maximum du signal SPC brut (avant déconvolution). La valeur qu'il renvoie est supérieure au temps de dérive réel du fait du décalage de la position du maximum par l'intégration électronique.

La seconde, "Drift-Time ph-deconv", prend l'intervalle entre le signal de scintillation primaire et le maximum du signal de charge après déconvolution.

Enfin, si le signal lumière présente un pic dû à l'ionisation primaire et un pic dû à l'avalanche,

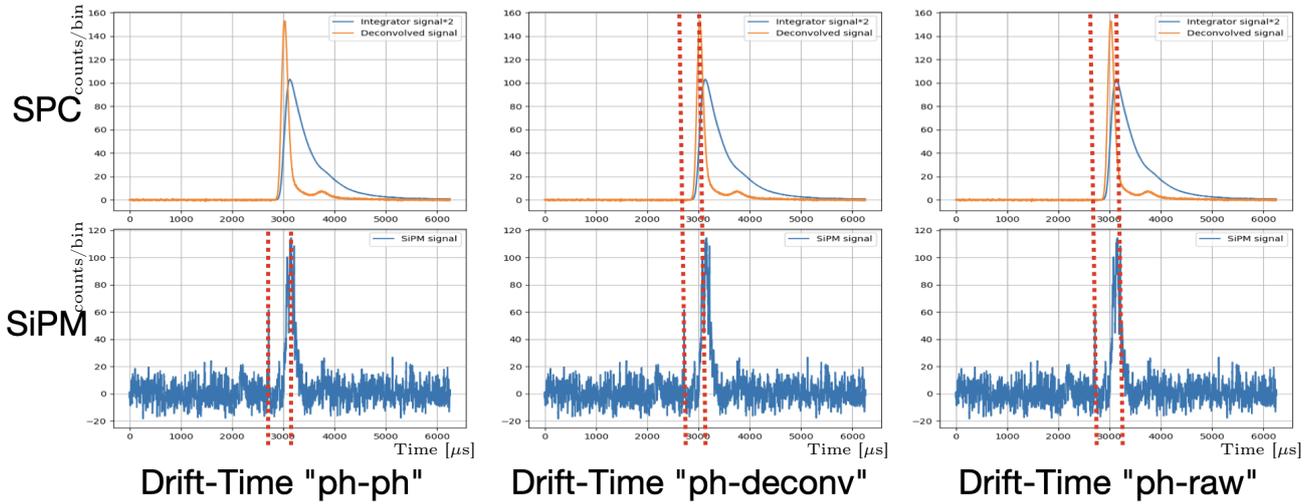


FIGURE 6.12 – Définition des variables caractérisant le temps de dérive. "Drift-Time ph-ph" se calcule à partir du signal SiPM seulement, en prenant l'intervalle entre la scintillation primaire et le maximum de la scintillation produite dans l'avalanche ; "Drift-Time ph-deconv" est l'intervalle entre la lumière de scintillation primaire et le maximum du signal de charge déconvolué ; "Drift-Time ph-raw" est l'intervalle entre la lumière de scintillation primaire et le maximum du signal SPC brut.

il est possible de calculer le temps de dérive uniquement avec la voie lumière. Cet intervalle de temps entre le milieu du signal secondaire et le signal primaire est appelée "Drift-Time ph-ph" (pour photon-photon).

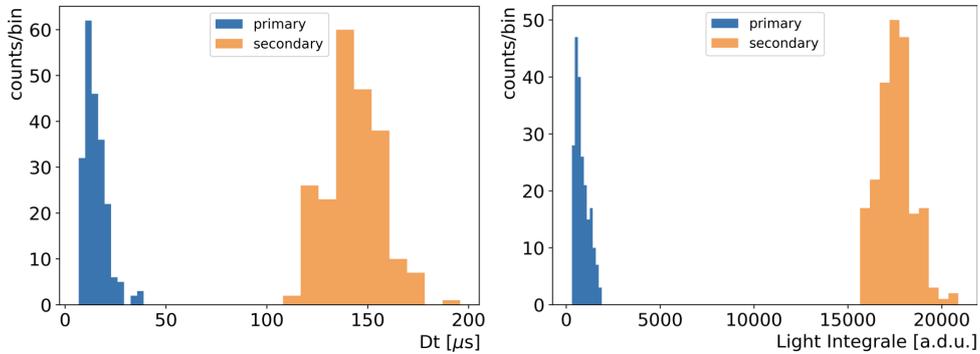


FIGURE 6.13 – Distribution de la durée totale des signaux lumière (gauche) et distribution de l'intégrale des signaux lumière (droite). La catégorisation des signaux comme primaire (antérieurs au signal de charge) / secondaire (simultanés au signal de charge) est basée sur l'horodatage.

L'identification des pics du signal lumière comme primaire (excitation par le passage d'un α) ou secondaire (avalanche simultanée au signal de charge) se fait par comparaison de l'horodatage du signal lumière au signal charge. Cette catégorisation est confirmée par la forme du signal (durée et intégrale, voir Fig. 6.13).

L'utilisation de la forme du signal renforce la discrimination et assure une identification univoque. La scintillation primaire étant un signal très court, la durée du signal lumière Dt ainsi que son intégrale peuvent être utilisées pour réaliser la catégorisation. La figure 6.13 montre que la capacité de discrimination des variables de durée totale (à gauche) et d'intégrale (à droite). Dans cette figure, les événements sont identifiés comme "primaire" (scintillation initiale) ou "secondaire" (scintillation de l'avalanche) à partir de l'horodatage. La durée du

signal Dt est bien distincte selon la catégorie.

"Drift-Time ph-ph" ne faisant appel qu'au signal lumière, cette mesure n'est pas sujette aux potentielles erreurs de synchronisation, ni à l'introduction de biais par le traitement du signal (que nous n'avons pas rencontré, mais qui pourrait nécessiter des vérifications supplémentaires). Cependant, elle nécessite la détection d'un signal d'avalanche, ce qui réduit les données disponibles (même quand la tension est suffisamment élevée, les scintillations primaires et secondaires ne sont pas systématiquement détectées).

6.4 Reconstruction de la position

Pour proposer un détecteur très bas bruit de fond, la reconstruction de la position à partir de la forme d'onde du signal de charge est nécessaire si l'on souhaite se passer de SiPM.

6.4.1 Corrélation entre temps de dérive et observables du signal SPC

La modélisation du signal présentée au Chap. 5 a mis en lumière le lien entre le temps de montée Pt et la diffusion. Formellement, Pt correspond à l'écart-type du temps de dérive des électrons les plus proches de l'anode. Ces variables, Pt et temps de dérive, sont donc deux quantités bien différentes, mais toutes deux liées au parcours des électrons dans le gaz. Bien que le temps de dérive soit l'observable généralement cité pour reconstruire la position, sa mesure expérimentale ajoute de la complexité au détecteur. En revanche, Pt est directement accessible dans le signal de charge déconvolué. Or, comme évoqué au Chap. 5, une corrélation du temps de dérive avec Pt apparaît dans une simulation à 200 mbar (voir Fig. 5.15). La confirmation de cette corrélation dans les données expérimentales rendrait crédible l'utilisation de Pt pour la reconstruction de la distance.

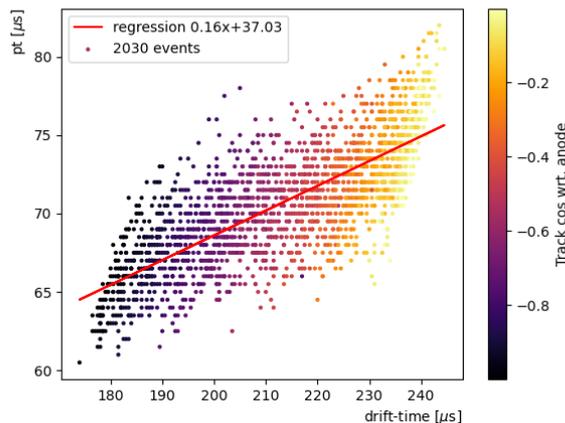


FIGURE 6.14 – Répartition de Pt selon le temps de dérive pour un jeu de données simulées (Argon pur à 1.1 bar avec une anode à 2200 V). Le temps de dérive est l'intervalle entre le début de la dérive des électrons et le maximum du signal de charge déconvolué (analogue à "Drift-Time ph-deconv").

Les mesures expérimentales de lumière de scintillation ne pouvant être réalisées à basse pression, les données dont nous disposons ne contiennent que des traces courtes (de l'ordre de 3 à 4 cm). Une simulation d'alpha de 5.3 MeV dans de l'argon à 1.1 bar confirme l'existence d'une corrélation entre Pt et le temps de dérive. Pour l'illustrer, la figure 6.14 montre la distribution

de Pt en fonction du temps de dérive calculé de manière similaire à "ph-deconv".

La sélection des signaux présentant les caractéristiques nécessaires au calcul de Drift-Time "ph-ph" (pics primaires et secondaires dans le signal SiPM) a pour effet de réduire la quantité de données disponibles. Ainsi, seules les mesures à 2200 V sont susceptibles de convenir. De plus, la sélection réduit à 213 événements disponibles, pour 1428 événements mesurés avec un signal SPC (mesure de charge).

