HAL
open science

Recherche d'événements double bêta sans émission de neutrinos grâce à une TPC de Xénon à haute pression lue par détection Micromegas auprès de l'expérience PandaX-III

Benjamin Manier

▶ **To cite this version:**

Benjamin Manier. Recherche d'événements double bêta sans émission de neutrinos grâce à une TPC de Xénon à haute pression lue par détection Micromegas auprès de l'expérience PandaX-III. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPASP082 . tel-03240404

HAL Id: tel-03240404

https://theses.hal.science/tel-03240404v1

Submitted on 28 May 2021

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.

Recherche d'événements double bêta sans émission de neutrinos grâce à une TPC de Xénon à haute pression lue par détection Micromegas auprès de l'expérience PandaX-III

Search for neutrinoless double-beta events in a high pressure Xenon TPC with Micromegas detection at the PandaX-III experiment

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576 : Particules, Hadrons, énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des particules
Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CEA, Département de Physique Nucléaire, 91191, Gif-sur-Yvette, France
Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Paris-Saclay, le 14/12/2020, par

Benjamin MANIER

Composition du Jury

Fabienne KUNNE Directrice de recherche, CEA Saclay	Présidente
Dominique THERS Professeur, IMT Nantes	Rapporteur & Examinateur
Fulvio TESSAROTTO Professeur, INFN Turin	Rapporteur & Examinateur
Theopisti DAFNI Professeur, Université de Saragosse	Examinatrice

Direction de la thèse

Damien NEYRET Chercheur E5 (HDR), CEA Saclay	Directeur de thèse

Thèse de doctorat

NNT : 2020UPASP082

« Je ne perds jamais, je gagne ou j'apprends »

-Nelson Mandela

Remerciement

Henri-Frédéric Amiel écrivait en 1852 dans son journal intime : « La vie est un éternel apprentissage. On apprend chaque jour. » Il n'aurait pas mieux résumé le parcours que j'ai suivi pendant ces quatre années de thèse. A chaque journée sa nouvelle surprise, son nouveau défi ou la rencontre d'une personne avec des projets tous plus intéressants les uns que les autres. On apprend au contact d'autrui et ce message tient à les remercier.

Tout d'abord, je souhaite remercier Dominique Thers, Fulvio Tessarotto, Theopisti Dafni et Fabienne Kunne pour avoir fait partie de mon jury de thèse. Merci pour votre adaptabilité et votre compréhension dans l'établissement d'une défense mi-physique, mi-numérique en ces temps troublés. Merci pour vos retours sur mon manuscrit qui m'ont permis de pousser les détecteurs Micromegas dans leurs derniers retranchements. Mon seul regret est de n'avoir pu échanger avec vous de vive voix sans écran interposé !

Mais cette soutenance n'aurait été possible sans un environnement propice à la stimulation intellectuelle et à la recherche. En cela, je souhaiterais remercier mes collègues. Merci Yann et Fabienne pour le regard acéré que vous portiez aux figures que je vous présentais. Elles ne sont pas forcément plus belles aujourd'hui mais certainement plus compréhensibles. Merci à Maxence, Stéphane et Éric pour avoir répondu à mes questions expérimentales ainsi que les nombreuses présentations sur des expériences toutes plus folles les unes que les autres.

Damien, je souhaite te remercier tout particulièrement pour l'accompagnement que tu m'as prodigué tout du long de ma thèse et pour tout ce que tu m'as appris au cours des années. Merci de m'avoir montré tout ce que la ficelle et le Scotch Kapton pouvaient faire pour moi. S'il existe un Mac Gyver dans les laboratoires du CEA, c'est probablement toi. Enfin, merci de m'avoir accompagné pendant les bas de ma thèse lorsque j'en ai eu besoin !

A ce titre, merci à Franck, Danielle et Isabelle pour la bienveillante surveillance qu'ils exercent sur la santé mentale des doctorants, durement mise à l'épreuve en ces temps troublés ! J'espère que vous ne tomberez pas sur des cas comme moi tous les jours bien qu'au final … Je m'en sois sorti sans séquelles.

Merci à tous les thésards du DPhN que j'ai pu croiser aux cours des années. Cela me réchauffe le cœur de voir que tant de personnes aussi belles choisissent d'investir leur vie dans la poursuite de la connaissance. On se reverra surement dès qu'il sera de nouveau possible de déjeuner ensemble

comme nous en avions l'habitude. Puisse votre soutenance de thèse se terminer par un buffet garni d'invités (et moi) ! Un petit mot spécial pour ce cher Charles : vogue sur les 7 mers et reviens nous vite pour parler science ! Tu vas nous manquer.

Qui dit thèse, dit stages … J'ai d'abord commencé comme stagiaire et à ce titre je souhaite dire à tous les stagiaires que j'ai rencontré au cours de mes travaux que leur aide a été précieuse plus d'une fois. Et pour cela, je vous remercie du fond du cœur, Bofang, Elodie, Lucas, Eve et enfin Andrii à qui je passe le flambeau. Je n'ai pas eu l'opportunité de voir l'expérience PandaX-III construite et fonctionnelle alors je n'ai qu'un vœu pour toi. Que tu puisses avoir des données réelles à te mettre sur la dent. Mais attention, nous n'aurons plus d'excuse quand ça ne marchera pas ! Bon courage à toi et à très bientôt pour ta brillante soutenance.

Pour finir, merci à ma famille et tout particulièrement ma chérie pour m'avoir supporté pendant toutes ces années ainsi que pour avoir signé pour me supporter de nombreuses années encore ! Peut-être que je deviendrais un sage savant, ce sera grâce au support inconditionnel que vous m'apportez.

Merci à toutes les personnes qui de près ou de loin ont participé à cette thèse.

A toi, qui lit cette thèse ! Merci !

Introduction

Depuis la prédiction de son existence en 1930 par Pauli, le neutrino est resté une particule mystérieuse aux yeux de la connaissance humaine. Insaisissable puisqu'il interagit avec la matière par l'interaction faible, il aura fallu attendre 1956 pour obtenir une preuve expérimentale de son existence et 1970 pour obtenir une image d'une interaction d'un neutrino dans une chambre à bulle d'hydrogène. L'existence de plusieurs saveurs de neutrinos a été depuis confirmée expérimentalement ainsi que l'existence d'un mécanisme d'oscillation des neutrinos entre les différentes saveurs. La découverte de ce mécanisme, récompensé par le prix Nobel de Physique en 2015, apporte la preuve que les neutrinos sont massifs. Cette propriété rend les neutrinos incompatibles avec le modèle standard qui les prévoit sans masse. Par voie de conséquence, l'étude des neutrinos permet d'explorer un tout nouvel espace approfondissant notre connaissance sur l'univers, au-delà du modèle standard.

Malgré de nombreuses expériences ayant eu pour but de les caractériser, les neutrinos restent des particules dont la plupart des propriétés fondamentales sont mal connues. Leur masse absolue, la nature des neutrinos, l'existence d'une violation de la symétrie combinée de charge et de parité par les neutrinos ou bien la valeur exacte des angles de mélanges entre leurs différentes saveurs sont autant d'inconnues qui mobilisent encore à ce jour la communauté scientifique. Lever ces inconnues nécessite à présent de réaliser des mesures de grande précision grâce à l'utilisation de dispositifs expérimentaux de plus en plus grands tout en utilisant des techniques de réjection des bruits de fond toujours plus efficaces. Cette thèse démarrée en 2017 s'inscrit dans la démarche de repousser les limites techniques nécessaires à la réalisation de ces expériences sur les neutrinos.

L'expérience PandaX-III se propose d'étudier la nature de Majorana ou de Dirac du neutrino en étudiant les désintégrations double bêta d'une tonne de Xénon 136 gazeux dans un ensemble de chambres à projection temporelle sous une pression de 10 bars. Cette désintégration émettant deux électrons et deux antineutrinos électroniques présentera une variante sans émission de neutrinos dans le cas où le neutrino serait de Majorana. La mise en évidence de ce phénomène se réalise par la mesure de l'énergie déposée par les électrons émis par les désintégrations dans les chambres à projection temporelle de l'expérience. La mesure de l'énergie est réalisée grâce à des détecteurs Micromegas Microbulk capables de mesurer la position et l'énergie de la trace laissée par les électrons dans les

chambres. Ils ont été conçus dans le but d'obtenir une résolution en énergie proche de 1% à 2,457 MeV, énergie de la désintégration double bêta sans émission de neutrino. De plus, de nouvelles méthodes d'analyse sont développées de manière à séparer les événements liés aux désintégrations double bêta des sources de bruit de fond. Dans le cas où l'on observerait des désintégrations double bêta sans émission de neutrino dans les chambres de PandaX-III, cela confirmerait la nature de Majorana du neutrino et de nouvelles possibilités de violation de la symétrie parité charge.

Après avoir présenté l'état de l'art de nos connaissances sur les neutrinos dans le premier chapitre, ce document décrit le dispositif de l'expérience PandaX-III ainsi que la physique des détecteurs Micromegas Microbulk employés. Le travail réalisé pendant cette thèse couvre deux aspects importants de l'expérience PandaX-III : les détecteurs Micromegas Microbulk et les méthodes de reconstruction des événements mesurés dans le but de rejeter les bruits de fond. La caractérisation des détecteurs conçus pour la première chambre prototype de l'expérience est décrite dans le chapitre 4. Cette caractérisation met en évidence les limites des détecteurs étudiés au niveau de leur capacité d'amplification du signal, de leur résolution en énergie ainsi que sur les défauts qu'ils présentent. Le chapitre 5 présente la contribution de cette thèse à l'effort de reconstruction des événements par la proposition d'une nouvelle observable basée sur le profil en énergie des traces formées par les électrons dans les chambres à projection temporelle. Cette observable sera ensuite utilisée pour établir une nouvelle méthode de réjection du bruit de fond utilisant le discriminant de Fisher.

Enfin, l'impact des défauts observés au chapitre 4 sur la reconstruction des traces des électrons est étudié dans le chapitre 6.

Sommaire

Remerciement 2
Introduction 2
Sommaire 4
Chapitre 1. Nature du neutrino 7
1.1 Histoire des neutrinos 7
1.2 Oscillation et masse des neutrinos 9
1.3 La nature du neutrino, une physique au-delà du modèle standard 10
Chapitre 2. L'expérience PandaX-III 13
2.1 La collaboration PandaX-III 13
2.2 Design de l'expérience PandaX-III 15
2.2.1 Le laboratoire souterrain de Jin-Ping 15
2.2.2 Atteindre une expérience d'une tonne de Xénon 16
2.2.3 Un module et sa chambre à projection temporelle 17
2.3 L'importance du bruit de fond 18
2.3.1 Différentes sources 19
2.3.2 Contrôle du bruit de fond 21
2.4 Défis à relever 24
Chapitre 3. Les détecteurs Micromegas 25
3.1 Les Micromegas, une évolution des chambres à fils 25
3.2 Principes physiques 26
3.2.1 Principe de fonctionnement 26
3.2.2 Ionisation du mélange gazeux 27
3.2.3 Diffusion et dérive des électrons 27
3.2.4 Transparence électronique de la microgrille 29
3.2.5 Amplification du signal 30

3.2.6 Lecture du signal 31
3.2.7 Impact de la qualité du mélange gazeux 32
3.3 Différents types de Micromegas 34
3.3.1 Les Micromegas Bulk 34
3.3.2 Les Micromegas Microbulk 36
3.3.3 Les Micromegas pour PandaX-III 37
3.3.4 Comparatif des performances 38
3.4 Principe de lecture du signal 39
3.4.1 Lecture du Module de 140 kg de Xénon 136 39
3.4.2 Les cartes Front-End 40
3.4.3 Le circuit intégré AGET 40
Chapitre 4. Performances des détecteurs Micromegas 44
4.1 Les détecteurs Micromegas pour PandaX-III 44
4.1.1 Différentes versions d'un même détecteur 44
4.1.2 Indicateurs de performances 45
4.2 Mesure de la connectivité des pistes de lecture 46
4.3 Mesures globales 50
4.3.1 Le Gain 50
4.3.2 La résolution en énergie 52
4.3.3 Protocole de test 55
4.3.4 Inspection des performances piste par piste 61
4.3.5 Etude de la réponse des pixels du détecteur 63
Chapitre 5. Reconstruction des événements dans la TPC PandaX-III 70
5.1 Physique des événements 70
5.1.1 Physique dans la TPC PandaX-III 70
5.1.2 Chaîne d'analyse pour l'expérience PandaX-III 72
5.1.3 L'analyse à partir d'observables 85
5.2 Une nouvelle observable 87
5.2.1 Normalisation de la représentation de l'énergie des traces 87
5.2.2 Exploitation de l'observable 91
5.2.3 Calcul du discriminant de Fisher 92
5.2.4 Interprétation qualitative sur un exemple du fonctionnement du discriminant de Fisher 93
5.3 Performances 96
5.4 Limites du discriminant de Fisher 104

Chapitre 6. Impact des défauts des détecteurs Micromegas 105
6.1 Simulation des pistes défectueuses 105
6.2 Impacts des pistes défectueuses 108
6.2.1 Rappels sur les observables importantes de la reconstruction 108
6.2.2 Morcellement des traces 109
6.2.3 Importance de la taille du défaut 109
6.2.4 Impact sur le spectre en énergie des événements double bêta dans la région d'intérêt 110
6.2.5 Impact sur la méthode du discriminant de Fisher 111
6.3 Reconstruction de l'énergie perdue 114
6.3.1 Evaluation de la sévérité du défaut par de nouvelles observables 114
6.3.2 Réparation des événements 118
6.4 Conclusion sur l'effet des pistes désactivées 124
6.4.1 Impact sur la reconstruction 125
6.4.2 Limites admissibles 125
Conclusion 127
Bibliographie 131

Chapitre 1.

Nature du neutrino

« Ce qui est incompréhensible, c'est que le monde soit compréhensible. »
- Albert Einstein

1.1 Histoire des neutrinos

Le neutrino est une particule élémentaire du modèle standard de la physique des particules. Son existence a été postulée par Wolfgang Pauli en 1930 [1] dans le cadre d'études sur la désintégration bêta. Cette désintégration semblait manifester une non-conservation de l'impulsion qui a conduit Pauli à postuler l'existence d'une particule neutre, de faible masse. Cette particule hypothétique, nommée neutrino (petit neutron en italien) dans les années qui suivirent, permet de rétablir la conservation de l'impulsion dans l'équation de la désintégration bêta (Equation 1-1).

$$^{14}_{6}C \rightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{0}_{-1}e + {}^{0}_{0}\bar{\nu}$$

Equation 1-1 : Désintégration bêta moins du Carbone 14 vers l'Azote 14 en émettant un électron et un antineutrino électronique.