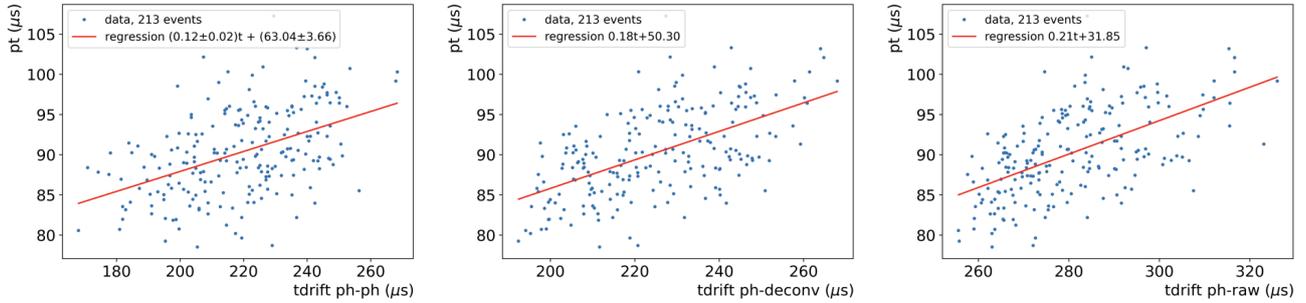


FIGURE 6.15 – Répartition de Pt selon le temps de dérive pour les données mesurées en argon à 1.1 bar et 2200 V. Coefficient de corrélation de Spearman : 0.46 pour Drift-Time ph-ph ; 0.56 pour Drift-Time ph-deconv et 0.59 pour Drift-Time ph-raw

L'analyse des données montre qu'il existe une corrélation positive entre Pt et les trois variables de temps de dérive, tel qu'illustré figure 6.15 : le coefficient de corrélation de Spearman vaut 0.46 pour Drift-Time ph-ph ; 0.56 pour Drift-Time ph-deconv et 0.59 pour Drift-Time ph-raw.

Bien que la corrélation existe, le fait que les traces soient courtes (~ 3 cm) et que l'ensemble des alphas aient le même rayon d'origine rend le résultat peu spectaculaire. Il reste cependant encourageant, semblant permettre une résolution spatiale inférieure à 2 cm (Fig. 6.15 gauche, graphiquement $Pt \leq 90$ pour les traces dirigées vers l'anode et $Pt \geq 90$ pour les traces restant proches de la cathode). De plus, l'erreur sur les coefficients de la régression linéaire est faible comparée à ces coefficients (voir Fig. 6.15 gauche), renforçant notre confiance dans ces résultats. Il est à noter, aussi, que l'effet devrait être amplifié avec des traces plus longues ou réparties dans l'ensemble du volume du détecteur.

6.4.2 Conversion de Pt en rayon

Pt étant corrélé au temps de dérive (et le temps de dérive est corrélé au rayon initial), on peut chercher une relation pour exprimer le rayon en fonction de Pt . Au Chap. 5, l'équation 5.4 exprime de manière générale le temps (temps de dérive / diffusion) en fonction du rayon. En appliquant sa fonction inverse à Pt , cela donne :

$$r = r_{max} \times \left(\frac{Pt}{Pt_{max}} \right)^{1/\alpha} \quad (6.6)$$

Avec r_{max} le rayon de la cathode et Pt_{max} le temps de montée d'un événement se produisant en r_{max} . α est un facteur empirique dont la valeur se calcule en fixant Pt et r .

A partir de cette relation, une distance radiale peut être associée à chaque événement.

Comme les valeurs de Pt dépendent des conditions expérimentales, les coefficients Pt_{max} et α diffèrent selon la pression et la tension. Pour les mesures à 1.1 bar et 2200 V utilisées dans la recherche de corrélation entre Pt et les différentes méthodes de calcul de temps de dérive (Fig. 6.15), les valeurs retenues sont $Pt_{max} = 100 \mu s$ et $\alpha = 0.74$.

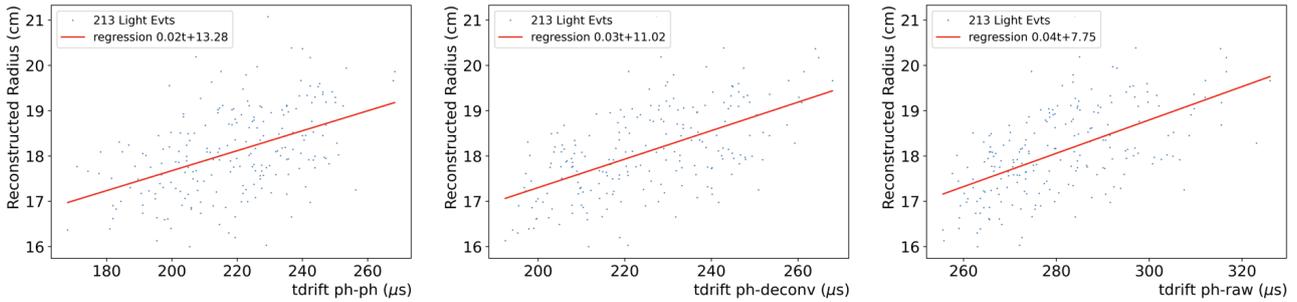


FIGURE 6.16 – Répartition de la distance radiale reconstruite selon le temps de dérive pour les données mesurées en argon à 1.1 bar et 2200 V, avec le rayon donné par l’Eq. 6.6 et $Pt_{max} = 100 \mu s$, $\alpha = 0.74$. Coefficient de corrélation de Spearman : 0.46 pour Drift-Time ph-ph ; 0.56 pour Drift-Time ph-deconv et 0.59 pour Drift-Time ph-raw.

La figure 6.16 présente le résultat de la transformation de Pt en distance radiale. Comme l’équation 6.6 est une loi de puissance, les coefficients de corrélations entre le temps de dérive et le rayon reconstruit sont les mêmes que ceux du temps de dérive avec Pt .

La reconstruction de certains événements avec des valeurs au-delà du rayon de la cathode s’explique par la nature statistique de la diffusion, mais peut aussi être influencée par le choix de Pt_{max} . Actuellement ce choix résulte d’une estimation empirique dont les résultats sont jugés satisfaisants, cependant la définition de Pt_{max} par une méthode systématique et robuste est un axe d’amélioration connu.

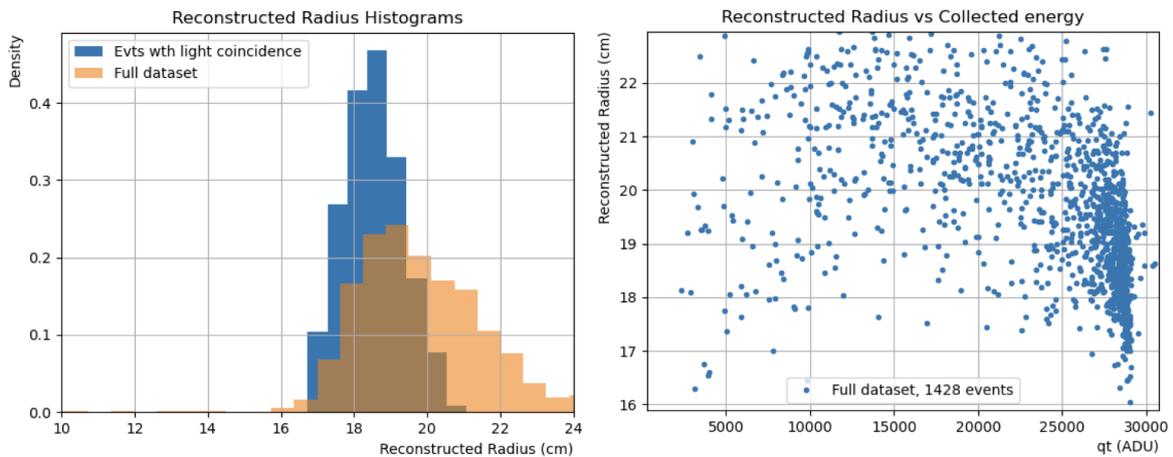


FIGURE 6.17 – Gauche : histogramme du rayon reconstruit à partir de l’équation 6.6 avec $Pt_{max} = 100 \mu s$ et $\alpha = 0.74$, pour les données mesurées en argon pur avec une anode polarisée à 2200 V. Droite : Distribution du rayon reconstruit en fonction de la charge mesurée Qt .

La figure 6.17 montre le résultat de la reconstruction du rayon, appliqué à l’ensemble des événements du jeu de donnée à 2200 V. L’histogramme à gauche présente la répartition des événements selon le rayon.

La distribution du rayon reconstruit en fonction de l’énergie, présentée à droite, met en évidence que les événements dont le rayon reconstruit est supérieur à celui de la cathode (20 cm) sont principalement des événements avec une énergie inférieure à 5.3 MeV. En considérant ces événements de faible énergie comme des α ayant percuté la cathode, il est raisonnable d’estimer qu’ils ont une distance radiale réelle proche d’environ 20 cm. Il est donc attendu que le rayon reconstruit soit une distribution centrée sur 20 cm.

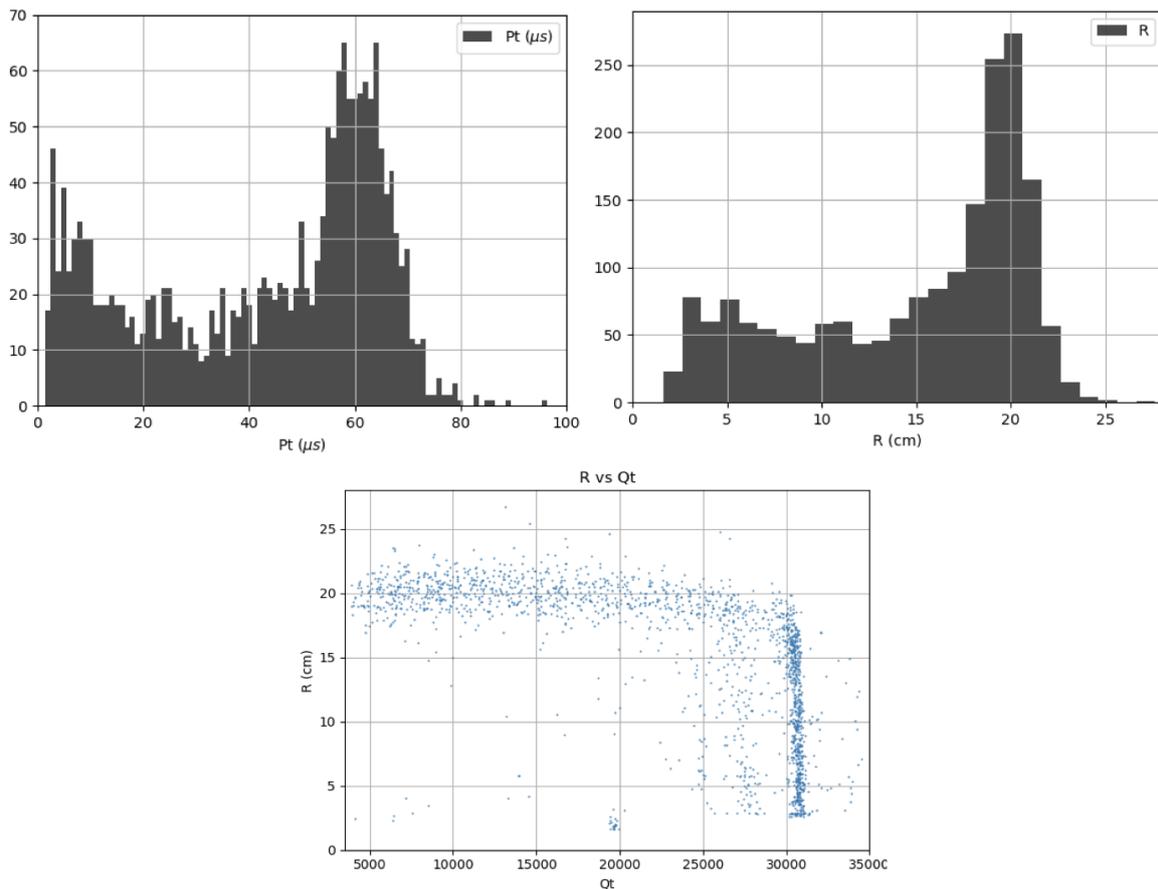


FIGURE 6.18 – En haut : Distribution de Pt (gauche) et du rayon reconstruit à partir de l'équation 6.6 avec $Pt_{max} = 62 \mu s$ et $\alpha = 0.56$ (droite), pour de l'ArP2 à 200 mbar, avec une anode polarisée à 720 V.

En bas : Distribution du rayon reconstruit en fonction de la charge Qt .

Pour compléter l'analyse, la reconstruction de la distance radiale a été faite pour un jeu de données à 200 mbar avec une anode polarisée à 720 V. Pour cette reconstruction, les valeurs retenues sont $Pt_{max} = 62 \mu s$ et $\alpha = 0.56$, les résultats sont illustrés dans la figure 6.18.

Ces résultats confirment la possibilité d'identifier le rayon minimal atteint par un dépôt d'énergie à partir des observables du signal de charge uniquement. Or, comme le rayon reconstruit est celui des dépôts d'énergie les plus proches de l'anode, cette analyse des données à 200 mbar permet de se faire une idée de ce que donnerait la reconstruction pour des événements distribués dans le volume du détecteur.

L'incertitude de la reconstruction reste toutefois à quantifier (et peut dépendre de la pression), mais le résultat présenté montre la faisabilité d'une reconstruction de la position basée uniquement sur la forme d'onde du signal de charge déconvolué.

Résultat du prototype R2D2

La détection de lumière de scintillation a permis de montrer une corrélation entre le temps de dérive et la position radiale des dépôts d'énergie les plus proches de l'anode, reconstruite à partir de l'observable de charge Pt . Ce résultat confirme la validité de la méthode de reconstruction de position à partir de la seule forme d'onde du signal de charge, ce qui devrait permettre de s'affranchir de photomultiplicateurs dans l'expérience à venir..

Conclusion

Depuis l'observation de l'oscillation des neutrinos entre leurs trois saveurs, il est acquis qu'au moins deux des trois états propres de masses sont non nuls. Cela n'étant pas prévu dans le modèle standard, l'interprétation théorique fait nécessairement appel à de la nouvelle physique. En faisant des neutrinos leurs propres antiparticules, l'hypothèse d'une nature de Majorana est particulièrement séduisante, tant du point de vue fondamental puisqu'elle est génératrice de la masse du neutrino et permet de rétablir deux états de parité (droite et gauche), que du point de vue observationnel, en justifiant l'échelle de masse des fermions via le mécanisme de see-saw, ainsi qu'en fournissant une explication à l'absence d'antimatière par la non-conservation du nombre leptonique.

Expérimentalement, l'observation d'une double désintégration bêta sans émission de neutrino est un des processus les plus sensibles à cette nature de Majorana des neutrinos. En plus de confirmer cette nature des neutrinos, la mesure de la demi-vie de la désintégration $0\nu\beta\beta$ apporterait une réponse à la question de l'ordre de masse des neutrinos. Cependant, si cette désintégration existe, son extrême rareté impose de disposer d'un détecteur ayant une masse conséquente et doté d'une excellente résolution en énergie, tout en présentant un très bas bruit de fond.

Pour concevoir un détecteur répondant à ces critères, d'importants efforts de recherche et développement sont produits par la communauté de physiciens. Actuellement, la meilleure limite de demi-vie est donnée par KamLAND-Zen à $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$ ans. La prochaine génération d'expériences (AMoRE, CUPID, LEGEND, nEXO) compte atteindre 10^{27} à 10^{28} ans, ce qui couvrira la plage des demi-vies autorisées par un ordre de masse inverse des neutrinos. Ainsi, dans les décennies qui viennent, nous saurons si le neutrino est de Majorana avec un ordre de masse inversé.

En revanche, si l'ordre de masse est normal, ces expériences ne seront pas suffisamment performantes pour tester la nature de Majorana des neutrinos. Cette hypothèse étant loin d'être exclue, il pourrait être nécessaire de construire des détecteurs encore plus performants.

Le projet R2D2 s'inscrit dans le cadre des efforts de R&D visant à développer un détecteur capable de couvrir l'ordre de masse inverse. Il étudie la faisabilité d'une expérience de recherche de $0\nu\beta\beta$ à l'aide de TPC (Chambre à Projection Temporelle) gazeuses à voie de lecture unique. La première géométrie utilisée est celle du Compteur Proportionnel Sphérique, qui a un design mécanique simple, permettant de réduire la quantité de matériaux nécessaires et *de facto* le bruit de fond. Elle a aussi une unique voie de lecture des signaux, qui est un avantage en terme de robustesse mais aussi d'analyse. Ces TPC gazeuses permettent d'atteindre de grandes masses d'émetteur $\beta\beta$ dans un volume restreint par augmentation de la pression, ainsi que l'utilisation du détecteur avec différents gaz en vue de mieux contraindre les bruits de fond.

Compte tenu des atouts du compteur proportionnel à voie de lecture unique et de la complexité des expériences de prochaine génération, il est encore envisageable de proposer à temps un détecteur compétitif sur la hiérarchie inverse. Pour y parvenir, il nous faut d'abord montrer qu'il est possible d'atteindre une résolution en énergie de 1% FWHM à 2.458 MeV dans du xénon à haute pression (~ 40 bar).

Pour ce faire, un prototype de SPC à haute pression est installé au Laboratoire de Physique des deux Infinis de Bordeaux. Au cours de ma thèse, j'ai pu participer à son installation ainsi qu'à l'analyse de plusieurs campagnes de prises de données, dont les résultats ont été présentés dans ce manuscrit.

Un des principaux résultats porte sur la résolution en énergie. Au cours de mesures en ArP2 (mélange gazeux composé à 98% d'argon et 2% de méthane), nous avons montré une **résolution en énergie de 1.1 à 1.2% FWHM** pour des α de 5.3 MeV produits par du polonium-210 [145]. Ces résultats ayant été obtenus pour des pressions comprises entre 200 mbar et 1.1 bar, la variation de la longueur des traces, accompagnée d'une sélection de l'angle d'émission nous a permis de conclure que ni l'angle d'émission, ni la longueur de la trace n'affectent la résolution en énergie. De ce fait, **la résolution en énergie est indépendante de la position des dépôts d'énergie**, dans des conditions où l'attachement est limité.

Un SiPM (PhotoMultiplicateur au Silicium) a ensuite été installé pour mesurer la présence de **lumière de scintillation en coïncidence avec la mesure de charge** produite suite à un rayonnement α de 5.3 MeV, dans de l'argon pur à 1.1 bar [146]. Ces résultats, appuyés par des données de simulation Magboltz et un modèle de formation du signal (développé au cours de la thèse), ont permis de proposer une méthode de **reconstruction de la position des dépôts d'énergie les plus proches de l'anode, à partir de la forme d'onde du signal de charge**.

Au delà de cet apport majeur à l'analyse, le développement d'un modèle de formation du signal sert à le comprendre pas-à-pas, afin de lier les observables mesurées à la topologie des dépôts d'énergie. Cette modélisation s'intègre dans un effort plus général de simulation qui vise à reproduire les effets du détecteur. Cette simulation s'appuie sur les logiciels Geant4, Magboltz, Comsol Multiphysics et Garfield++ afin de reproduire, respectivement, les dépôts d'énergie d'un rayonnement, les paramètres de transport dans le gaz, la géométrie et le champ électrique du détecteur, la dérive des particules chargées et la formation du signal. Elle sert, par exemple, à évaluer les impacts d'une modification de la géométrie, mais aussi les effets des changements de pression et de tension.