La preuve de l'existence du neutrino est apportée par Frederick Reines et Clyde Cowan en 1956 [2] à travers l'étude d'un réacteur nucléaire source de neutrinos. Les neutrinos provenant d'un réacteur nucléaire interagissent avec un proton pour créer un neutron et un positron (un antiélectron). Le neutron était ensuite capté par du Cadmium 108 dissous dans l'eau pour former du Cadmium 109 qui se désexcitait en émettant un rayonnement gamma capté par des photomultiplicateurs. En comparant les flux obtenus avec le réacteur allumé et éteint, il a été possible de montrer qu'on observait 3 neutrinos par heure en excès lorsque le réacteur était allumé. De nouveaux neutrinos sont par la suite

découverts pour un total de trois types (nommés saveurs) de neutrinos : le neutrino électronique (découvert en 1956), le neutrino muonique (découvert en 1962 [3]) et le neutrino tauique (découvert en 2000 [4]). Chaque neutrino est associé à un lepton dans le modèle standard (Figure 1-1) qui lui donne son nom.

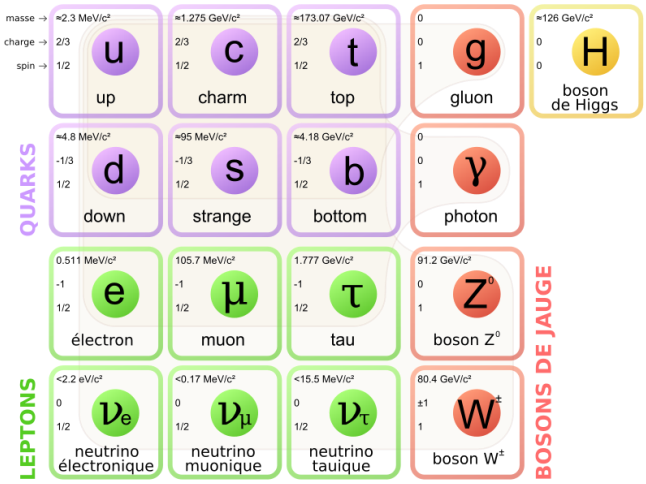

Figure 1-1 : Modèle standard de la physique des particules, composé de ses 16 particules auxquelles on ajoute le boson de Higgs nouvellement découvert. Les neutrinos forment un duo leptonique avec le lepton qui leur donne leur nom. [5]

Le neutrino est une particule qui interagit avec la matière en utilisant principalement la force faible et la gravitation ce qui en fait une particule extrêmement fugace et difficile à détecter. Pour exemple, la probabilité qu'un neutrino interagisse avec la Terre en la traversant est de 10^{-9} pour des neutrinos de 1 MeV. La section efficace d'interaction augmentant avec l'énergie des neutrinos, cette probabilité devient égale à 1 au-delà de 100 TeV. Les neutrinos de si haute énergie étant plus rares que ceux de basse énergie, la détection directe des neutrinos se réalise soit en étudiant les interactions de neutrinos de haute énergie avec de larges quantités de matière soit en étudiant les phénomènes émetteurs de neutrino et impliquant d'autres particules plus faciles à mesurer telles les désintégrations bêta (Equation 1-1). La première méthode a été utilisée en 1970 pour obtenir la première photographie de l'interaction d'un neutrino (Figure 1-2). La seconde pour la découverte expérimentale des neutrinos en 1956. [2]

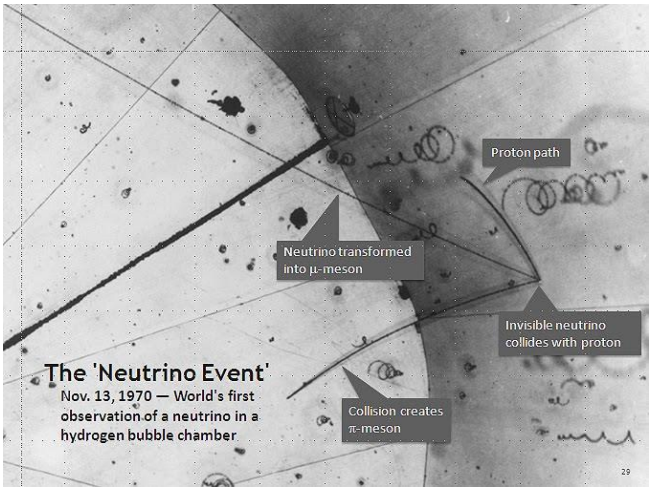

Figure 1-2 : Première photographie de l'observation d'un neutrino dans une chambre à bulle remplie d'hydrogène. On y observe la collision d'un neutrino dans un proton à travers la trajectoire des particules créées par l'interaction, le trajet du neutrino étant invisible dans la chambre. [6]

1.2 Oscillation et masse des neutrinos

Depuis leur découverte, l'étude des neutrinos est un sujet qui a depuis lors mobilisé de nombreuses expériences dans le but de les caractériser. L'expérience Super Kamiokande a notamment mis en évidence en 1998 un phénomène d'oscillation des neutrinos [7], phénomène confirmé ensuite par les collaborations SNO [8] et Kamland [9]. Au cours de leur parcours dans l'espace, un neutrino d'une saveur particulière se change en un neutrino d'une autre saveur. Dans le cadre de la théorie de l'interaction faible, les neutrinos présentent cette oscillation si et seulement s'ils sont massifs. Ainsi, la découverte des oscillations confère une masse aux neutrinos dont il faut à présent caractériser les états propres de masse (ces derniers n'étant pas forcément égaux aux masses apparentes des saveurs). Maki, Nakagawa et Sakata ont introduit une matrice de mélange pour décrire la relation entre les saveurs des neutrinos et leurs états de masse propres [10]. Cette matrice, nommée Matrice PMNS (Pontecorvo - Maki - Nakagawa - Sakata), représente les proportions respectives de chaque état de masse aux saveurs à travers un ensemble d'angles de mélange (Equation 1-2). La mesure des angles de mélange est à ce titre un sujet d'étude important de la communauté des neutrinos.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Equation 1-2 : Relation entre les saveurs de neutrino et les états de masse correspondant avec U la matrice PMNS.

Dans le même temps, l'étude des neutrinos solaires et atmosphériques a permis d'obtenir des contraintes sur les différences de masses entre les neutrinos [11]. De ces mesures ont été déduits deux modèles de répartition respective des masses des neutrinos : la hiérarchie normale où $m_1 < m_2 < m_3$ et la hiérarchie inversée où $m_3 < m_1 < m_2$ (Figure 1-3). La valeur absolue de la masse des neutrinos n'est à ce jour pas connue. L'expérience KATRIN a posé en 2019 la limite haute à ces masses à 1.1 eV avec un niveau de confiance à 90% [12].

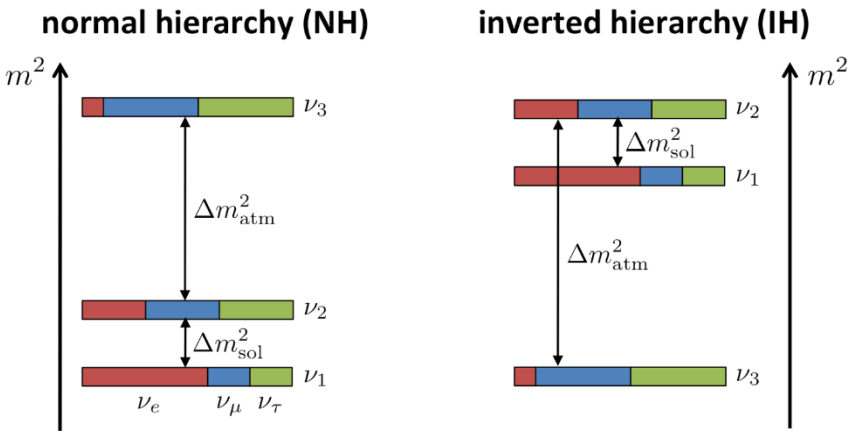

Figure 1-3 : Hiérarchie de masse normale et inversée telles qu'elles sont envisageables à partir des résultats obtenus par l'étude des neutrinos solaires et atmosphériques. Ces études ont permis de calculer les différences de masses entre les neutrinos 1 et 2 et 2 et 3. La valeur absolue de la masse est encore inconnue. Les différentes couleurs correspondent aux mélanges des différentes saveurs de chaque neutrino : neutrino électronique (rouge), muonique (bleu), tauique (vert). [13]

1.3 La nature du neutrino, une physique au-delà du modèle standard

Le caractère massif des neutrinos n'est cependant pas prévu par le modèle standard. L'étude des neutrinos ouvre ainsi tout un champ d'études sur la physique au-delà du modèle standard. Notamment, l'étude de la nature du neutrino est un sujet de recherche particulièrement intéressant. Deux cas sont possibles, soit le neutrino est dit de Dirac et il est distinct de sa propre antiparticule, soit il est dit de Majorana et le neutrino est sa propre antiparticule [14]. Ceci aurait des conséquences importantes sur l'asymétrie matière-antimatière. Ces dernières années de nombreuses collaborations ont eu pour but d'élucider cette dichotomie à travers l'étude des désintégrations double bêta de certains isotopes. Cette désintégration ne se manifeste que lorsque le noyau initial a un niveau d'énergie plus bas que celui qu'on aurait obtenu par transformation d'un neutron en proton, mais plus élevé que celui obtenu par transformation de deux neutrons en protons. Dans ce cas, la désintégration double bêta est favorisée par apport à la désintégration bêta, cette dernière étant cinématiquement interdite. Dans ce cas, le noyau se désintègre en transformant deux neutrons en protons et émettant deux bosons W^-. Chacun des bosons se convertit rapidement en une paire formée d'un électron et d'un antineutrino électronique, créant dans l'état final deux électrons et deux antineutrinos électroniques. Dans le cas où le neutrino serait une particule de Majorana, il serait possible d'observer l'annihilation des deux neutrinos. Dans le diagramme de Feynman (Figure 1-4) de cette réaction, les antineutrinos électroniques seraient alors virtuels et transmettraient leur énergie aux deux électrons. Outre le fait que cette relation viole la conservation du nombre leptonique, sa mesure permettrait d'assurer que le neutrino est une particule de Majorana. Ainsi, des phases complexes, violant la symétrie CP, devraient être ajoutées à la matrice PMNS décrivant les neutrinos. Ceci ajouterait au modèle standard une voie supplémentaire de violer cette symétrie et une piste supplémentaire pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers.

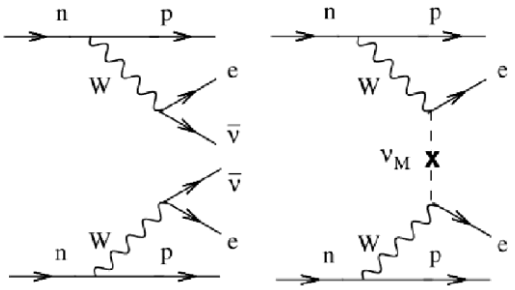

Figure 1-4 : Diagramme de Feynman de la désintégration double bêta avec émission de neutrino (gauche), et la désintégration sans émission de neutrino (droite) où les deux neutrinos virtuels s'annihilent entre eux. Cette deuxième réaction viole la conservation du nombre leptonique et est donc interdite dans le modèle standard. On ne l'observerait que dans le cas où le neutrino est une particule de Majorana. [15]

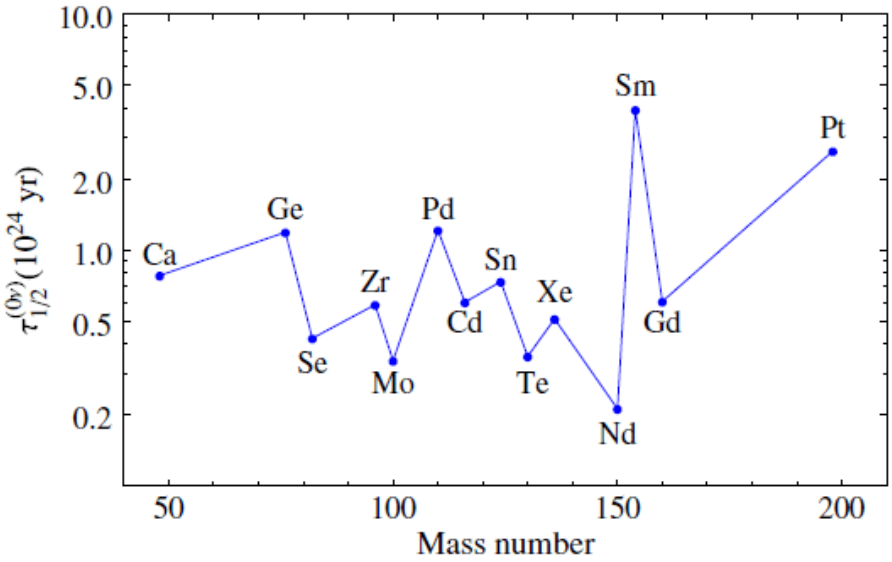

Figure 1-5 : Demi-vies des principaux éléments se désintégrant par désintégration double bêta. Elles ont été calculées pour l'expérience AMoRE. [16]

Le fait que la désintégration double bêta soit une désintégration de second ordre implique qu'elle se manifeste sur un ensemble réduit d'isotopes radioactifs (Figure 1-5). De plus, les demi-vies associées sont de l'ordre de 10^{24} ans ce qui nécessite d'utiliser des détecteurs avec une masse importante de l'isotope choisi pour obtenir un nombre significatif d'événements.

(AJOUT)

Plusieurs axes de détections sont aujourd'hui à l'étude par la communauté scientifique. Il existe un double défi à relever pour mettre sur pied une expérience de détection de la désintégration double bêta sans émission de neutrino. Elle doit contenir une grande quantité d'isotope radioactif présentant cette désintégration tout en gardant une très grande capacité de réjection de signal. Ceci nécessite l'emploi de technologie de haute précision qui peuvent subir une mise à l'échelle importante. Une première approche utilisée par GERDA[], Majorana[] et LEGENDS[] est d'utiliser des semiconducteurs à base de Germanium 76. Des cristaux de Germanium sont utilisés pour détecter tout dépôt d'électron au sein de la maille cristallographique. Cette technologie est mature et la fabrication des cristaux de Germanium possède l'avantage d'éliminer naturellement les contaminants du milieu de détection. Elle offre aussi une excellente résolution en énergie à l'énergie de désintégration double

bêta. Cependant, il est difficile d'augmenter la quantité d'isotope étudié puisqu'il faut installer un grand nombre de petits détecteurs individuellement.