J'ai également pris part à l'installation des systèmes de recirculation et de purification à température ambiante, tout comme à celui de cryopompage permettant la récupération du xénon, qui sont fonctionnels depuis peu. Ces avancées ont conduit à la prise de données avec du xénon, qui ont mis en lumière à quel point la pureté du gaz est essentielle. Afin de se renforcer dans ce domaine, l'installation d'un getter chaud est prévue.

Cependant, le xénon étant un gaz bien plus lent que l'argon, maintenir un temps de dérive et un gain acceptable pourrait nous approcher d'une limite de la SPC, à savoir la tension de polarisation maximale supportée par l'anode. L'utilisation d'un compteur proportionnel cylindrique (CPC) permet de remédier à ces problèmes, puisque son champ électrique décroît bien moins rapidement que celui de la SPC, tout en éloignant la question de l'anisotropie du champ dans le détecteur.

L'adaptation sur le prototype de CPC (voir Chap. 4) de l'ensemble des systèmes de gestion du gaz et de mesures développés pour la SPC nous a déjà permis de réaliser des mesures en argon et en xénon, avec des résultats sur la résolution très prometteurs, de l'ordre de 1.5% FWHM à pression atmosphérique. Ainsi, dans l'attente d'un financement pour développer un cylindre bas-bruit de fond, l'avenir de R2D2 se situe sans aucun doute dans l'étude du cylindre à plus haute pression (résolution, reconstruction de la position, pureté du gaz), à l'aide de la cuve de SPC existante.

Annexe A

Propriétés électrostatiques

A.1 Electrostatique de la SPC

La force électromotrice à l'origine du transport des charges ainsi que les mécanismes de formation du signal sont régis par les propriétés électro-statiques du détecteur.

La géométrie sphérique est à l'origine d'une dépendance en $1/r^2$ du champ électrique au rayon. L'expression littérale de cette relation est obtenue à partir du théorème de Gauss, utilisé dans des conditions de géométries idéales : le détecteur est composé uniquement d'une anode, placée au centre de la cathode et sa tige de maintien n'est pas prise en compte.

A.1.1 Champ électrique

Considérons une bille centrale de rayon r_a servant d'anode, placée au centre d'une sphère de rayon r_c qui est la cathode.

Le théorème de Gauss stipule que le flux électrique à travers une surface est proportionnel aux charges présentes sur celle-ci, ainsi qu'à l'intérieur du volume défini par cette surface :

$$\Phi_E = \frac{\sum q_{internes}}{\varepsilon_0} + \frac{\sum q_{surface}}{2\varepsilon_0} \quad (\text{A.1})$$

Comme le flux passant à travers la surface est le produit du champ E par la surface :

$$\Phi_E = E \times 4\pi r^2 \quad (\text{A.2})$$

et que toutes les charges sont contenues dans le volume défini par l'anode centrale (donc $\sum q_{surface} = 0$), il ne reste qu'à exprimer $\sum q_{internes}$.

Sachant que le potentiel induit par une charge ponctuelle q entre deux points de l'espace séparés d'une distance Δr est $V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{1}{|\Delta r|}$ et en considérant que q est dans le volume de l'anode, on peut exprimer les potentiels de l'anode V_a et de la cathode V_c tels que :

$$\begin{aligned} V_a &= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{1}{r_a - 0} \\ V_c &= \frac{q}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{1}{r_c - 0} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Notons alors que, pour une tension V_0 appliquée sur l'anode, et avec la cathode mise à la terre ($V_c=0$ V), la différence de potentiel entre l'anode et la cathode n'est autre que la tension appliquée sur l'anode $\Delta V = V_a - V_c = V_0$. En substituant $V_{a,c}$ par les expressions de l'équation A.3, on obtient :

$$V_0 = \frac{\sum q_{internes}}{4\pi\varepsilon_0 r_a} - \frac{\sum q_{internes}}{4\pi\varepsilon_0 r_c} = \frac{\sum q_{internes}}{4\pi\varepsilon_0} \times \frac{r_c - r_a}{r_c r_a} \quad (\text{A.4})$$

En introduisant A.2 et A.4 dans A.1, on trouve l'expression du champ électrique $E(r)$:

$$\begin{aligned} E \times 4\pi r^2 &= V_0 \times 4\pi \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \\ \Leftrightarrow E(r) &= \frac{V_0}{r^2} \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Le champ électrique $E(r)$ a une dépendance uniquement radiale et atteint une valeur maximale en $r = r_a$: $E_{max} \approx V_0/r_a$ avec $r_c \gg r_a$. La diminution du rayon de l'anode entraîne l'augmentation du champ électrique. L'amplification ainsi que la vitesse de dérive s'en trouvent accrues.

A.1.2 Potentiel électrique

Sachant que $E = -\nabla V \Rightarrow E(r) = -dV(r)/dr$, il est possible d'établir la dépendance radiale du potentiel à partir de l'équation A.5 et du potentiel en r_c , le rayon de la cathode :

$$\begin{aligned} V(r) &= - \int E(r) dr = -V_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \int \frac{dr}{r^2} \\ \Rightarrow V(r) &= \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left(\frac{V_0}{r} + C \right) \\ V(r_c) = 0 &\Rightarrow V(r) = V_0 \frac{r_a}{r_c - r_a} \frac{r_c - r}{r} = V_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

A.1.3 Capacité électrique

La détermination de la capacité du détecteur a un intérêt du fait de son rôle dans le bruit électronique. Par définition la capacité est la quantité de charges qui peut être stockée, $\kappa = Q/V_0$ avec Q la somme des charges présentes à l'intérieur du détecteur. Comme montré en A.4, en l'absence de charge externe $\sum q_{internes} = V_0 \times 4\pi\epsilon_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a}$, ce qui laisse

$$\kappa = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \quad (\text{A.7})$$

La capacité lie la différence de potentiel mesurée sur l'anode δv à la charge induite par le mouvement des électrons et des ions Q_{ind} : $\delta v = \frac{Q_{ind}}{\kappa}$

A.2 Electrostatique de la CPC

Les détecteurs cylindriques à fils ont été largement étudiés [129, 135, 138, 153]. Dans l'hypothèse où la chambre à fil est de longueur infinie, l'application du théorème de Gauss donne le champ électrique suivant, avec $V_0 = V(r_a) - V(r_c)$:

$$E(r) = \frac{1}{r} \times \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)} \quad (\text{A.8})$$

Par intégration et en utilisant les conditions aux limites $V(r_a) = 0$ et $V(r_c) = -V_0$, le potentiel électrique vaut :

$$V(r) = \ln \frac{r_a}{r} \times \frac{V_0}{\ln(r_c/r_a)} \quad (\text{A.9})$$

Et la capacité électrique du détecteur ne dépend plus seulement du rayon de l'anode mais aussi de celui de la cathode :

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(r_c/r_a)} \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Calcul de la contribution des électrons au signal

A partir des équations 3.29, 3.30, en utilisant l'expression 3.2 qui donne $V(r) = V_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_c} \right)$ et avec $S_{tot} = N_I q_e G$ la contribution du signal des électrons ayant pour origine r_0 est :

$$\begin{aligned}
 \frac{Q_{ind}^-}{S_{tot}} &= \frac{1}{N_I q_e G} \times \frac{N_I q_e}{V_0} [G \cdot V(r_a) - (G-1) \cdot V(r_a + \epsilon) - V(r_0)] \\
 &= \frac{1}{V_0 G} V_0 \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[G \cdot \left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_c} \right) - (G-1) \cdot \left(\frac{1}{r_a + \epsilon} - \frac{1}{r_c} \right) - \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \right] \quad (B.1) \\
 &= \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[\left(\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{G-1}{G} \cdot \left(\frac{1}{r_a + \epsilon} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{1}{G} \cdot \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Alors que pour les ions, l'expression de leur contribution prend une forme simplifiée puisque $V(r_c) = 0$:

$$\begin{aligned}
 \frac{Q_{ind}^+}{S_{tot}} &= \frac{1}{N_I q_e G} \times \frac{N_I q_e}{V_0} [(G-1) \cdot V(r_a + \epsilon) + V(r_0) - G \cdot V(r_c)] \\
 &= \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[\frac{G-1}{G} \cdot \left(\frac{1}{r_a + \epsilon} - \frac{1}{r_c} \right) + \frac{1}{G} \cdot \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \right] \quad (B.2) \\
 &= \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[\frac{G-1}{G} \cdot \frac{1}{r_a + \epsilon} + \frac{1}{G} \cdot \frac{1}{r_0} - \left(\frac{G-1}{G} \cdot \frac{1}{r_c} + \frac{1}{G} \cdot \frac{1}{r_c} \right) \right] \\
 &= \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[\left(\frac{G-1}{G} \cdot \frac{1}{r_a + \epsilon} + \frac{1}{G} \cdot \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \right]
 \end{aligned}$$

Pour simplifier son calcul, la contribution des électrons peut être déduite de la contribution des ions puisque $Q_{ind}^- + Q_{ind}^+ = S_{tot}$:

$$\begin{aligned}
 \frac{Q_{ind}^-}{S_{tot}} &= 1 - \frac{Q_{ind}^+}{S_{tot}} \\
 &= 1 - \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left[\left(\frac{G-1}{G} \cdot \frac{1}{r_a + \epsilon} + \frac{1}{G} \cdot \frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \right] \quad (B.3)
 \end{aligned}$$

En régime d'ionisation ($G=1$), l'expression B.3 se simplifie encore et on montre qu'elle n'est logiquement plus dépendante de la distance d'avalanche ϵ :

$$\frac{Q_{ind}^-}{S_{tot}} = 1 - \frac{r_c r_a}{r_c - r_a} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (B.4)$$