Une seconde méthode utilise des calorimètres cryogéniques nommés bolomètres. Les cristaux de matière radioactive contenus dans les bolomètres vont se réchauffer sous l'effet des interactions qui ont lieu en leur sein. Ce changement de température est ensuite lu par des thermomètres. La sensibilité des bolomètres permet d'obtenir d'excellentes performances en détection des événements tout en ne posant pas de problème conceptuel pour être employée à plus grande échelle. L'exécution de cette mise l'échelle est cependant difficile car il faut opérer une grande quantité de bolomètres à une très faible température ce qui constitue un défi technique important pour les collaborations. Différents isotopes sont étudiés à travers cette méthode : le ^{130}Te avec CUORE, le ^{100}Mo avec AMoRE et la collaboration CUPID étudie le ^{82}Se, ^{100}Mo, ^{130}Te.

Il est possible d'utiliser des scintillateurs organiques pour étudier la désintégration double bêta sans émission de neutrino. Les composant radioactifs (^{136}Xe, ^{130}Te) sont alors contenu dans un solvant liquide ce qui offre de nombreux avantages au niveau de la purification du mélange pendant l'opération des détecteurs. Il est aussi facile d'augmenter la quantité d'isotope de l'expérience en augmentant le volume liquide contenu dans l'expérience. Cependant, le bruit provenant des neutrinos Solaire est un facteur limitant pour cette technologie. Les collaborations KamLAND-Zen et son successeur KamLAND2-Zen (^{136}Xe), SNO+ (^{130}Te) et ZICOS (^{96}Zr) travaillent sur cette technologie.

L'emploi de scintillateurs inorganique est aussi à l'étude avec la collaboration CANDLES qui utilise des cristaux de CaF2 dont ils étudient la scintillation du ^{48}Ca. L'intérêt de cet isotope est qu'il possède un $Q_{\beta\beta}$ de 4,27 MeV s'affranchissant des sources de bruit communes aux expériences à des énergies inférieures. Cette approche reste limitée par le coût de production des cristaux qui reste élevé.

Le programme NEMO utilise une approche différente de l'ensemble des autres collaborations. Une source d'isotope présentant la désintégration double bêta sans émission de neutrino est étudiée par un ensemble de calorimètres qui réalisent le tracking des particules émises par les désintégrations. Cette technologie permet d'obtenir des informations topologiques extrêmement précises sur les électrons émis ce pour n'importe quel isotope. Il n'est cependant pas possible d'étudier de large quantité d'isotopes.

Une dernière méthode consiste à employer des chambres à projection temporelle qui utilisent l'ionisation et la scintillation d'un isotope sous forme liquide ou gazeuse pour recueillir les événements provenant des isotopes étudiés. L'existence de ce double canal permet d'obtenir des informations topologiques permettant de rejeter le bruit de fond sur la base de la forme du signal. Il est possible d'étudier de grandes quantités d'isotopes en utilisant de grandes chambres ou un ensemble de chambres de taille plus restreintes. La difficulté principale résidant dans la purification de l'isotope employé et dans la fabrication de détecteur ayant les performances requises pour la détection. Il est possible de citer les expériences Exo-200 et nEXO étudiant du ^{136}Xe sous sa forme liquide, NEXT étudiant la scintillation de Xénon 136 sous sa forme gazeuse. Enfin, la collaboration PandaX-III se propose d'étudier l'ionisation du Xénon 136 sous sa forme gazeuse à haute pression.

Chapitre 2.

L'expérience PandaX-III

« C'est par l'expérience que progressent la science et l'art »
Aristote - La Métaphysique

2.1 La collaboration PandaX-III

L'étude de la nature des neutrinos par le biais de l'étude de la désintégration double bêta sans émission de neutrino est un sujet qui mobilise de nombreuses collaborations dans le monde. Les expériences les plus connues sur ce sujet incluent CUORE [17], EXO [18], GERDA [19], KamLAND-Zen [19], Majorana [20], SNO+ [21]. Elles se concentrent toutes sur l'étude des isotopes présentant la possibilité de se désintégrer par désintégration double bêta. Les générations précédentes d'expériences ont permis de poser un ensemble de limites sur les sensibilités à atteindre pour observer la désintégration double bêta sans émission de neutrino (Figure 2-1). On observe d'ailleurs qu'il faut atteindre un gain de sensibilité de l'ordre de 5 sur la masse de Majorana du neutrino pour sonder le domaine de la hiérarchie inverse et un gain de 50 pour sonder le domaine de la hiérarchie normale. La génération actuelle d'expérience se propose d'atteindre des sensibilités suffisantes pour sonder l'espace de la hiérarchie inversée. Pour cela, les dispositifs expérimentaux doivent notamment atteindre une masse totale d'une tonne de l'isotope radioactif présentant des désintégrations double bêta. Ceci présuppose de réussir à relever plusieurs défis importants tels que [22] :

- Obtenir une tonne de l'isotope radioactif voulu.
- Atteindre une excellente résolution en énergie dans les détecteurs employés.
- Réussir à réduire le bruit de fond provenant du dispositif expérimental à des taux marginaux.
- Réduire plus encore le bruit de fond par le développement de nouvelles méthodes de discrimination des événements double bêta sans émission de neutrino du bruit de fond résiduel présent dans l'expérience. Il est attendu que le taux de bruit de fond après

discrimination soit de l'ordre de 0,1 événement/tonne/an dans la région d'intérêt centrée sur l'énergie de la désintégration double bêta sans émission de neutrino $Q_{\beta\beta}$.

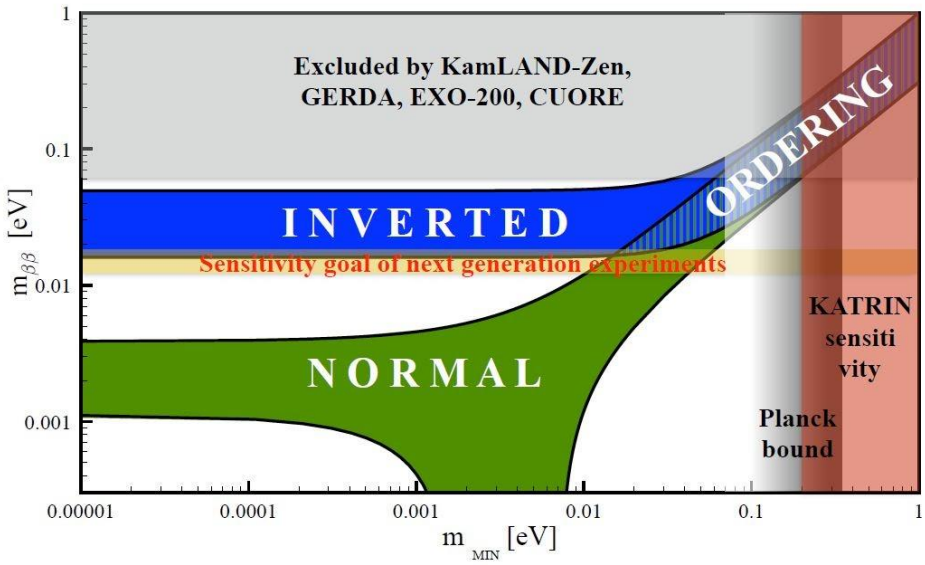

Figure 2-1 : Etat de l'art en 2019 de l'espace sondé par les différentes collaborations travaillant sur la nature du neutrino. On observe les limites posées sur la masse de Majorana du neutrino et sur la masse minimale du neutrino le plus léger. La sensibilité nécessaire à atteindre pour observer des désintégrations double bêta sans émission de neutrino dans le cas de la hiérarchie inversée est indiquée en jaune. [23]

La collaboration PandaX-III [22] participe à cette poursuite d'une meilleure sensibilité à travers l'étude d'une tonne de Xénon 136 gazeux sous haute pression (10 bars) au sein du laboratoire souterrain de CJPL (Chinese JinPing Laboratory). Elle est composée de de différents institut tel l'université Jiao Tong de Shangaï, l'université de Saragosse et le commissariat à l'énergie atomique et aux énergie alternatives à travers le laboratoire de l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (IRFU). Le choix du Xénon 136 permet de profiter de plusieurs caractéristiques intéressantes. Il se désintègre principalement par désintégration double bêta avec une demi vie de $2{,}165.10^{21}$ ans [24] et il est chimiquement inerte de par sa nature de gaz noble. Il est aussi naturellement présent à 8,9% [22] dans le xénon naturel qui est peu difficile à enrichir à des proportions importantes. Il existait ainsi déjà en 2016 une tonne de Xénon 136 enrichi dans le monde notamment utilisé par les collaborations nEXO, KamLAND-Zen qui étudient la désintégration double bêta à travers l'usage de Xénon sous sa forme liquide et NEXT [25] sous forme gazeuse. Le gaz employé dans l'expérience PandaX-III sera constitué d'un mélange de Xénon 136 enrichi à 90% et de Triméthylamine (TMA) à 1% dont les désintégrations double bêta émettront des électrons qui seront lus dans une chambre à projection temporelle (TPC). Cette chambre à projection temporelle est responsable de la collecte de ces électrons et ensuite de les guider vers un plan de détection composé de détecteurs Micromegas Microbulk. Ce dispositif permet d'observer l'énergie totale des électrons émis lors d'une désintégration double bêta. Dans le cas du Xénon 136, cette énergie totale est de $Q_{\beta\beta}$ = 2459 keV. Pour observer cette énergie, il est crucial pour la réussite de l'expérience de prendre en compte les potentielles sources de bruit de fond. Il faut notamment faire attention aux chaînes de désintégration du Thorium 232 (^{232}Th) et de l'Uranium 238 (^{238}U). En effet, le Bismuth 214 (provenant de l'Uranium 238) et le Thallium 208 (provenant du Thorium 232) émettent des rayonnement gammas à des énergies proches de $Q_{\beta\beta}$, respectivement à 2448 keV pour le Bismuth 214 et 2614 keV pour le Thallium 208. Il est aussi prévu de séparer les événements double bêta des gammas parasites en réalisant une étude topologique des signaux mesurés.

Le but de l'expérience est de réussir à maintenir le mélange de Xénon gazeux sous une pression de 10 bars tout en créant un environnement aussi radiopur que possible pour limiter l'apparition de signaux parasites. Les détecteurs employés doivent atteindre une résolution en énergie au pire de 3% et jusqu'à 1 % dans le cas idéal pour permettre à l'expérience d'atteindre la sensibilité requise pour sonder le domaine de la hiérarchie de masse inversée.

A l'heure actuelle, en admettant la réussite de l'expérience avec ces critères, l'expérience PandaX-III prendra des mesures pendant trois ans. La sensibilité atteinte lui permettra de poser des limites intéressantes sur l'existence de la désintégration double bêta sans émission de neutrino dans le cadre de la hiérarchie de masse inversée. Le premier prototype de 200 kg de Xénon 136 est conçu pour être sensibles aux masses de Majorana supérieures à 70 meV. Une fois la tonne de Xénon136 actif atteinte, la sensibilité de l'expérience sera de 15 meV [22]. Pourvu que l'expérience réussisse à atteindre les niveaux de bruit projetés en son sein de l'ordre de 2 coups par an. [26]

2.2 Design de l'expérience PandaX-III

2.2.1 Le laboratoire souterrain de Jin-Ping

Le choix du laboratoire est d'une grande importance dans le cadre d'une expérience à bas bruit. En effet, ce choix implique de lourdes conséquences sur le bruit de fond ambiant auquel l'expérience sera soumise. L'expérience PandaX-III est située dans le laboratoire souterrain de Jin-Ping (CJPL). Il est situé dans la province du Sichuan en Chine, le long d'un barrage hydroélectrique creusé dans les montagnes du Jin-Ping et exploitant la rivière Yalong (Figure 2-2).

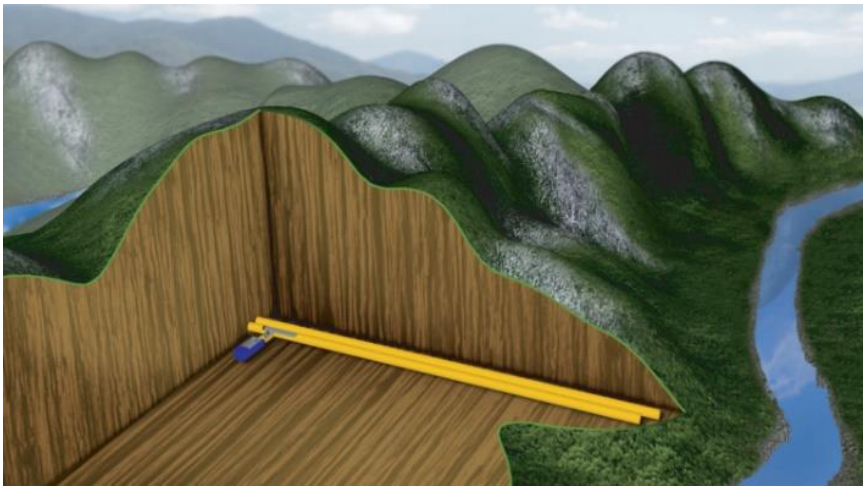

Figure 2-2 : Le laboratoire CJPL (China Jin-Ping deep underground Laboratory). Il se situe à une profondeur de 2400 m sous les montagnes Jinping au niveau d'un barrage hydroélectrique situé sur le fleuve Jalong. [27]

Ce laboratoire possède des atouts pour la réalisation d'une expérience à bas bruit. Le laboratoire se situe 2400 mètres sous les montagnes du Jinping (Figure 2-3) ce qui lui permet d'obtenir un taux de radiations cosmiques de 1 muon/semaine/m^2 grâce à l'atténuation naturelle de la roche le surplombant [28]. Ceci rend le laboratoire CJPL le laboratoire le plus profond du monde avec une profondeur de 6720 mètres équivalent eau [22]. Le laboratoire est de surcroît positionné dans une

couche de marbre, une roche naturellement plus pauvre en radionucléides tels que Thorium 232 et l'Uranium 238 dont les chaînes de désintégrations sont problématiques dans la gestion du bruit de fond de l'expérience.