Annexe C

Mobilité des ions argon⁺ dans l'argon

E/N Td (= 10 ⁻¹⁷ V.cm ²)	Mobilité cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹
0	1.53
8	1.53
10	1.53
12	1.53
15	1.52
20	1.51
25	1.49
30	1.47
40	1.44
50	1.41
60	1.38
80	1.32
100	1.27
120	1.22
150	1.16
200	1.06
250	0.99
300	0.95
400	0.85
500	0.78
600	0.72
800	0.63
1000	0.56
1200	0.51
1500	0.46
2000	0.40

TABLE C.1 – Mobilité des ions Ar⁺ utilisé par Garfield++ pour le calcul du signal induit par les ions. L'unité Townsend, abrégée Td correspond à 10⁻¹⁷ V.cm²

Bibliographie

- ¹A. H. BÉCQUEREL, « Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents », *fre*, Comptes-rendus de l'Académie des sciences, Journal Abbreviation : C. R. Acad. Sci. Paris, 501-503 (1896).
- ²E. RUTHERFORD, « Uranium radiation and the electrical conduction produced by it », The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **47**, Publisher: Taylor & Francis _eprint: <https://doi.org/10.1080/14786449908621245>, 109-163 (1899) 10.1080/14786449908621245.
- ³J. CHADWICK, « Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B + C », *ger*, Verhandlungen der deutschen Physikalischen Gesellschaft **16**, Journal Abbreviation : Verhandl. Dtsc. Phys. Ges., 383-391 (1914).
- ⁴C. D. ELLIS et W. A. WOOSTER, « The average energy of disintegration of radium E », Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **117**, Publisher: Royal Society, 109-123 (1927) 10.1098/rspa.1927.0168.
- ⁵P. A. M. DIRAC et R. H. FOWLER, « The quantum theory of the electron », Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **117**, Publisher: Royal Society, 610-624 (1928) 10.1098/rspa.1928.0023.
- ⁶W. PAULI, « Letter to the physical society of Tübingen, » (1930).
- ⁷F. PERRIN, « Possibilité d'émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β », Comptes-rendus de l'Académie des sciences, 1625-1627 (1933).
- ⁸E. FERMI, « Tentativo di una teoria dell' emissione dei raggi "beta" », La Ricerca Scientifica **4 (2)**, 91-495 (1933).
- ⁹E. FERMI, « Tentativo di una teoria dei raggi beta », Nuovo Cimento **11** (1934).
- ¹⁰E. FERMI, « Versuch einer Theorie der β -Strahlen I », Zeit. Phys., 88 :161 (1934).
- ¹¹H. BETHE et R. PEIERLS, « The "Neutrino" », *en*, Nature **133**, Bandiera_abtest: a Cg_type: Nature Research Journals Number: 3362 Primary_atype: Research Publisher: Nature Publishing Group, 532-532 (1934) 10.1038/133532a0.
- ¹²M. GOEPPERT-MAYER, « Double Beta-Disintegration », Physical Review **48**, Publisher: American Physical Society, 512-516 (1935) 10.1103/PhysRev.48.512.
- ¹³E. MAJORANA, « Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone », *it*, Il Nuovo Cimento (1924-1942) **14**, 171 (1937) 10.1007/BF02961314.
- ¹⁴G. RACAH, « Sulla Simmetria Tra Particelle e Antiparticelle », *it*, Il Nuovo Cimento **14**, Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 7 Publisher: Società Italiana di Fisica, 322-328 (1937) 10.1007/BF02961321.
- ¹⁵W. H. FURRY, « On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration », Physical Review **56**, Publisher: American Physical Society, 1184-1193 (1939) 10.1103/PhysRev.56.1184.

- ¹⁶E. FIREMAN, « Minutes of the Meeting at Washington, April 29 to May 1, 1948 », *Physical Review* **74**, Publisher: American Physical Society, 1201-1253 (1948) 10.1103/PhysRev.74.1201.
- ¹⁷V. I. TRET'YAK, « False Starts in History of Searches for 2β Decay, or Discoverless Double Beta Decay », *AIP Conference Proceedings* **1417**, Publisher: American Institute of Physics, 129-133 (2011) 10.1063/1.3671051.
- ¹⁸M. G. INGRAM et J. H. REYNOLDS, « Double Beta-Decay of ^{130}Te », *Physical Review* **78**, Publisher: American Physical Society, 822-823 (1950) 10.1103/PhysRev.78.822.2.
- ¹⁹C. L. COWAN et al., « Detection of the Free Neutrino : a Confirmation », en, *Science* **124**, Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Articles, 103-104 (1956) 10.1126/science.124.3212.103.
- ²⁰C. D. ANDERSON et S. H. NEDDERMEYER, « Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level », *Physical Review* **50**, Publisher: American Physical Society, 263-271 (1936) 10.1103/PhysRev.50.263.
- ²¹G. DANBY et al., « Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos », *Physical Review Letters* **9**, Publisher: American Physical Society, 36-44 (1962) 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- ²²M. L. PERL et al., « Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation », *Physical Review Letters* **35**, Publisher: American Physical Society, 1489-1492 (1975) 10.1103/PhysRevLett.35.1489.
- ²³K. KODAMA et al., « Observation of tau neutrino interactions », en, *Physics Letters B* **504**, 218-224 (2001) 10.1016/S0370-2693(01)00307-0.
- ²⁴« Precision electroweak measurements on the Z resonance », en, *Physics Reports* **427**, 257-454 (2006) 10.1016/j.physrep.2005.12.006.
- ²⁵J. SCHECHTER et J. W. F. VALLE, « Neutrinoless double-beta decay in $SU(2)\times(1)$ theories », *Physical Review D* **25**, Publisher: American Physical Society, 2951-2954 (1982) 10.1103/PhysRevD.25.2951.
- ²⁶M. DOI et al., « Double Beta Decay and Majorana Neutrino », *Progress of Theoretical Physics Supplement* **83**, 1-175 (1985) 10.1143/PTPS.83.1.
- ²⁷S. R. ELLIOTT et al., « Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se », *Physical Review Letters* **59**, Publisher: American Physical Society, 2020-2023 (1987) 10.1103/PhysRevLett.59.2020.
- ²⁸SNO COLLABORATION et al., « Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory », *Physical Review Letters* **89**, Publisher: American Physical Society, 011301 (2002) 10.1103/PhysRevLett.89.011301.
- ²⁹SUPER-KAMIOKANDE COLLABORATION et al., « Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos », *Physical Review Letters* **81**, Publisher: American Physical Society, 1562-1567 (1998) 10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- ³⁰E. NOETHER, « Invariante Variationsprobleme », *ger, Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* **1918**, 235-257 (1918).
- ³¹PARTICLE DATA GROUP et al., « Review of Particle Physics », *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020** (2020) 10.1093/ptep/ptaa104.
- ³²S. L. GLASHOW, « Partial-symmetries of weak interactions », en, *Nuclear Physics* **22**, 579-588 (1961) 10.1016/0029-5582(61)90469-2.

- ³³S. WEINBERG, « A Model of Leptons », *Physical Review Letters* **19**, Publisher: American Physical Society, 1264-1266 (1967) 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- ³⁴A. SALAM, « Weak and electromagnetic interactions », in *Selected Papers of Abdus Salam*, t. Volume 5, World Scientific Series in 20th Century Physics Volume 5 (WORLD SCIENTIFIC, mai 1994), p. 244-254, 10.1142/9789812795915_0034.
- ³⁵F. ENGLERT et R. BROUT, « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons », *Physical Review Letters* **13**, Publisher: American Physical Society, 321-323 (1964) 10.1103/PhysRevLett.13.321.
- ³⁶P. W. HIGGS, « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons », *Physical Review Letters* **13**, Publisher: American Physical Society, 508-509 (1964) 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- ³⁷G. S. GURALNIK et al., « Global Conservation Laws and Massless Particles », *Physical Review Letters* **13**, Publisher: American Physical Society, 585-587 (1964) 10.1103/PhysRevLett.13.585.
- ³⁸G. AAD et al., « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », en, *Physics Letters B* **716**, 1-29 (2012) 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- ³⁹S. CHATRCHYAN et al., « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », en, *Physics Letters B* **716**, 30-61 (2012) 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- ⁴⁰H. STÖCKER et al., *Toute la Physique*, fr (Dunod, 2007).
- ⁴¹N. HOTH, « A brief overview of exotic hadron states », en, *Materials Today: Proceedings, Innovative Technologies in Mechanical Engineering-2021 (ITME2021)* **64**, 1202-1205 (2022) 10.1016/j.matpr.2022.03.584.
- ⁴²R. P. FEYNMAN et M. GELL-MANN, « Theory of the Fermi Interaction », *Physical Review* **109**, Publisher: American Physical Society, 193-198 (1958) 10.1103/PhysRev.109.193.
- ⁴³E. C. G. SUDARSHAN et R. E. MARSHAK, « Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction », *Physical Review* **109**, Publisher: American Physical Society, 1860-1862 (1958) 10.1103/PhysRev.109.1860.2.
- ⁴⁴T. D. LEE et C. N. YANG, « Question of Parity Conservation in Weak Interactions », *Physical Review* **104**, Publisher: American Physical Society, 254-258 (1956) 10.1103/PhysRev.104.254.
- ⁴⁵C. S. WU et al., « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay », *Physical Review* **105**, Publisher: American Physical Society, 1413-1415 (1957) 10.1103/PhysRev.105.1413.
- ⁴⁶Z. MAKI et al., « Remarks on the Unified Model of Elementary Particles », *Progress of Theoretical Physics* **28**, 870-880 (1962) 10.1143/PTP.28.870.
- ⁴⁷THE KATRIN COLLABORATION et al., « Direct neutrino-mass measurement with sub-electronvolt sensitivity », en, *Nature Physics* **18**, 160-166 (2022) 10.1038/s41567-021-01463-1.
- ⁴⁸A. ABADA et al., « Low energy effects of neutrino masses », en, *Journal of High Energy Physics* **2007**, Publisher: Springer Science and Business Media LLC, 061-061 (2007) 10.1088/1126-6708/2007/12/061.
- ⁴⁹E. MA, « Pathways to naturally small neutrino masses », *Physical Review Letters* **81**, 1171-1174 (1998) 10.1103/PhysRevLett.81.1171.