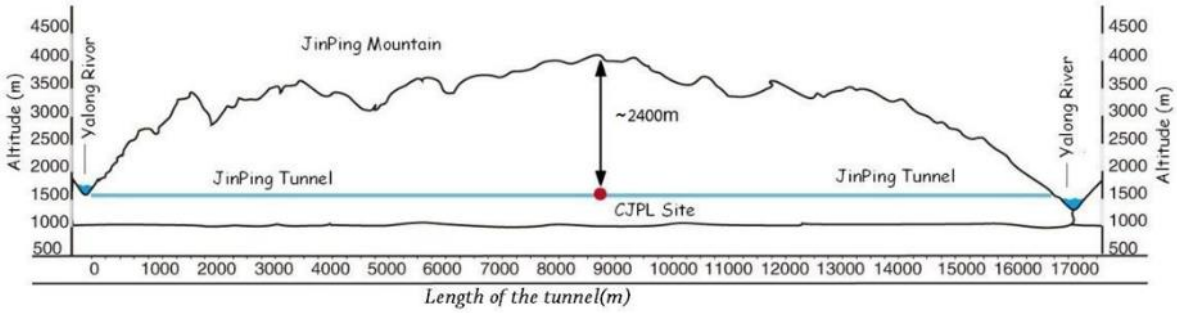

Figure 2-3 : Positionnement du Laboratoire CJPL dans les montagnes du JinPing. Le laboratoire est protégé des rayonnements cosmiques par une épaisseur de 2400 mètres de roches, l'accès au site se réalise par le tunnel JinPing creusé dans la montagne. [29]

Ces caractéristiques font du laboratoire souterrain de Chine Jinping un des laboratoires les mieux protégés au monde vis-à-vis des rayonnements extérieurs ce qui le rend idéal pour conduire une expérience à bas bruit telle que PandaX-III.

2.2.2 **Atteindre une expérience d'une tonne de Xénon**

Pour atteindre la sensibilité requise pour sonder les énergies probables des neutrinos dans le cas de la hiérarchie de masse inversée, les expériences étudiant la désintégration double bêta sans émission de neutrino doivent utiliser une masse totale d'une tonne d'isotope radioactif. Or, réaliser une expérience d'une tonne d'isotope actif est un défi technique majeur que doivent résoudre l'ensemble des collaborations du monde.

La collaboration PandaX-III a pris le parti d'utiliser une approche modulaire. Il est prévu de séparer le volume actif d'une tonne de gaz enrichi à 90% de Xénon 136 en cinq modules. L'approche modulaire permet de concevoir des cuves haute pression de plus petites tailles ce qui facilite grandement le travail de conception et de réalisation (Figure 2-4). Chaque cuve contiendra du Xénon à 10 bars de pression pour un poids total d'environ 200 kg de Xénon. Un premier module prototype de 140 kg est en cours de construction et servira de modèle de référence pour ce document. Il constitue le module pilote de l'expérience et sert à valider le concept de l'expérience. Il sera dans un premier temps protégé par un "dry-shielding" composé de PTFE et de Plomb. Par la suite, les modules seront disposés dans une piscine d'eau pure qui participe à l'isolation de l'expérience des rayonnements parasites provenant de l'environnement. L'expérience PandaX-III atteindra une tonne de Xénon enrichi lorsque les cinq modules nécessaires auront été assemblés et installés dans la piscine.

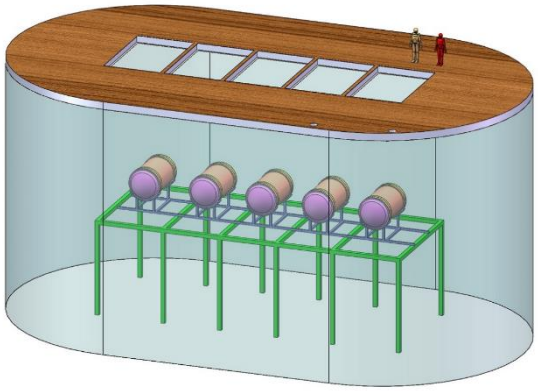

Figure 2-4 : Ensemble des modules de l’expérience PandaX-III dans leur piscine de stockage. [22]

2.2.3 **Un module et sa chambre à projection temporelle**

Chaque module de l’expérience PandaX-III mesure les désintégrations double bêta du Xénon 136 grâce à l’emploi d’une chambre à projection temporelle (TPC). Elle se divise en deux parties : un espace de dérive où le gaz est soumis à un champ électrique, dit de dérive, et d’un plan de détecteur (Figure 2-5). Dans le cas où une particule ionisante traverse la chambre, cette particule incidente interagit avec le gaz contenu dans l’espace de dérive et l’ionise. Cette ionisation crée des paires électrons-ions qui vont ensuite dériver le long des lignes de champ de dérive. Les électrons sont guidés jusqu’au plan de lecture où ils sont transformés en signaux par les détecteurs employés. Ces signaux seront ensuite traités et stockés grâce à une électronique d’acquisition adaptée. Le modèle étudié dans le cadre de ces travaux est une TPC prototype de contenant 140 kg de Xénon 136 sous une pression de 10 bar. La partie active du détecteur possède un espace de dérive cylindrique de 120 cm de long pour 160 cm de diamètre. Un seul plan de détection est prévu et il sera constitué d’un ensemble de 52 détecteurs ayant une zone active de 20 cm par 20 cm. Le maintien du champ de dérive se fait par une cage de champ utilisant des cartes PCB flexibles supportées par un baril acrylique.

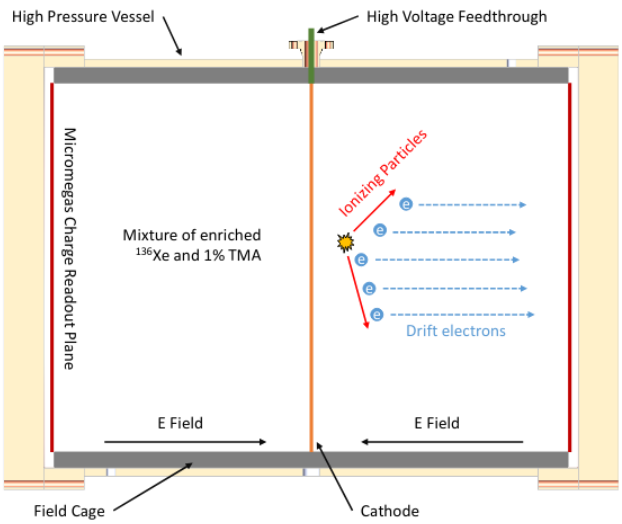

Figure 2-5 : Schéma de fonctionnement de la double TPC prévue initialement pour PandaX-III. Le premier module de l'expérience sera un modèle à simple TPC basé sur le même principe. Les particules ionisantes traversant le gaz déposent leur énergie sous la forme d'électrons primaires qui dérivent sous l'effet du champ électrique de dérive E_{Field} jusqu'au plan de détection où ils seront lus par des détecteurs Micromegas. [22]

L'avantage principal de l'utilisation de chambres à projection temporelle dans l'expérience PandaX-III réside dans leur capacité à repérer dans l'espace les dépôts d'énergie qui se produisent en son sein. En effet, les détecteurs Micromegas utilisés par la collaboration PandaX-III sont capables de mesurer selon un plan de coordonnées X et Y les événements parvenant jusqu'au plan de détection. La coordonnée Z de chaque point est reconstruite en mesurant le temps de dérive des électrons dans le gaz. On peut ainsi obtenir en théorie une reconstruction en trois dimensions de la trajectoire de tout événement ionisant se déroulant dans la chambre.

Les performances d'une chambre à projection temporelle sont directement liées au gaz employé en son sein. Le Xénon 136 se désintègre par le canal de la désintégration double bêta en émettant deux antineutrinos électroniques et deux électrons. La somme des énergies des quatre particules est égale à $Q_{\beta\beta}$= 2458 keV. Les neutrinos s'échappent de la chambre car leur libre parcours moyen est très grand devant la taille de la chambre. Au contraire, les électrons déposent toute leur énergie dans le gaz en créant des paires électrons-ions le long de leur passage. Les électrons chargés négativement vont ensuite dériver vers le plan de lecture tout en se diffusant dans le gaz. C'est pour cette raison que le Xénon enrichi à 90% est additionné avec de la Triméthylamine (TMA), un gaz désactivateur (Quencher). Cette appellation provient de la capacité du TMA à absorber la scintillation naturelle du Xénon d'où l'appellation gaz désactivateur [22]. De plus, la diffusion des électrons dans le gaz peut être ajustée en contrôlant la proportion de TMA dans le mélange gazeux [22]. Il y a ici un choix à effectuer entre le contrôle sur la diffusion des électrons primaires créés et la conservation de la scintillation naturelle du Xénon. Il faut noter que la scintillation du Xénon peut être utilisée, notamment par la collaboration NEXT [25], pour étudier les désintégrations double bêta sans émission de neutrino.

Cependant, le Xénon 136 peut être ionisé par de nombreuses sources différentes provenant de mécanismes parasites qui vont constituer le bruit de fond de l'expérience.

2.3 L'importance du bruit de fond

2.3.1 **Différentes sources**

La désintégration double bêta du Xénon possède une demi vie de 2,165*10^{21} ans [18] et il est estimé que dans le cas de la hiérarchie de masse inversée, la demi-vie de la désintégration double bêta sans émission de neutrino est estimée être de l'ordre de 10^{26} ans. Il est ainsi attendu que l'on ne détecte que quelques événements de ce type par an et par kilogramme dans la TPC de PandaX-III. On comprend alors qu'il est primordial de réussir à identifier tout particule incidente parasite mesurée par la chambre à projection temporelle.

Toute particule capable d'ioniser le Xénon 136 contenu dans la chambre à projection temporelle crée ainsi des paires électron-ion dont les électrons vont générer des signaux dans les détecteurs. Il est donc clair que toute particule pouvant déposer de l'énergie dans la TPC sous forme d'ionisation est considérée comme du bruit et que ce bruit devra être traité postérieurement lors de l'analyse des données mesurées par la collaboration. La collaboration est particulièrement vigilante vis à vis des sources de bruits qui se situent dans la région d'intérêt en énergie de l'expérience, soit une fenêtre de $Q_{\beta\beta}$ – 3 % à $Q_{\beta\beta}$ + 3 %, de 2384 keV à 2532 keV.

Il est possible de lister les sources de signaux parasites qui seront rencontrées lors des prises de données de l'expérience PandaX-III et dont il faudra tenir compte. Elles sont les suivantes :

- Les désintégrations nucléaires des radionucléides environnants
- Le rayonnement cosmique
- Les neutrons
- Les rayonnements électromagnétiques

2.3.1.1 La radioactivité naturelle

La radioactivité naturelle des composants de l'expérience constitue une source potentiellement majeure de bruit pour l'expérience PandaX-III. Les rayonnements gammas issus des chaînes de désintégration du Thorium 232 (demi-vie de 1,4.10^{10} ans) et de l'Uranium 238 (demi-vie de 4,46.10^{9} ans) sont problématiques pour l'expérience PandaX-III à travers les désintégrations respectives du Thallium 208 et du Bismuth 214. Ils proviennent respectivement des chaînes de désintégration du Thorium 232 et de l'Uranium 238 et se désintègrent principalement par émission bêta moins (Figure 2-6). Le Thallium 208 se désintègre par émission bêta moins en un état excité du Plomb 208. Ce dernier se désexcite en émettant un rayonnement gamma de 2614 keV. Le Bismuth 214 se désintègre lui par émission bêta moins en un état excité du Polonium 214 qui se désexcite via un rayonnement gamma de 2448 keV. Ces rayonnements gammas ont ensuite une probabilité non nulle d'ioniser le mélange gazeux dans la TPC en y déposant tout ou une partie de leur énergie. Ces rayonnements gammas sont particulièrement problématiques puisque situés dans la région d'intérêt centrée sur $Q_{\beta\beta}$, notamment celui provenant du Bismuth 214 dont l'énergie est à moins de 10 keV de $Q_{\beta\beta}$.

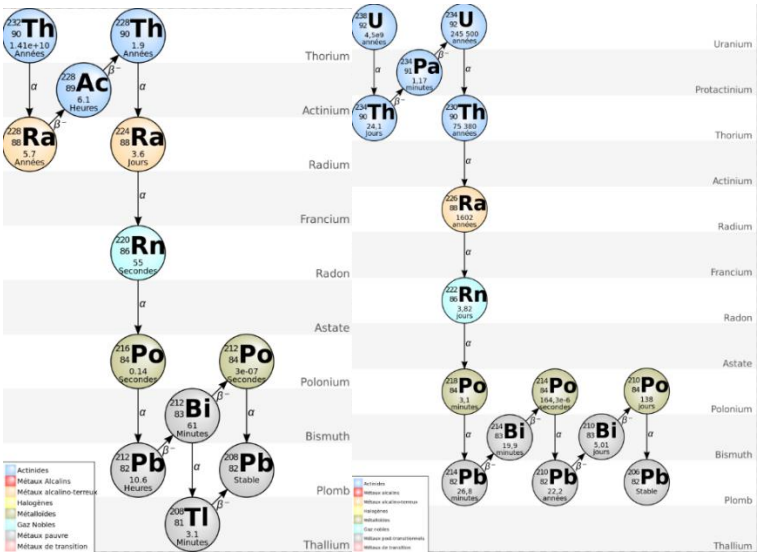

Figure 2-6 : Chaînes de désintégrations du Thorium 232 [30] (gauche) et de l'Uranium 238 [31] (droite). Les isotopes problématiques pour l'expériences PandaX-III sont : le Radon de par son état de gaz et les désintégrations du Bismuth 214 et du Thallium 208 dont les désintégrations engendrent l'émission de rayonnement gamma d'énergie proche de $Q_{\beta\beta}$.

Ces rayons gammas ont ensuite deux modes principaux d'interaction avec le Xénon 136 aux énergies considérées (Figure 2-7). Le premier mode est l'effet Compton. Le photon gamma subit une collision inélastique avec un électron du nuage électronique d'un atome de Xénon. Le photon transfère une partie de son énergie à l'électron qui est éjecté du cortège électronique de l'atome concerné, l'énergie restante étant réémise sous la forme d'un second photon gamma. Ainsi, il est possible pour le rayon gamma incident d'interagir plusieurs fois dans la TPC. Si le photon gamma ne dépose pas toute son énergie dans la TPC, il va alors s'en échapper. Le deuxième mode possible voit le photon gamma éjecter un électron par effet photoélectrique lors de son interaction avec un atome de Xénon. Le photon incident est totalement absorbé lors de l'interaction et éjecte de son cortège électronique un électron d'énergie équivalente à l'énergie absorbée

Ces deux interactions peuvent être problématiques dans le cas où l'énergie déposée dans la TPC se trouve dans la région d'intérêt. Alors, ils peuvent être confondus avec le signal produit par les désintégrations double bêta sans émission de neutrino.

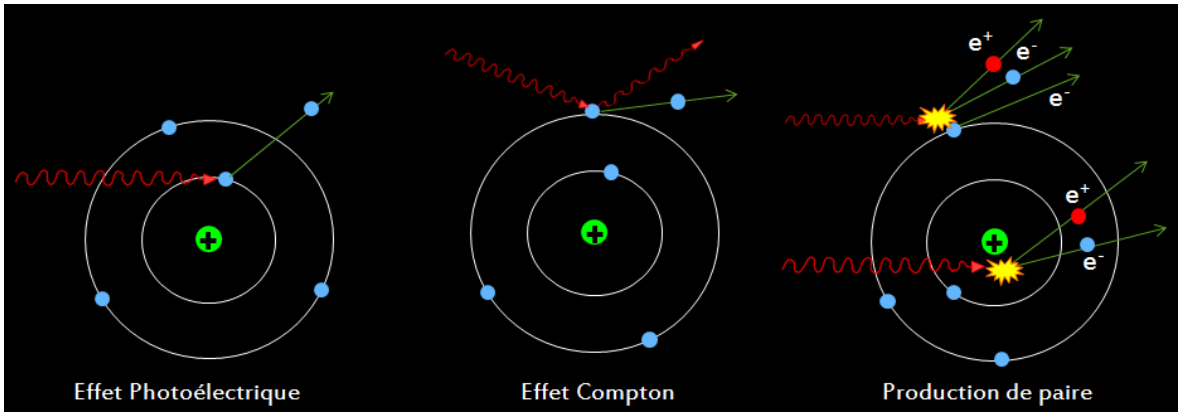

Figure 2-7 : Possibles interactions d'un photon avec la matière. L'effet photoélectrique voit le photon absorbé par un électron du cortège électronique d'un atome, ce qui l'éjecte du cortège. L'effet Compton voit la réémission d'un photon gamma avec l'énergie non absorbée par l'électron. A des énergies plus élevées, le photon gamma

peut se convertir en une paire d’électron-positron lors de son interaction avec le noyau ou un électron du cortège. [32]

2.3.1.2 Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique provient de l’espace autour de la planète Terre. Lors de leur arrivée dans la haute atmosphère, les particules énergétiques du rayonnement cosmique interagissent avec les molécules et atomes qui la composent et créent des gerbes de particules sous-produits de ces interactions. Des muons d’énergie très variables et avec une durée de vie très courte sont notamment produits par ces gerbes. Ces rayons sont très pénétrants et peuvent traverser d’importantes couches de roche pour à leur tour déposer de l’énergie dans la TPC de PandaX-III par effet Compton ou photoélectrique. Il est aussi possible d’avoir des activations cosmogéniques sous l’irradiation de ces rayons rendant les matériaux touchés à leur tour légèrement radioactif. Cependant, cela reste un effet mineur dans les halls du laboratoire CJPL.

2.3.1.3 Le rayonnement neutronique

Une source supplémentaire provient de l’activation neutronique des matériaux de l’expérience. Dans le cas d’un neutron incident sur l’expérience. Il peut rendre radioactif ce matériau créant une contamination radioactive supplémentaire.

2.3.1.4 Remarques générales

La contamination des constituants de la TPC est un contributeur important au bruit de fond de l’expérience. La collaboration PandaX-III sera tout particulièrement attentive aux contaminations possibles du mélange gazeux. En effet, toute désintégration radioactive dans celui-ci sera mesurée par la TPC. Les isotopes radioactifs du Radon, de par leur état gazeux dans les conditions de pression et de température de l’expérience, seront surveillés en particulier. Mais chaque source contribue au spectre final mesuré lors de l’expérience PandaX-III à la mesure de sa fréquence d'occurrence. Il est ainsi important de réussir à maximiser l’apport du signal tout en minimisant le bruit mesuré. Pour ce faire, des mesures de contrôle du bruit de fond doivent être réalisées.

2.3.2 **Contrôle du bruit de fond**

Une fois les sources de bruit de fond identifiées, il est crucial de pouvoir contrôler leur impact sur les mesures pour ne pas confondre un de ces événements parasites avec une désintégration double bêta du Xénon 136. Il existe deux approches complémentaires pour réaliser cela. La première approche consiste à faire de la prévention au niveau de la conception en choisissant des matériaux radiopurs et en installant une protection radiative basée sur l’accumulation de couches de protection, au niveau de la fabrication et de la maintenance des modules en utilisant des méthodes minimisant l’apport de contaminant supplémentaires. La deuxième approche part du postulat qu’il existera quoiqu’il arrive des événements parasites au sein des mesures réalisées au sein des TPC de l’expérience PandaX-III et qu’il est possible de séparer les signaux du bruit de fond en exploitant les caractéristiques physiques de ceux-ci. On réalise alors un contrôle réactif du bruit de fond lors de l’analyse des mesures.

2.3.2.1 Contrôle préventif

Le contrôle préventif du bruit de fond consiste à réduire les causes des différentes sources de bruits pour la mesure des désintégration double bêta du Xénon 136 à travers une chambre temporelle.

Une première source de contamination provient de l’ensemble des rayonnements cosmiques pouvant induire une ionisation du gaz dans la chambre à projection temporelle et provenant de l’extérieur.

Une seconde source à prendre en compte est celle de la radioactivité naturelle présente dans l’environnement immédiat de la TPC. Ces éléments vont générer des rayonnements ionisants capables d'interagir avec le gaz de la chambre à projection temporelle du module.

Une troisième source est similaire en nature à la deuxième mais différente dans sa position dans l’expérience. Les matériaux employés pour la construction de l’expérience sont eux-mêmes contaminés par les mêmes isotopes radioactifs que l’environnement du laboratoire. La différence fondamentale réside dans le fait que ces isotopes sont bien plus difficiles à contrôler car ils sont proches, sinon à l’intérieur, de la TPC. La radioactivité naturelle de tous les éléments au contact du gaz, ou bien même plongés dedans, est extrêmement problématique car il n’existe aucun moyen d'empêcher les rayonnements ionisants provenant de ces sources d’atteindre le mélange gazeux.

Enfin, une dernière source à contrôler est la contamination au Radon 220 et 222 du mélange gazeux employé dans la TPC. Le Radon est un gaz noble à forte activité radioactive. Le Radon 220 et 222 sont respectivement issus des chaînes de désintégration du Thorium 232 et de l’Uranium 238. Ils sont problématiques car ils vont à terme amener à la production de Thallium 208 et de Bismuth 214 directement dans le gaz et donc contribuer grandement au bruit de fond de l’expérience.

Il est possible de réduire les contributions de ces différentes sources grâce à une conception intelligente du dispositif expérimental et l’ajout de sous-système adaptés.

On peut considérer le dispositif expérimental comme un ensemble de couches protectrices visant à protéger le mélange gazeux de la TPC de toute forme de rayonnements parasites. Les matériaux les plus radiopurs sont positionnés au cœur de la TPC. Ainsi, le gaz lui-même est monitoré par un système complexe de filtration s’assurant que tout élément parasite, notamment les isotopes du Radon, soit contenu dans des proportions négligeables. Ensuite, les éléments au contact du gaz (L’enceinte, la TPC et ses détecteurs) ont été choisis pour leur radiopureté élevée (Figure 2-8). L’enceinte est ensuite entourée de plusieurs couches de matériaux absorbants les rayonnements extérieurs. Ce dispositif sera complété par une piscine d’eau dans l'installation finale de l’expérience. Elle agira comme une couche supplémentaire de protection mais aussi comme une source importante de radiation si elle est contaminée par des isotopes radioactifs. A l’instar du mélange gazeux, un système de filtration assure que l’eau employée reste pure. Tout cet ensemble est situé dans un laboratoire creusé dans une roche peu radioactive et sous une épaisseur importante de roche.

L’ensemble de ce dispositif doit permettre d’atteindre la réduction souhaitée du bruit de fond dans l’expérience.

Le laboratoire de CJPL

Le laboratoire de CJPL est un élément important de la contribution au bruit de fond de l’expérience PandaX-III. Il détermine le flux de rayons cosmiques qui atteint l’expérience et détermine le taux de radioactivité ambiante au sein du hall expérimental. Le flux de rayons cosmiques dépend de l’épaisseur de roche en surplomb des installations et de son taux d’absorption. En général, on établit ces installations dans un hall sous une montagne (Laboratoire souterrain de Canfranc dans les Pyrénées pour l’expérience NEXT [25]), ou dans une mine (Sudbury au Canada [21]) pour bénéficier de protection naturelle de la couche de roche que les rayons cosmiques doivent traverser pour atteindre l’expérience. Le laboratoire CJPL est localisé à une profondeur de 2400 m sous les montagnes du Jin-Ping. Cette forte épaisseur de roche permet d’atténuer grandement le nombre de rayonnements gammas de provenance des rayons cosmiques à une valeur de 1 muon/m²/semaine [22] à l’intérieur du hall où est installée l’expérience PandaX-III. Le deuxième paramètre à prendre en compte pour le

laboratoire est le fait qu'il ait été creusé au sein d'une veine de marbre. Le marbre est une roche naturellement peu radioactive ce qui permet d'obtenir en théorie une radioactivité ambiante moindre [22]. Malgré tout, des mesures barrières supplémentaires sont nécessaires pour améliorer l'isolation des modules de toute source de rayonnement parasites.

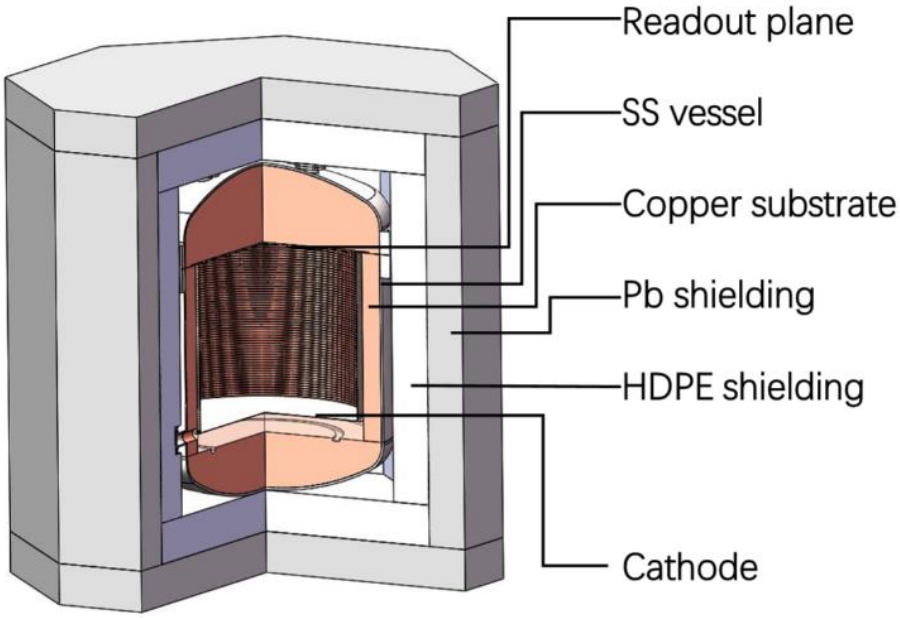

Figure 2-8 : Géométrie de la chambre à projection temporelle de PandaX-III utilisée dans les simulations. La géométrie prend en compte les différents éléments servant à la détection (Cathode, gardes de champ, plan de détecteurs Micromegas), les éléments de protection (substrat de cuivre, protection en plomb ou en PTFE) ainsi que la cuve en acier inoxydable. [28]

Les couches de protection des modules

Chaque module possède un ensemble de couches qui contribuent à la protection de l'expérience vis à vis des rayonnements ionisants. Ainsi, la couche extérieure est composée d'une couche de plomb. La seconde couche est composée de polyéthylène Haute densité (PEHD en Français, HDPE en Anglais). Cette couche est présente pour son pouvoir de modérateur neutronique.

L'enceinte

A l'intérieur des différentes couches protectrices, se trouve l'enceinte responsable de maintenir le mélange gazeux de Xénon 136 sous une pression de 10 bars. Elle est composée de deux couches distinctes : une de cuivre et la seconde en acier inoxydable. Ce système à deux couches est un compromis entre la radiopureté du cuivre et les performances mécaniques de l'acier inoxydable. Il est possible de fabriquer du cuivre avec une très grande radiopureté mais il est difficile de réaliser une enceinte soutenant une pression de 10 bars en utilisant seulement ce cuivre. Ainsi, le choix retenu a été de construire l'enceinte avec de l'acier inoxydable pour soutenir les contraintes mécaniques auxquelles l'enceinte sera confrontée et d'utiliser un placage intérieur en cuivre pour assurer les propriétés de radiopureté souhaitées.

La chambre à projection temporelle

Tout isotope radioactif se désintégrant dans un composant de la chambre à projection temporelle ou au sein du mélange gazeux verra ses produits ionisants mesurés par la chambre. Il est donc capital que l'ensemble des composants de la chambre soient fabriqués avec un grand souci de radiopureté. Ainsi, les composants sont majoritairement composés de cuivre, les détecteurs sélectionnés l'ont été pour leur performances mais aussi pour leur capacité à être composés de matériaux peu radioactifs tels que le Kapton et le cuivre. Ces facteurs permettent de diminuer au maximum le bruit provenant de l'instrumentation des modules.

Le mélange gazeux

Le mélange gazeux utilisé dans l'expérience PandaX-III est un mélange de Xénon enrichi à 90% en Xénon 136 avec 1% de Triméthylamine. Un système de filtrage de gaz contrôle les différentes caractéristiques du mélange pour le conserver constant. Il existe aussi un système filtrant le radon en dehors du mélange.

Le design des modules de l'expérience PandaX-III est intégralement conçu pour atteindre les performances de détection et de masse d'isotope souhaitées en prenant en compte la problématique d'obtention d'un bruit de fond minimal dans la TPC. L'ajout de couches protectrices mais aussi le choix de matériaux à faible teneur en éléments radioactifs permettent de réduire les sources de rayonnement ionisant. Cependant, il est impossible d'éliminer totalement les sources de ces rayonnements. Il faudra donc tenir compte de ces signaux dans l'analyse des données mesurées pour être capable de les distinguer du signal utile.