- ⁵⁰P. DI BARI, « An introduction to leptogenesis and neutrino properties », *Contemporary Physics* **53**, arXiv: 1206.3168, 315-338 (2012) 10.1080/00107514.2012.701096.
- ⁵¹M. C. GONZALEZ-GARCIA et al., « NuFIT : Three-Flavour Global Analyses of Neutrino Oscillation Experiments », en, *Universe* **7**, 459 (2021) 10.3390/universe7120459.
- ⁵²R. N. CAHN et al., « White Paper : Measuring the Neutrino Mass Hierarchy », arXiv:1307.5487 [hep-ex, physics:hep-ph, physics:nucl-ex], arXiv: 1307.5487 (2013).
- ⁵³C. PALOMARES, « DUNE Physics Program and Status », en, *Journal of Physics: Conference Series* **2156**, Publisher: IOP Publishing, 012107 (2021) 10.1088/1742-6596/2156/1/012107.
- ⁵⁴K. ABE et al., « The T2K experiment », en, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **659**, 106-135 (2011) 10.1016/j.nima.2011.06.067.
- ⁵⁵K2K COLLABORATION et al., « Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment », *Physical Review D* **74**, Publisher: American Physical Society, 072003 (2006) 10.1103/PhysRevD.74.072003.
- ⁵⁶MINOS COLLABORATION et al., « Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam », *Physical Review Letters* **101**, Publisher: American Physical Society, 131802 (2008) 10.1103/PhysRevLett.101.131802.
- ⁵⁷NOVA COLLABORATION et al., « Constraints on Oscillation Parameters from ν_e Appearance and ν_μ Disappearance in NOvA », *Physical Review Letters* **118**, Publisher: American Physical Society, 231801 (2017) 10.1103/PhysRevLett.118.231801.
- ⁵⁸THE KAMLAND COLLABORATION et al., « Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND », *Physical Review Letters* **100**, Publisher: American Physical Society, 221803 (2008) 10.1103/PhysRevLett.100.221803.
- ⁵⁹J. COLLABORATION et al., « JUNO Physics and Detector », en, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **123**, arXiv: 2104.02565, 103927 (2022) 10.1016/j.pnpnp.2021.103927.
- ⁶⁰P. COLLABORATION et al., « Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters », *Astronomy & Astrophysics* **641**, arXiv: 1807.06209, A6 (2020) 10.1051/0004-6361/201833910.
- ⁶¹W. D. ARNETT et J. L. ROSNER, « Neutrino mass limits from SN1987A », *Physical Review Letters* **58**, Publisher: American Physical Society, 1906-1909 (1987) 10.1103/PhysRevLett.58.1906.
- ⁶²G. COLLABORATION et al., « Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- β Decay », *Physical Review Letters* **125**, arXiv: 2009.06079, 252502 (2020) 10.1103/PhysRevLett.125.252502.
- ⁶³K.-Z. COLLABORATION, *First Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen*, en, arXiv :2203.02139 [hep-ex, physics :physics], mar. 2022.
- ⁶⁴F. VISSANI, « Signal of neutrinoless double beta decay, neutrino spectrum and oscillation scenarios. », en, *Journal of High Energy Physics* **1999**, Publisher: IOP Publishing, 022 (1999) 10.1088/1126-6708/1999/06/022.
- ⁶⁵B. J. P. JONES, « The Physics of Neutrinoless Double Beta Decay : A Primer », en, arXiv:2108.09364 [hep-ph, physics:nucl-ex, physics:nucl-th], arXiv: 2108.09364 (2021).
- ⁶⁶M. J. DOLINSKI et al., « Neutrinoless Double-Beta Decay : Status and Prospects », en, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **69**, 219-251 (2019) 10.1146/annurev-nucl-101918-023407.

- ⁶⁷A. BARABASH, « Average and recommended half-life values for two-neutrino double beta decay », Nuclear Physics A **935**, 52-64 (2015) 10.1016/j.nuclphysa.2015.01.001.
- ⁶⁸J. KOTILA et F. IACHELLO, « Phase-space factors for double- β decay », Physical Review C **85**, Publisher: American Physical Society, 034316 (2012) 10.1103/PhysRevC.85.034316.
- ⁶⁹J. ENGEL et J. MENÉNDEZ, « Status and future of nuclear matrix elements for neutrinoless double-beta decay : a review », en, Reports on Progress in Physics **80**, Publisher: IOP Publishing, 046301 (2017) 10.1088/1361-6633/aa5bc5.
- ⁷⁰S. DELL'ORO et al., « New expectations and uncertainties on neutrinoless double beta decay », en, arXiv:1404.2616 [hep-ph], arXiv: 1404.2616 (2014) 10.1103/PhysRevD.90.033005.
- ⁷¹J. J. GOMEZ-CADENAS et al., « The search for neutrinoless double beta decay », La Rivista del Nuovo Cimento **35**, arXiv: 1109.5515, 29-98 (2012) 10.1393/ncr/i2012-10074-9.
- ⁷²W. RODEJOHANN, « Neutrino-less double beta decay and particle physics », International Journal of Modern Physics E **20**, Publisher: World Scientific Publishing Co., 1833-1930 (2011) 10.1142/S0218301311020186.
- ⁷³H. PÄS et W. RODEJOHANN, « Neutrinoless Double Beta Decay », en, New Journal of Physics **17**, arXiv: 1507.00170, 115010 (2015) 10.1088/1367-2630/17/11/115010.
- ⁷⁴S. DELL'ORO et al., « Neutrinoless Double Beta Decay : 2015 Review », en, Advances in High Energy Physics **2016**, Publisher: Hindawi, e2162659 (2016) 10.1155/2016/2162659.
- ⁷⁵F. T. AVIGNONE et al., « Next generation double-beta decay experiments : metrics for their evaluation », en, New Journal of Physics **7**, 6-6 (2005) 10.1088/1367-2630/7/1/006.
- ⁷⁶S. R. ELLIOTT et P. VOGEL, « Double Beta Decay », en, Annual Review of Nuclear and Particle Science **52**, 115-151 (2002) 10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641.
- ⁷⁷D. LORTIE et al., « Radionucléides recommandés pour l'analyse de la radioactivité dans les matrices environnementales », fr, Ministère du Développement durable, de l'Environnement et de la Lutte contre les changements climatiques., 31 (2017).
- ⁷⁸B. JONES et al., « Single molecule fluorescence imaging as a technique for barium tagging in neutrinoless double beta decay », en, Journal of Instrumentation **11**, P12011-P12011 (2016) 10.1088/1748-0221/11/12/P12011.
- ⁷⁹M. BERGLUND et M. E. WIESER, « Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC Technical Report) », en, Pure and Applied Chemistry **83**, 397-410 (2011) 10.1351/PAC-REP-10-06-02.
- ⁸⁰M. AGOSTINI et al., « Toward the discovery of matter creation with neutrinoless double-beta decay », en, arXiv:2202.01787 [hep-ex, physics:hep-ph, physics:hep-th, physics:nucl-ex, physics:nucl-th], arXiv: 2202.01787 (2022).
- ⁸¹CANDLES COLLABORATION et al., « Low background measurement in CANDLES-III for studying the neutrinoless double beta decay of ^{48}Ca », Physical Review D **103**, Publisher: American Physical Society, 092008 (2021) 10.1103/PhysRevD.103.092008.
- ⁸²A. S. BARABASH et al., « Final results of the Aurora experiment to study 2β decay of ^{116}Cd with enriched $^{116}\text{CdWO}_4$ crystal scintillators », en, Physical Review D **98**, arXiv: 1811.06398, 092007 (2018) 10.1103/PhysRevD.98.092007.
- ⁸³CUORE COLLABORATION et al., « First Results from CUORE : A Search for Lepton Number Violation via $0\nu\beta\beta$ Decay of ^{130}Te », Physical Review Letters **120**, Publisher: American Physical Society, 132501 (2018) 10.1103/PhysRevLett.120.132501.