2.3.2.2 Contrôle réactif

A partir des informations topologiques, Il est notamment possible de séparer les signaux du bruit de fond en comptant le nombre d'électrons primaires émis. En effet, chaque particule ionisante interagissant dans le gaz parcourt un chemin propre dans le gaz jusqu'à être complètement stoppée ou s'échapper de la chambre. Dans le cas où un électron est stoppé dans le gaz, il dépose la majorité de son énergie au bout de son chemin, c'est le pic de Braggs [24]. L'identification de ce dépôt permet de compter le nombre d'électrons émis par l'interaction. Dans le cadre d'une désintégration double bêta, deux électrons sont émis. Dans le cadre d'un bruit de fond, le rayon gamma initial crée, par effet Compton ou photoélectrique, une ou plusieurs traces ne contenant qu'un seul électron. On peut alors réaliser la séparation des populations sur la base du nombre d'électron mesurés dont le principe détaillé sera discuté dans le chapitre 5 de ce document.

2.4 Défis à relever

La collaboration PandaX-III doit relever de nombreux défis pour obtenir une preuve de l'existence de la désintégration double bêta sans émission de neutrino. L'étude des événements se produisant dans la région d'intérêt en énergie est primordiale car elle seule permettra d'établir l'existence recherchée. Pour relever ces défis, l'expérience utilise une approche basée sur l'utilisation de plusieurs modules de petites tailles pour atteindre une masse totale d'une tonne de Xénon 136. Le premier module prototype est conçu pour présenter le plus faible bruit de fond possible à l'aide de matériaux radiopurs, l'ajout de nombreuses couches absorbant les rayonnements extérieurs et une analyse dédiée à l'élimination du bruit de fond basée sur les différences topologiques entre les signaux et le bruit de fond.

Chapitre 3.

Les détecteurs Micromegas

« An experiment is a question which science poses to Nature and a measurement is the recording of Nature's answer. »
- Max Planck

3.1 Les Micromegas, une évolution des chambres à fils

La chambre proportionnelle à fil, inventée en 1908 par Rutherford et Geiger [33], ainsi que son successeur, le compteur Geiger-Mueller inventé en 1928 [34], peuvent être considérés comme les ancêtres de l'ensemble des détecteurs de particules chargées modernes. Leur principe de fonctionnement consiste à collecter et à amplifier des électrons déposés par une particule ionisante dans un gaz. Ces détecteurs ont été utilisés pour étudier les rayonnements ionisants pendant de nombreuses années.

En 1968, une amélioration majeure de ces outils a été réalisée avec l'invention de la chambre proportionnelle multifils (MWPC pour Multi-Wire Proportional chamber) par George Charpak [35]. Ce nouveau type de détecteur permet de réaliser des trajectographes rapides ayant une précision submillimétrique. Les MWPC ont rapidement rencontré un grand succès d'usage dans le domaine de la physique des particules où connaître la trajectoire de l'ensemble des particules d'une expérience est primordial. De nombreux modèles dérivés de cette technologie ont ensuite été conçus pour s'adapter aux conditions expérimentales et aux objectifs physiques souhaités par les collaborations scientifiques. Ces détecteurs gazeux avaient l'avantage d'être peu coûteux à fabriquer par rapport à des détecteurs solides mais limités dans l'intensité du flux de particules qu'ils pouvaient supporter avant d'observer des chutes de performances.

En 1988, les Micro-Strip Gas Chamber (MGSC) ont été conçues pour palier à cette limitation [36]. Dans les MSGC, les fils des MWPC ont été remplacés par des pistes sur un substrat solide. Cette technologie hybride entre chambre à fil et détecteur solide possède les avantages des deux technologies : résister à des flux de particules bien plus élevés tout en étant peu coûteuse à fabriquer. Cependant, à terme des dépôts apparaissent sur leurs électrodes affectant le gain et les performances du détecteur, on parle de vieillissement. De plus, lors du passage de particules très ionisantes, il est possible d'observer des décharges électriques destructrices.

C'est dans l'objectif de pouvoir disposer de détecteurs peu coûteux, fiables dans le temps et soutenant des flux de particules intenses qu'ont été créés les Micro-Pattern Gas Detectors (MPGD), en particulier les détecteurs GEM (Gas Electron Multiplier) en 1997 [37] et les détecteurs Micromegas (MICRO-MEsh GAseous Structure) en 1996 [38]. Ils procurent de meilleures résolutions spatiales, peuvent soutenir un flux plus important, être fabriqués en large surface et présentent une meilleure robustesse. Les MPGD tirent parti de motifs microscopiques pour remplir leur fonction d'amplification des électrons collectés dans un gaz suite au passage d'une particule ionisante.

3.2 Principes physiques

3.2.1 Principe de fonctionnement

Les détecteurs Micromegas sont employés pour détecter le passage d'une particule ionisante grâce à l'interaction de celle-ci avec le gaz qu'ils contiennent (Figure 3-1). On distingue deux espaces séparés entre eux par une microgrille métallique : l'espace de collection délimité par l'électrode de dérive et la microgrille, l'espace d'amplification délimité par la microgrille et les pistes de lecture du détecteur. Des paires électron-ion sont produites par l'interaction d'une particule ionisante dans l'espace de collection. Un champ électrique modéré guide les électrons vers la microgrille où ils sont aspirés dans les trous de celle-ci à cause du fort champ électrique appliqué à l'espace d'amplification. Une fois dans l'espace d'amplification, les électrons sont accélérés par ce champ électrique de manière à obtenir suffisamment d'énergie pour ioniser plus fortement le gaz créant ainsi des électrons supplémentaires. Ce phénomène exponentiel crée une avalanche électronique qui amène à la création de milliers de paires électron-ion. Les électrons sont collectés en quelques nanosecondes par les pistes pendant que les ions, moins mobiles, dérivent vers la grille puis sont absorbés par celle-ci en une centaine de nanosecondes. Ces valeurs sont des ordres de grandeurs qui varient avec le mélange gazeux employé. Le mouvement de ces charges crée par induction le signal électrique sur les pistes de lecture lues par l'électronique d'acquisition connectée au détecteur.

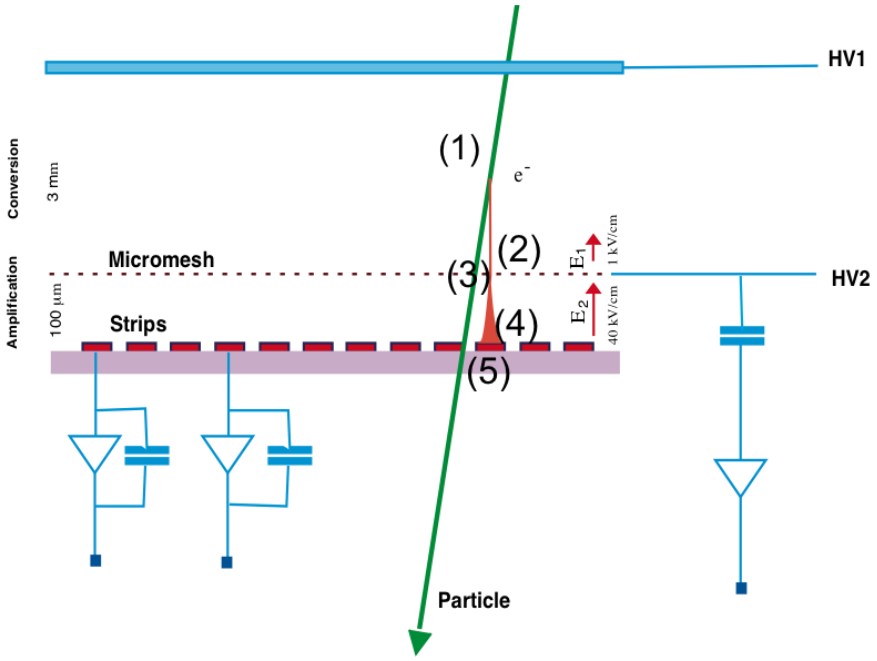

Figure 3-1 : Principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas, une particule ionisante (1) crée des électrons primaires dans l'espace de collection, ces électrons sont guidés (2) vers l'espace d'amplification (4) où les signaux électriques sont lus par les pistes de lecture (5). [39]

3.2.2 **Ionisation du mélange gazeux**

La détection des particules repose sur la création de paires électron-ion dans le gaz à travers l'ionisation de celui-ci. Une ionisation primaire provient de l'interaction électromagnétique d'une particule avec les molécules présentes dans le gaz employé.

$$particule + A \rightarrow particule + A^{+} + e^{-} \tag{3-1}$$

Dans un second temps, les électrons produits par l'ionisation primaire peuvent à leur tour ioniser le gaz pourvu qu'ils disposent d'une énergie suffisante. On appelle l'ensemble des électrons créés par ce processus : les électrons primaires.

3.2.3 **Diffusion et dérive des électrons**

Dans le cas où les paires électron-ion ne sont soumises à aucun champ électrique, une majorité de paires se neutralisent rapidement entre elles par recombinaison de l'ion avec l'électron.

$$A^{+} + e^{-} \rightarrow A \tag{3-2}$$

Cette recombinaison fait décroitre le nombre de charges dans l'espace en fonction d'un coefficient de recombinaison R qui détermine la vitesse de décroissance. Ce coefficient est mesuré pour un gaz donné.

Lors d'une collision avec un atome neutre, les électrons peuvent s'attacher à l'atome et former un ion négatif. Ce processus est contrôlé par un facteur d'attachement f qui est défini comme la probabilité de former un ion négatif lors d'une collision. Il dépend fortement de l'affinité électronique de l'atome. Ainsi, la valeur f est minimale pour les gaz nobles qui possèdent une couche de valence pleine et est grande pour les atomes fortement électronégatifs comme l'oxygène. Ainsi, l'air et la vapeur d'eau sont deux gaz qui présentent un fort facteur d'attachement et peuvent grandement diminuer les performances de collection même en quantités infimes.

$$e^- + A \rightarrow A^- \tag{3-3}$$

Les charges restantes n vont alors se diffuser dans le gaz suivant l'équation de diffusion avec comme paramètre principal le coefficient D de diffusion des charges dans le milieu.

$$-\frac{dn}{dt} + D\Delta n = 0 \tag{3-4}$$

Selon cette équation, les charges sont soumises à une diffusion isotrope dans le gaz suivant une loi de Gauss avec une largeur $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Le paramètre D dépendant de la mobilité des charges, plus la mobilité est élevée, plus la distribution de charge créée dans l'espace est diffusée autour de son centre. En outre, Il est possible de modéliser la distribution de vitesse des charges v avec une statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\mathrm{f(v)} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \tag{3-5}$$

A partir de cette équation, il est possible de calculer la vitesse moyenne des charges :

$$v_m = \int_0^\infty v f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \tag{3-6}$$

Cette équation montre que les électrons, bien plus légers que les ions, sont bien plus mobiles que les ions. Leur diffusion sera ainsi plus rapide que celle des ions. Malgré tout, sans application d'un champ électrique pour guider les charges, elles vont juste se diffuser dans l'espace de collection du détecteur Micromegas sans dériver vers l'espace d'amplification.

Dans le cas où on applique un champ électrique ou magnétique au gaz, le mouvement des charges est régie par l'équation de Langevin [40]:

$$m\frac{dv_d}{dt} = eE + e(v_d \times B) - \frac{mv_d}{\tau} \tag{3-7}$$

Dans le cas de cette étude, seul un champ électrique est appliqué au détecteur. Il est ainsi possible de réduire l'équation précédente à :

$$m\frac{dv_d}{dt} = eE - \frac{mv_d}{\tau} \tag{3-8}$$

Le terme de friction $\frac{mv_d}{\tau}$ est responsable de la prise en compte des collisions qui ont lieu dans le gaz à une fréquence $\frac{1}{\tau}$. La résolution de cette équation différentielle permet de calculer la vitesse maximale que les particules peuvent atteindre sous l'influence du champ électrique E :

$$v_{d,max} = \frac{e\tau}{m}E \tag{3-9}$$

On observe ici aussi une dépendance de la vitesse des charges à leur masse. Le facteur $\mu = \frac{e\tau}{m}$ correspond à la mobilité des particules. On observe ainsi le comportement d'une paire électron-ion créée dans un gaz soumis à un champ électrique : l'électron, de faible masse et de charge négative, suit les lignes de champ vers les potentiels les plus élevés ; l'ion, de masse plus importante et de charge positive, suit les lignes de champ vers les potentiels les plus faibles. Les électrons vont ainsi dériver rapidement vers la microgrille séparant l'espace de collection de l'espace d'amplification pour pénétrer dans ce dernier. A l'inverse, les ions chargés positivement vont dériver lentement vers l'électrode de dérive et y être neutralisés.

3.2.4 **Transparence électronique de la microgrille**

Les électrons arrivant au niveau de la microgrille sont soumis à une variation importante de la géométrie des lignes de champ. En effet, le champ électrique de l'autre côté de la microgrille est bien plus élevé que celui appliqué dans l'espace de collection. Ceci a pour effet d'attirer les lignes de champs dans les trous de la microgrille (Figure 3-2). En choisissant le rapport $\frac{E_{Amplification}}{E_{dérive}}$ suffisamment grand, il est possible de faire traverser la grille à la quasi-totalité des électrons primaires collectés. On définit la transparence électronique de la microgrille comme le pourcentage d'électrons capable de passer de l'espace de dérive à l'espace d'amplification.

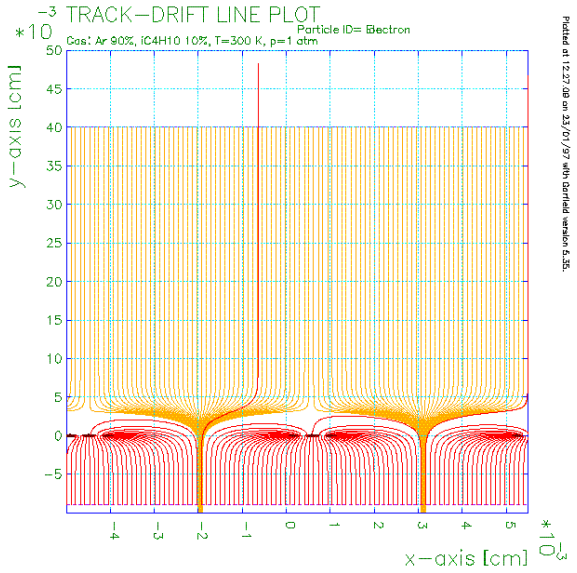

Figure 3-2 : Simulation des lignes de champs autour de la microgrille positionnée à z = 0 cm. Loin de la microgrille, les lignes du champ de dérive (en jaune) et du champ d'amplification (en rouge) sont parallèles et homogènes. Proche de la microgrille, le rapport entre les champs de dérive et d'amplification détermine la forme prise pas les lignes de ces deux champs. Un rapport adéquat permet le passage de la quasi-totalité des électrons à travers la microgrille. [41]

3.2.5 **Amplification du signal**

Le nombre de charges créées par l'ionisation du gaz par une particule est généralement assez faible. Pour une particule au minimum d'ionisation, cette valeur est de l'ordre de 100 charges par centimètre de gaz traversé dans de l'argon-isobutane à 5% [40]. Il est difficile de mesurer un si faible nombre de charges à cause du bruit électronique des systèmes d'acquisition. Les détecteurs gazeux sont donc équipés d'un système d'amplification du signal pour rendre la lecture de ces charges possible. Dans le cas des détecteurs Micromegas, cette fonction est réalisée dans l'espace d'amplification.

Les électrons sont soumis à un champ électrique élevé qui leur confère une énergie suffisante pour ioniser le gaz sur leur passage. Ainsi, en considérant le nombre d'électrons se mouvant entre deux distances x et $x + dx$ suivant la direction du champ électrique. Il est possible de calculer le nombre d'électrons n formés en fonction de la distance parcourue :

$$dn(x) = \alpha(x)n(x)dx \tag{3-10}$$

Le premier coefficient de Townsend [24] $\alpha(x)$ correspond à la probabilité qu'un électron ionise un électron supplémentaire par unité de distance. Il est ainsi possible de calculer le nombre d'électrons à une position x en intégrant cette expression :

$$n(x) = n(0)e^{\int_0^x \alpha(y)dy} \tag{3-11}$$

On définit alors le facteur d'amplification, aussi appelé gain G, du détecteur comme le ratio entre le nombre d'électrons primaires ayant traversé la grille et le nombre d'électrons à une distance x de celle-ci. En prenant l'hypothèse que le premier coefficient de Townsend ne varie pas en fonction de la position, le facteur d'amplification s'exprime :

$$G = e^{\alpha x} \tag{3-12}$$

Townsend a réalisé une paramétrisation du coefficient. Le coefficient est paramétrisé par la pression du gaz P, le champ électrique E qui y est appliqué ainsi que deux paramètres A et B qui sont dépendants du gaz employé :

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-\frac{BP}{E}} \tag{3-13}$$

L'amplification augmente quand le champ électrique E augmente. On observe ici que plusieurs facteurs différents influent sur la capacité d'amplification d'un détecteur et qu'il est primordial de bien choisir le mélange gazeux d'opération puisque celui-ci détermine les paramètres A et B, ainsi que le champ électrique maximal applicable en son sein.

3.2.6 **Lecture du signal**

Le signal lu par les détecteurs Micromegas provient du courant inductif créé par le mouvement des charges dans l'espace d'amplification sur les électrodes et non pas de leur collection par les électrodes. Le courant inductif créé par une charge q en position $x(t)$ et possédant une vitesse $v(t)$ sur une électrode peut se calculer en employant le théorème de Shockley-Ramo [42]. Ce théorème consiste à remplacer le champ électrique en un point $x(t)$ par un champ électrique équivalent où la charge considérée aurait été enlevée, l'électrode mesurée aurait un potentiel unitaire et les autres électrodes mises à un potentiel nul. Avec ces hypothèses, l'expression du courant induit i_c par cette charge sur l'électrode devient :

$$i_c(t) = -q \times v(t).E_w(x(t)) \tag{3-14}$$

Dans le cas des détecteurs Micromegas, l'espace d'amplification peut être approximé un champ uniforme entre deux plans. Ainsi, le champ électrique au sein de cet espace est la différence des potentiels des deux divisés par sa distance d. Le potentiel du premier plan étant unitaire et le second plan au potentiel nul, E_w devient :

$$E_w = \frac{1}{d} \tag{3-15}$$

Le courant induit d'une paire électron ion à une distance l du plan de lecture se calcule comme la somme des contributions des deux particules. La charge totale mesurée se calcule en intégrant ces courants sur le temps de dérive. On obtient ainsi la charge suivante sur l'anode du détecteur :

$$Q_c = -\frac{e}{d}(v_{électrons}t + v_{ions}t) = -\frac{e}{d}\big(l + (d - l)\big) = -e \tag{3-16}$$

On observe que la charge électrique créée est bien égale à la charge collectée par l'anode pour chaque paire. Il faut remarquer que l'on peut appliquer le même raisonnement à la grille pour obtenir une charge collectée de signe opposée ce qui correspond à la charge positive de l'ion collecté par la grille. Les contributions respectives des ions et des électrons au signal ne sont cependant pas identiques. De par la formation d'une avalanche électronique, les électrons sont majoritairement créés à une distance proche de l'anode des détecteurs Micromegas. Ainsi, la distance l est petite devant $d - l$ ce qui signifie que la charge collectée est principalement due au mouvement lent des ions dans l'espace de dérive jusqu'à ce qu'ils soient collectés par la grille. Le signal électronique dure quelques nanosecondes là où le signal ionique s'étend sur une centaine de nanosecondes.

3.2.7 **Impact de la qualité du mélange gazeux**

Le choix du gaz d'un détecteur Micromegas est un élément important dans sa conception. Les détecteurs sont généralement conçus pour être employés avec un gaz en particulier puisque les propriétés de celui-ci affectent les performances finales des détecteurs. Le choix d'un gaz pour une expérience est souvent l'élaboration d'un compromis entre les différentes propriétés du gaz en question : résolution en temps, résolution en énergie, efficacité de détection, coût, taux de claquage dans l'espace d'amplification, inflammabilité du gaz dans certains cas. Ce compromis dépend aussi fortement du but physique fixé pour chaque expérience.

La plupart des mélanges gazeux sont basés sur l'emploi de gaz nobles. Leur couche de valence pleine leur confère des propriétés. En effet, les coefficients d'attachement électronique de ces gaz sont quasiment nuls, ils ne participent pas à des réactions chimiques au sein des composants des détecteurs, qui conduiraient à un vieillissement accéléré des détecteurs. Ils ont la propriété de présenter des gains importants en étant soumis à des champs électriques faibles (entre 300 V et 500 V). Cependant, l'amplification dans un gaz noble est instable. Le phénomène d'avalanche électronique émet des photons ultraviolets qui ionisent à leur tour le gaz et créent des avalanches secondaires non souhaitées. Ces avalanches peuvent mener à l'apparition de décharges électriques pouvant endommager les détecteurs.

C'est pour cela que les gaz nobles sont additionnés de gaz polyatomiques. Leur rôle premier est d'empêcher l'apparition de ces avalanches électroniques secondaires en absorbant les photons ultraviolets. Ceci est rendu possible par la présence de nombreux modes d'excitation de rotation et de vibration de ces molécules qui absorbent rapidement ces photons. Cependant, ces gaz sont chimiquement réactifs. Leurs chaînes carbonées peuvent se polymériser entre elles ce qui dégrade la qualité de l'additif.

Dans les Tableau 3-1 et Tableau 3-2 sont détaillés les principaux éléments utilisés dans l'élaboration des mélanges gazeux pour l'emploi de détecteurs Micromegas. La conception d'un mélange gazeux est cependant un sujet complexe qui demande à être étudié, simulé et testé en amont pour obtenir les performances souhaitées.

Gaz nobles	
Néon	Degré d'ionisation moyen Haute vitesse de dérive en mélange Cher Léger
Argon	Degré d'ionisation élevé Faible vitesse de dérive Très peu coûteux
Xénon	Degré d'ionisation très élevé Forte possibilité de claquages Très couteux Lourd Nécessite un système de recyclage
Hélium	Degré d'ionisation faible

Tableau 3-1 : Gaz nobles et polyatomiques couramment utilisés dans les mélanges gazeux pour détecteurs Micromegas [40]

Gaz polyatomiques	
CO_2	Haute vitesse de dérive Non inflammable Chimiquement peu réactif Peu couteux Faible gains
Hydrocarbures CH_4 C_2H_6 C_4H_{10}	Hautement inflammable Très bonne résolution en énergie Gains élevés
CF_4	Vitesse de dérive très élevée Réduction de la diffusion transverse Gaz à effet de serre (potentiel de 6500)
SF_6	Très bonne rigidité diélectrique Gaz à effet de serre (potentiel de 22800) Toxique
DME (DiMethyl Ether)	Degré d'ionisation élevé Bonne capacité à éteindre les avalanches secondaires Hautement inflammable
TMA (TriMéthyl Amine)	Additif utilisé par PandaX-III Masse Similaire au Xénon 136 Extinction de la scintillation du Xénon

Tableau 3-2 : Gaz polyatomiques couramment utilisés dans les mélanges gazeux pour détecteurs Micromegas. [40]

Des quantités d'impuretés infimes peuvent dégrader la qualité du mélange gazeux employé. Il a été vu dans la partie précédente que les coefficients d'attachement et de recombinaison du gaz sont des paramètres qui influencent le comportement des charges dans le mélange. Ces deux paramètres, bien que normalement négligeables dans un gaz noble monoatomique, augmentent rapidement en présence d'impureté. Par exemple, l'inclusion d'air et de vapeur d'eau dans le gaz ont pour effet de provoquer un attachement non négligeable à partir de quelques parties par million [40]. Il faut donc concevoir le détecteur dans un environnement aussi propre que possible et assurer à long terme de la

qualité du mélange gazeux ce qui impose l'emploi de systèmes de filtration ou d'apport continu de gaz propre.

3.3 Différents types de Micromegas

3.3.1 Les Micromegas Bulk

Les détecteurs Micromegas dit Bulk proviennent d'un besoin initial de renforcer la solidité de l'espace d'amplification des détecteurs ainsi que de pouvoir manufacturer des détecteurs de grande taille [43]. Ce fait a été obtenu en créant une structure commune entre l'anode, les pistes, et la microgrille. La microgrille, composée de métal tissé ou électroformé, est tendue sur un cadre puis est positionnée au-dessus des pistes de lectures de manière à maintenir un espace d'amplification de l'ordre de 50 à 200 micromètres d'épaisseur. De petit plots cylindriques en résine sont disposés sur le plan d'anode et maintiennent une épaisseur constante entre la grille et les pistes de lecture. Les premiers modèles de Micromegas bulk se contentaient d'avoir leur microgrille posée sur les plots en résine. Cependant, il est possible qu'elle soit attirée par un champ extérieur au détecteur (certains types de grille étant sensible aux champs magnétiques) ou qu'elle ne soit pas plaquée correctement sur les plots. Ce phénomène amène à une modification non souhaitable de l'espace d'amplification. Pour pallier à ce problème, la microgrille a été intégrée dans les plots en résine pour que l'ensemble anode - plot - microgrille ne forme qu'une unité mécanique (Figure 3-3).

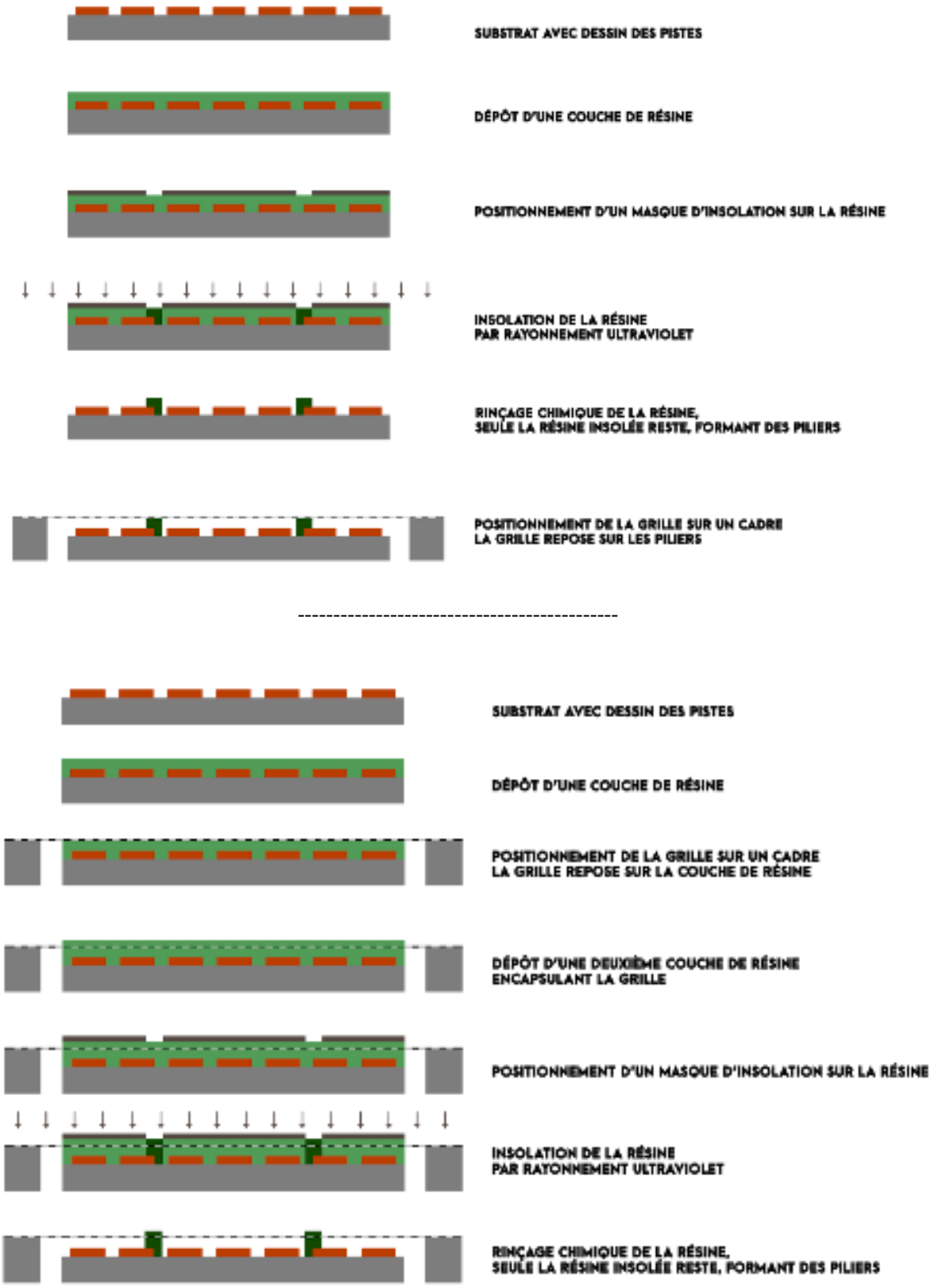

Figure 3-3 : Schéma montrant deux dispositions de grille sur un détecteur. La grille est soit posée sur les plots en résine (haut) ou intégrée à ces plots pour une plus grande solidité mécanique (bas). [43]

L'avantage est de pouvoir fabriquer les détecteurs Micromegas bulk à partir de méthodes d'impression de circuits standardisés (Figure 3-4). Ceci permet de créer à faible coût des détecteurs de grande taille et en grande quantité.