- ⁸⁴A. MEREGAGLIA et al., « Study of a spherical xenon gas TPC for neutrinoless double beta detection », *Journal of Instrumentation* **13**, Publisher: IOP Publishing, P01009 (2018) 10.1088/1748-0221/13/01/P01009.
- ⁸⁵U. FANO, « Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions », *Physical Review* **72**, Publisher: American Physical Society, 26-29 (1947) 10.1103/PhysRev.72.26.
- ⁸⁶E. P. DE LIMA et al., « Fano factors of rare gases and their mixtures », en, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **192**, 575-581 (1982) 10.1016/0029-554X(82)90875-8.
- ⁸⁷A. BOLOTNIKOV et B. RAMSEY, « The spectroscopic properties of high-pressure xenon », en, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **396**, 360-370 (1997) 10.1016/S0168-9002(97)00784-5.
- ⁸⁸G. MARTÍNEZ-LEMA et al., « Calibration of the NEXT-White detector using ^{83m}Kr decays », en, *Journal of Instrumentation* **13**, Publisher: IOP Publishing, P10014-P10014 (2018) 10.1088/1748-0221/13/10/P10014.
- ⁸⁹J. J. GOMEZ-CADENAS, « Status and prospects of the NEXT experiment for neutrinoless double beta decay searches », en, arXiv:1906.01743 [hep-ex, physics:physics], arXiv:1906.01743 (2019).
- ⁹⁰V. ALENKOV et al., « Technical Design Report for the AMoRE $0\nu\beta\beta$ Decay Search Experiment », en, arXiv:1512.05957 [hep-ex, physics:physics], arXiv:1512.05957 (2015).
- ⁹¹S. BAN et al., « Design and performance of a high-pressure xenon gas TPC as a prototype for a large-scale neutrinoless double-beta decay search », en, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2020**, Publisher: Oxford Academic (2020) 10.1093/ptep/ptaa030.
- ⁹²S. ZATSCHLER, « Pulse-shape studies with coplanar grid CdZnTe detectors and searches for rare nuclear decays with the COBRA experiment », thèse de doct. (Dresden, Tech. U., TU, Dresden (main), juin 2020).
- ⁹³C. ALDUINO et al., « CUORE sensitivity to $0\nu\beta\beta$ decay », English, *European Physical Journal C* **77** (2017) 10.1140/epjc/s10052-017-5098-9.
- ⁹⁴F. BELLIN, « Neutrinoless Double Beta Decay Search with CUPID », en, 24 (2021).
- ⁹⁵F. AGOSTINI et al., « Sensitivity of the DARWIN observatory to the neutrinoless double beta decay of ^{136}Xe », en, *The European Physical Journal C* **80**, Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 9 Publisher: Springer Berlin Heidelberg, 1-11 (2020) 10.1140/epjc/s10052-020-8196-z.
- ⁹⁶N. ISHIHARA et al., « Performance of the drift chamber beta-ray momentum analyzer for double beta decay experiments », *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2017**, 073H01 (2017) 10.1093/ptep/ptx091.
- ⁹⁷KAMLAND-ZEN COLLABORATION et al., « Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen », *Physical Review Letters* **117**, Publisher: American Physical Society, 082503 (2016) 10.1103/PhysRevLett.117.082503.
- ⁹⁸N. ABGRALL et al., « The large enriched germanium experiment for neutrinoless double beta decay (LEGEND) », *AIP Conference Proceedings* **1894**, Publisher: American Institute of Physics, 020027 (2017) 10.1063/1.5007652.

- ⁹⁹THE LUX-ZEPLIN COLLABORATION et al., « Projected sensitivity of the LUX-ZEPLIN experiment to the two-neutrino and neutrinoless double β decays of ^{134}Xe », *Physical Review C* **104**, Publisher: American Physical Society, 065501 (2021) 10.1103/PhysRevC.104.065501.
- ¹⁰⁰S. I. ALVIS et al., « Search for neutrinoless double- β decay in Ge 76 with 26 kg yr of exposure from the Majorana Demonstrator », en, *Physical Review C* **100**, 025501 (2019) 10.1103/PhysRevC.100.025501.
- ¹⁰¹nEXO COLLABORATION et al., « nEXO : Neutrinoless double beta decay search beyond 10^{28} year half-life sensitivity », arXiv:2106.16243 [nucl-ex, physics:physics], arXiv: 2106.16243 (2021).
- ¹⁰²J. MARTÍN-ALBO et al., « Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay », en, *Journal of High Energy Physics* **2016**, Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 5 Publisher: Springer Berlin Heidelberg, 1-30 (2016) 10.1007/JHEP05(2016)159.
- ¹⁰³D. NYGREN et al., « Neutrinoless double beta decay with ^{82}Se and direct ion imaging », en, *Journal of Instrumentation* **13**, P03015-P03015 (2018) 10.1088/1748-0221/13/03/P03015.
- ¹⁰⁴S. WANG, « The TPC detector of PandaX-III Neutrinoless Double Beta Decay experiment », en, *Journal of Instrumentation* **15**, Publisher: IOP Publishing, C03052-C03052 (2020) 10.1088/1748-0221/15/03/C03052.
- ¹⁰⁵J. CARAVACA, « SNO+ status and prospects », en, *International Journal of Modern Physics A* **35**, Publisher: World Scientific Publishing Co., 2044013 (2020) 10.1142/S0217751X20440133.
- ¹⁰⁶A. E. CHAVARRIA, « The Selena Neutrino Experiment », arXiv:2111.00644 [hep-ex, physics:nucl-ex, physics:physics], arXiv: 2111.00644 (2021).
- ¹⁰⁷A. PIN, « Recherche de la nature du neutrino via la décroissance double bêta sans émission de neutrinos : Caractérisation et optimisation du calorimètre SuperNEMO et impact sur la recherche de la décroissance du ^{82}Se : Développement du premier prototype LiquidO », fr, thèse de doct. (Université de Bordeaux, déc. 2020).
- ¹⁰⁸E. APRILE et al., « Double-Weak Decays of ^{124}Xe and ^{136}Xe in the XENON1T and XENONnT Experiments », en, arXiv:2205.04158 [hep-ex, physics:nucl-ex], arXiv: 2205.04158 (2022).
- ¹⁰⁹Y. FUKUDA, « ZICOS - New project for neutrinoless double beta decay experiment using zirconium complex in liquid scintillator », en, *Journal of Physics: Conference Series* **718**, 062019 (2016) 10.1088/1742-6596/718/6/062019.
- ¹¹⁰H. TEDJDITI, « Optimisation de la reconstruction gamma de l'expérience SuperNEMO en vue de l'étude du bruit de fond. », fr, thèse de doct. (Aix-Marseille Université, jan. 2021).
- ¹¹¹I. GIOMATARIS et al., « A novel large-volume spherical detector with proportional amplification read-out », en, *Journal of Instrumentation* **3**, P09007-P09007 (2008) 10.1088/1748-0221/3/09/P09007.
- ¹¹²K. NI et al., « Searching for neutrino-less double beta decay of ^{136}Xe with PandaX-II liquid xenon detector », en, *Chinese Physics C* **43**, Publisher: IOP Publishing, 113001 (2019) 10.1088/1674-1137/43/11/113001.

- ¹¹³S. WANG, « PandaX-III high pressure xenon TPC for Neutrinoless Double Beta Decay search », en, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019 **958**, 162439 (2020) 10.1016/j.nima.2019.162439.
- ¹¹⁴Y. MEI et al., « Topmetal CMOS direct charge sensing plane for neutrinoless double-beta decay search in high-pressure gaseous TPC », en, arXiv:2010.09226 [hep-ex, physics:nucl-ex, physics:physics], arXiv: 2010.09226 (2020).
- ¹¹⁵J. RENNER et al., « Energy calibration of the NEXT-White detector with 1% resolution near $Q\beta\beta$ of ^{136}Xe », en, Journal of High Energy Physics **2019**, Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 10 Publisher: Springer Berlin Heidelberg, 1-13 (2019) 10.1007/JHEP10(2019)230.
- ¹¹⁶C. ROMO-LUQUE, « Status of the NEXT experiment for neutrinoless double beta decay searches », en, arXiv:2201.10907 [physics], arXiv: 2201.10907 (2022).
- ¹¹⁷N. COLLABORATION et al., « Sensitivity of a tonne-scale NEXT detector for neutrinoless double beta decay searches », en, arXiv:2005.06467 [nucl-ex, physics:physics], arXiv: 2005.06467 (2021).
- ¹¹⁸S. BAN et al., « Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution Xenon gas TPC », en, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **875**, 185-192 (2017) 10.1016/j.nima.2017.09.015.
- ¹¹⁹EXO-200 COLLABORATION et al., « Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Complete EXO-200 Dataset », Physical Review Letters **123**, Publisher: American Physical Society, 161802 (2019) 10.1103/PhysRevLett.123.161802.
- ¹²⁰E. GRAHAM et al., « Light yield of Perovskite nanocrystal-doped liquid scintillator », en, Journal of Instrumentation **14**, P11024-P11024 (2019) 10.1088/1748-0221/14/11/P11024.
- ¹²¹J. ZHAO et al., « Physics potential of searching for $0\nu\beta\beta$ decays in JUNO », en, Chinese Physics C **41**, 053001 (2017) 10.1088/1674-1137/41/5/053001.
- ¹²²M. ASKINS et al., « Theia : an advanced optical neutrino detector », en, The European Physical Journal C **80**, Company: Springer Distributor: Springer Institution: Springer Label: Springer Number: 5 Publisher: Springer Berlin Heidelberg, 1-31 (2020) 10.1140/epjc/s10052-020-7977-8.
- ¹²³S. UMEHARA et al., « Search for neutrino-less double beta decay of ^{48}Ca -CANDLES- », en, Journal of Physics: Conference Series **1643**, 012028 (2020) 10.1088/1742-6596/1643/1/012028.
- ¹²⁴K. TETSUNO et al., « Status of ^{48}Ca double beta decay search and its future prospect in CANDLES », en, Journal of Physics: Conference Series **1468**, 012132 (2020) 10.1088/1742-6596/1468/1/012132.
- ¹²⁵MAJORANA COLLABORATION et al., « Search for Neutrinoless Double- β Decay in ^{76}Ge with the Majorana Demonstrator », Physical Review Letters **120**, Publisher: American Physical Society, 132502 (2018) 10.1103/PhysRevLett.120.132502.
- ¹²⁶A. E. CHAVARRIA et al., « A high-resolution CMOS imaging detector for the search of neutrinoless double β decay in ^{82}Se », en, Journal of Instrumentation **12**, arXiv: 1609.03887, P03022-P03022 (2017) 10.1088/1748-0221/12/03/P03022.

- ¹²⁷NEWS-G COLLABORATION et al., « Precision laser-based measurements of the single electron response of spherical proportional counters for the NEWS-G light dark matter search experiment », *Physical Review D* **99**, Publisher: American Physical Society, 102003 (2019) 10.1103/PhysRevD.99.102003.
- ¹²⁸G. GERBIER et al., « NEWS : a new spherical gas detector for very low mass WIMP detection », arXiv:1401.7902 [astro-ph, physics:hep-ex, physics:physics], arXiv: 1401.7902 (2014).
- ¹²⁹F. SAULI, *Gaseous radiation detectors : fundamentals and applications*, en (University Printing House ; Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom : New York, 2014).
- ¹³⁰P. ZYLA et al. (Particle Data Group), « Review of Particle Physics », *PTEP* **2020**, and 2021 update, 083C01 (2020) 10.1093/ptep/ptaa104.
- ¹³¹D. NYGREN, « High-pressure xenon gas electroluminescent TPC for $0\nu\beta\beta$ -decay search », en, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **603**, 337-348 (2009) 10.1016/j.nima.2009.01.222.
- ¹³²T. DOKE et al., « Fano factors in rare gases and their mixtures », en, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **63**, Publisher: North-Holland, 373-376 (1992) 10.1016/0168-583X(92)95207-8.
- ¹³³Ö. SAHIN et al., « Penning transfer in argon-based gas mixtures », en, *Journal of Instrumentation* **5**, Publisher: IOP Publishing, P05002 (2010) 10.1088/1748-0221/5/05/P05002.
- ¹³⁴A. SHARMA, « Properties of some gas mixtures used in tracking detectors », en, 19.
- ¹³⁵W. BLUM et al., *Particle detection with drift chambers*, en, 2. ed, Particle acceleration and detection (Springer, Berlin Heidelberg, 2008).
- ¹³⁶S. J. C. d. CARMO et al., « Experimental Study of the w-Values and Fano Factors of Gaseous Xenon and Ar-Xe Mixtures for X-Rays », *IEEE Transactions on Nuclear Science* **55**, Conference Name: IEEE Transactions on Nuclear Science, 2637-2642 (2008) 10.1109/TNS.2008.2003075.
- ¹³⁷A. PANSKY et al., « Fano factor and the mean energy per ion pair in counting gases, at low x-ray energies », *Journal of Applied Physics* **82**, Publisher: American Institute of Physics, 871-877 (1997) 10.1063/1.365787.
- ¹³⁸G. F. KNOLL, *Radiation detection and measurement*, en, 4th ed, OCLC : ocn612350364 (John Wiley, Hoboken, N.J, 2010).
- ¹³⁹L. A. VIEHLAND et E. A. MASON, « Transport Properties of Gaseous Ions over a Wide Energy Range, IV », en, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **60**, 37-95 (1995) 10.1006/adnd.1995.1004.
- ¹⁴⁰J. J. GOMEZ-CADENAS et al., « High Pressure Gas Xenon TPCs for Double Beta Decay Searches », English, *Frontiers in Physics* **7**, Publisher: Frontiers (2019) 10.3389/fphy.2019.00051.
- ¹⁴¹W. SHOCKLEY, « Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge », en, *Journal of Applied Physics* **9**, 635-636 (1938) 10.1063/1.1710367.
- ¹⁴²S. RAMO, « Currents Induced by Electron Motion », *Proceedings of the IRE* **27**, 584-585 (1939) 10.1109/JRPROC.1939.228757.

- ¹⁴³I. GIOMATARIS, « A background free double beta decay experiment », Journal of Physics: Conference Series **309**, arXiv: 1012.4289, 012010 (2011) 10.1088/1742-6596/309/1/012010.
- ¹⁴⁴I. GIOMATARIS, *SPHERE : detector for dark matter, double beta, supernovae neutrino and coherent neutrino diffusion*, English, Saclay, nov. 2015.
- ¹⁴⁵R. BOUET et al., « R2D2 spherical TPC : first energy resolution results », en, Journal of Instrumentation **16**, Publisher: IOP Publishing, P03012 (2021) 10.1088/1748-0221/16/03/P03012.
- ¹⁴⁶R. BOUET et al., « Simultaneous scintillation light and charge readout of a pure argon filled Spherical Proportional Counter », en, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 166382 (2022) 10.1016/j.nima.2022.166382.
- ¹⁴⁷CAEN.
- ¹⁴⁸SST SHV 10 kV.
- ¹⁴⁹Leybold Scrollvac.
- ¹⁵⁰OWEN.
- ¹⁵¹A. D. FARD et al., « Background reduction of a spherical gaseous detector », AIP Conference Proceedings **1672**, Publisher: American Institute of Physics, 070003 (2015) 10.1063/1.4927994.
- ¹⁵²CREMAT.
- ¹⁵³S. TAVERNIER, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*, en (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010), 10.1007/978-3-642-00829-0.
- ¹⁵⁴J. ALLISON et al., « Geant4 developments and applications », IEEE Transactions on Nuclear Science **53**, 270-278 (2006) 10.1109/TNS.2006.869826.
- ¹⁵⁵Garfield++.
- ¹⁵⁶*Transport of electrons in gas mixtures*.
- ¹⁵⁷B. AL ATOUM et al., « Electron transport in gaseous detectors with a Python-based Monte Carlo simulation code », en, Computer Physics Communications **254**, 107357 (2020) 10.1016/j.cpc.2020.107357.
- ¹⁵⁸*Gmsh : a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities*.
- ¹⁵⁹C. GEUZAINÉ et J.-F. REMACLE, « Gmsh : A 3-D finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities », International Journal for Numerical Methods in Engineering **79**, Publisher: John Wiley & Sons, Ltd, 1309-1331 (2009) 10.1002/nme.2579.
- ¹⁶⁰*Elmer - Elmer - CSC Company Site*.
- ¹⁶¹J. DERRÉ, « Pulse shape in the SPC prototype », (2007).
- ¹⁶²S. W. SMITH, *Digital signal processing : a practical guide for engineers and scientists*, en, Demystifying technology series, OCLC : ocm51491402 (Newnes, Amsterdam ; Boston, 2003).
- ¹⁶³V. T. JORDANOV, « Deconvolution of pulses from a detector-amplifier configuration », en, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **351**, 592-594 (1994) 10.1016/0168-9002(94)91394-3.
- ¹⁶⁴F. NORMAN, « Lectures on linear systems theory », en, Journal of Mathematical Psychology **23**, Publisher: Academic Press, 1-89 (1981) 10.1016/0022-2496(81)90049-3.

Développement d'une détection par SPC pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos

Résumé : Établir la nature du neutrino, comme particule de Majorana ou de Dirac, est l'une des interrogations fondamentales de la physique des particules contemporaine. A ce jour, l'observation d'une double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est le moyen le plus sensible pour lever cette indétermination.

Le programme de Recherche et Développement R2D2 (Rare Decays with Radial Detector) a pour objectif d'adapter un détecteur SPC (Spherical Proportional Counter) à la recherche de ce processus de désintégration extrêmement rare, en utilisant l'isotope ^{136}Xe porté à haute pression (40 bars). Les atouts de ce détecteur sont multiples : simplicité mécanique et électronique (un seul canal de lecture), confinement d'une grande masse d'isotope dans un petit volume et très bas bruit de fond possible.

Considéré comme des attributs essentiels à la recherche d'événements rares, les objectifs de ce développement sont de démontrer que les SPC peuvent atteindre une résolution en énergie de 1% FWHM à 2.46 MeV ($Q_{\beta\beta}$ du ^{136}Xe) et permettent la reconstruction de la position radiale de la désintégration. Pour y parvenir, un prototype de SPC de 40 cm de diamètre a été réalisé puis testé au Laboratoire de Physique des 2 Infinis de Bordeaux.

Après la présentation des enjeux et de l'état des recherches de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, ce travail décrit le détecteur développé, les travaux de simulation, ainsi que l'exploitation des mesures expérimentales. Il y est notamment démontré que pour un gaz d'argon, une résolution en énergie de 1.1% FWHM est atteinte, mais aussi que l'exploitation coïncidente des signaux d'ionisation et des signaux de scintillation pour la reconstruction de la position est possible dans ce type de détecteur.

Mots-clés : Neutrino, Double désintégration bêta sans émission de neutrinos, Compteur Proportionnel Sphérique, SPC, TPC Xénon

Development of a Spherical Proportional Counter (SPC) for the neutrinoless double beta decay search

Abstract: The determination of the nature of neutrino (Majorana or Dirac) is one of the fundamentals open questions in particle physics. To answer it, the most sensitive way is the observation of a neutrinoless double beta decay ($\beta\beta 0\nu$). In this framework the R2D2 (Rare Decays with Radial Detector) R&D project is assessing if the SPC (Spherical Proportional Counter) detector concept could meet the requirements of a $\beta\beta 0\nu$ decay experiment.

The advantages of such a detector are its simplicity in terms of mechanics and electronics (single readout channel), a large mass in a small volume (at 40 bar, 1 ton of Xe is reached in a 1m radius sphere), and the possibility to meet the extremely low background requirements for rare events searches.

A first step of the R&D is to optimize a SPC prototype looking for an energy resolution at the level of 1% FWHM at 2.5 MeV, mandatory to be competitive in the $\beta\beta 0\nu$ searches. The prototype in use is a 40 cm radius sphere, installed in the LP2I-Bordeaux facility.

The following document give a quick review of the state of the art in the $\beta\beta 0\nu$ field followed by a presentation of the R2D2 prototype. To evaluate the behaviour of the detector under various conditions, the outcomes of a computer simulation are presented. Then, experimental results of energy resolution measurements and simultaneous detection of light and charge signals are presented. Notably, an energy resolution as good as 1.1% FWHM for a 5.3 MeV alpha source is reported.

Keywords: Neutrino, Neutrinoless double beta decay, Spherical Proportional Counter, SPC, Xenon TPC