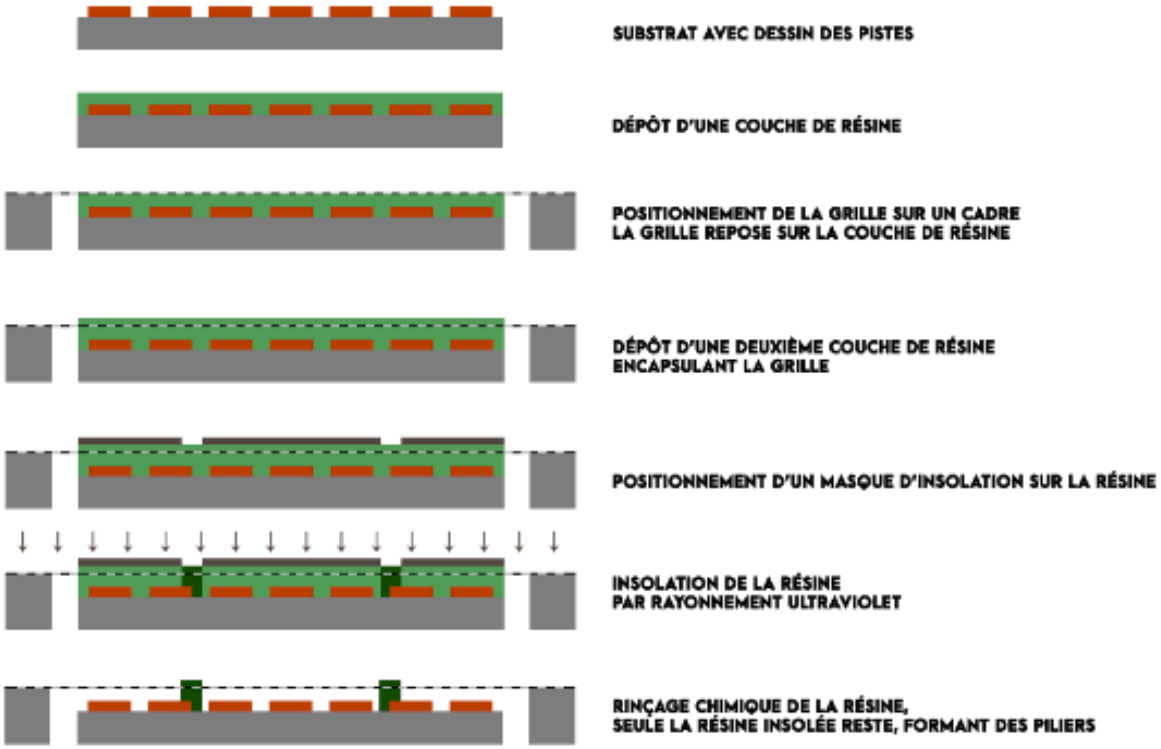

Figure 3-4 : La fabrication d'un détecteur Micromegas Bulk se passe en plusieurs grandes étapes. Des pistes en cuivre d'épaisseur micrométrique (5 microns) sont déposées sur un substrat. Deux couches de résine photosensible maintiennent la grille qui est tendue sur un cadre. Un processus d'insolation polymérise des portions de la résine pour créer des plots de soutien pour la grille. Enfin, un processus de rinçage enlève la résine non polymérisée.

3.3.2 **Les Micromegas Microbulk**

Les Détecteurs Micromegas dit Microbulk ont été conçus comme une amélioration des Micromegas Bulk visant à obtenir une meilleur homogénéité de la zone d'amplification en utilisant une faible masse de matériaux [44]. Malgré leurs avantages, les détecteurs Micromegas bulk possèdent une tendance à être inhomogènes au niveau de l'espace d'amplification. Plusieurs effets différents contribuent aux inhomogénéités : le processus de laminage employé lors de la fabrication des dépôts de résine n'est pas homogène, de plus sous l'effet des champs électriques ou de la gravité, la grille n'est jamais parfaitement plane vis à vis des pistes de lecture. Ceci induit une modification locale de l'épaisseur de l'espace d'amplification et donc des variations locales de gain qui se traduisent par une résolution augmentée. D'un autre côté, les Micromegas Bulk possèdent un budget de masse important en matières peu radiopures : acier inoxydable pour la microgrille, PCB pour le support du détecteur, résine pour les plots. Il est possible de diminuer cet impact mais sans réellement surpasser les détecteurs Micromegas Microbulk dans ce domaine.

Ces détecteurs sont fabriqués à partir d'une couche de polyimide d'épaisseur fixe (Figure 3-5) sur

laquelle sont déposé deux couches de cuivre de 5 millimètres. Il est possible de contrôler finement l'épaisseur de ces couches de manière à posséder une base homogène. La couche inférieure de cuivre permet de créer l'anode du détecteur tandis que la couche supérieure sert de microgrille. La dernière étape de fabrication consiste à créer par attaque chimique des trous de taille micrométrique 70 micromètres. Ce sont ces trous qui réalisent la fonction d'amplification des détecteurs.

La différence fondamentale dans le fonctionnement des détecteurs Micromegas Microbulk tient dans le fait que l'espace d'amplification est contenu dans un ensemble de trous de taille micrométrique au lieu d'être un plan d'amplification comme dans les détecteurs Bulks.

Le contrôle des différences épaisseurs des couches ainsi que le fait que la grille est intégralement supportée par le substrat permet d'obtenir des détecteurs avec une excellente homogénéité théorique. En choisissant des matériaux adaptés à des expériences radiopures, il est ainsi possible d'obtenir des détecteurs de moins de 100 micromètres d'épaisseur, avec un faible budget de masse, une grande radiopureté, et une grande homogénéité tout en conservant les avantages principaux des détecteurs Micromegas Bulk.

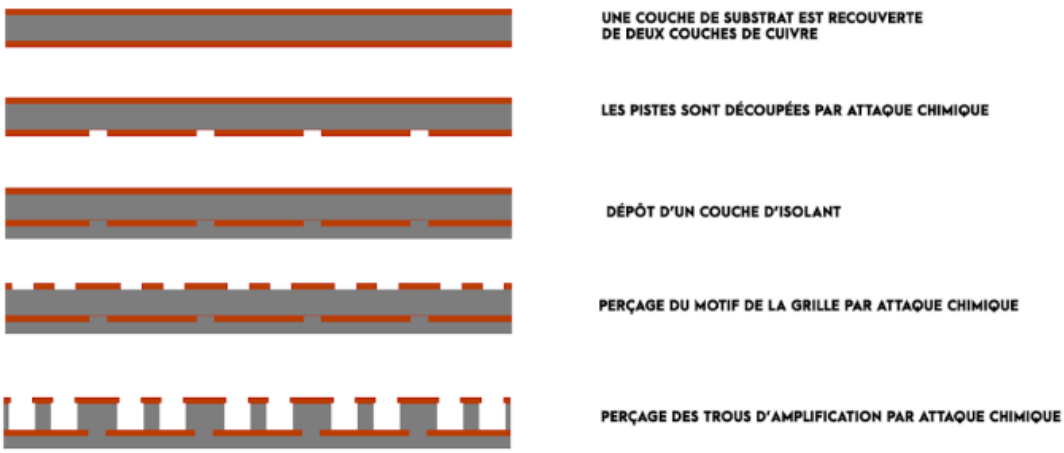

Figure 3-5 : La fabrication d'un détecteur Micromegas Microbulk se passe en plusieurs grandes étapes. A partir d'une épaisseur de Kapton recouverte de quelques microns de cuivre, on perce le motif des pistes et des grilles par attaque chimique. Ensuite, les trous d'amplification sont percés à l'aide d'une seconde attaque chimique.

3.3.3 **Les Micromegas pour PandaX-III**

L'expérience PandaX-III utilise des détecteurs Micromegas Microbulk pour réaliser l'acquisition des signaux de sa TPC. Ils ont été choisis pour leur propriété de radiopureté ainsi que pour leur excellente résolution en énergie théorique découlant de leur grande homogénéité.

Ces détecteurs sont conçus pour avoir une zone active de 20 cm par 20 cm consistuée d'une couche isolante de Kapton de 50 micromètres d'épaisseur entourée de deux couches conductrices de cuivre de quelques micromètres d'épaisseur. Une fine couche de chrome est présente entre le Kapton et le cuivre pour assurer l'accroche des deux couches. La couche supérieure de cuivre forme la grille du détecteur et la couche inférieure forme les pistes de lecture. Des trous de 60 micromètres de diamètre sont percés jusqu'à atteindre la seconde couche de cuivre. Ainsi sont créés un ensemble de pads en forme de losange qui assureront l'amplification du signal du détecteur. Chaque pad est constitué de 288 trous (Figure 3-6). La couche inférieure est creusée de motifs permettant de mettre en contact certains pads de manière créer les pistes en X. Les autres pads restent isolés entre eux. En ajoutant

une couche d'isolant en Kapton et en perçant des voies sous les pads, il est possible de récupérer le signal de chaque piste en X avec une voie et le signal de chaque piste en Y en créant autant de voies qu'il y a de pad sur la piste (Figure 3-7). Ce design de pad en losange a été choisi pour permettre d'obtenir une information en deux dimensions tout en ne conservant qu'un seul plan de lecture. Ainsi, 64 pistes de lecture vont lire chaque direction du plan ce qui permet d'obtenir une information sur la position du signal dans la TPC.

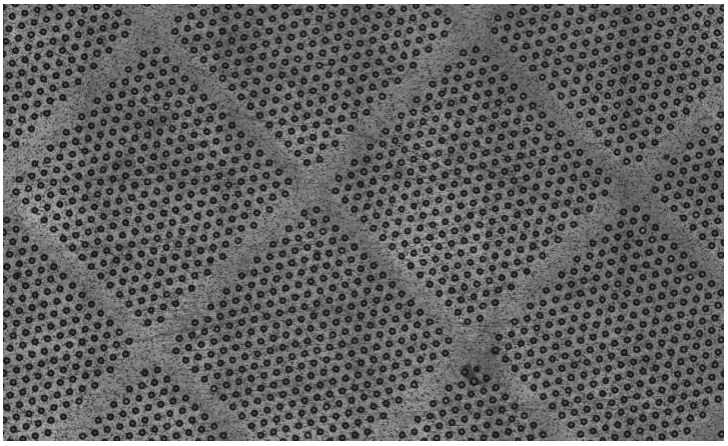

Figure 3-6 : Photographie de la microgrille des détecteur Micromegas Microbulk, on observe la répartition des trous en un ensemble de pads contenant chacun 288 puits amplificateurs. Chaque pad appartient à une piste en X ou en Y.

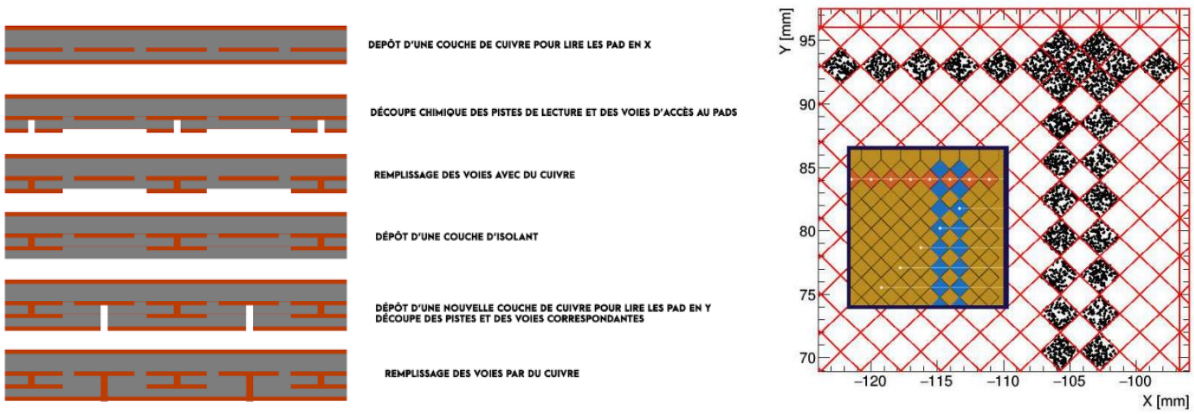

Figure 3-7 : Le schéma de fabrication d'un détecteur exploitant deux dimensions avant de percer les trous d'amplification sur la face supérieure du substrat. Une modification de ce schéma est utilisée pour les détecteurs PandaX-III où les pads des voies X (bleu-droite) sont connectés entre eux et seulement un pad est connecté à la voie. A l'inverse les pads des voies Y sont séparés les uns des autres et doivent être connectés individuellement à la voie (rouge-droite). [26]

3.3.4 **Comparatif des performances**

La différence entre les technologies Bulk et Microbulk se situe dans la disposition de l'espace d'amplification. Ceci a des implications sur les performances employées. Les performances maximales de ces technologies ont été étudiées en détail pour chaque expérience et sur nombre de prototypes.

Le gain maximal de tels détecteur peut facilement atteindre plusieurs dizaines de millier. Dans le même temps, la meilleure résolution en énergie obtenue pour un Micromegas Bulk avec une source de Fer 55 émettant des rayons X de 5,9 keV a été mesurée à 19 % [45] et 11 % pour les détecteurs Micromegas Microbulk [46].

3.4 Principe de lecture du signal

Les signaux lus par les détecteurs Micromegas Microbulk de chaque TPC de PandaX-III seront enregistrés par une électronique d'acquisition dédiée. Celle-ci est composée d'un ensemble de cartes Front-End (FEC) utilisant le chipset AGET [47]. Ces cartes sont responsables de la lecture de signaux analogiques et de la conversion en signaux numériques (Figure 3-8). Ces signaux numériques sont par la suite envoyés par fibre optique à un module de collection des données (S-TDCM). Sa fonction est d'agréger l'ensemble des données des détecteurs sous l'action d'un signal de déclenchement. Ce signal est calculé par un second système lisant le signal provenant des grilles des détecteurs Micromegas. Les signaux sont ensuite envoyés à un ordinateur d'acquisition (DAQ) pour stockage des données avant analyse.

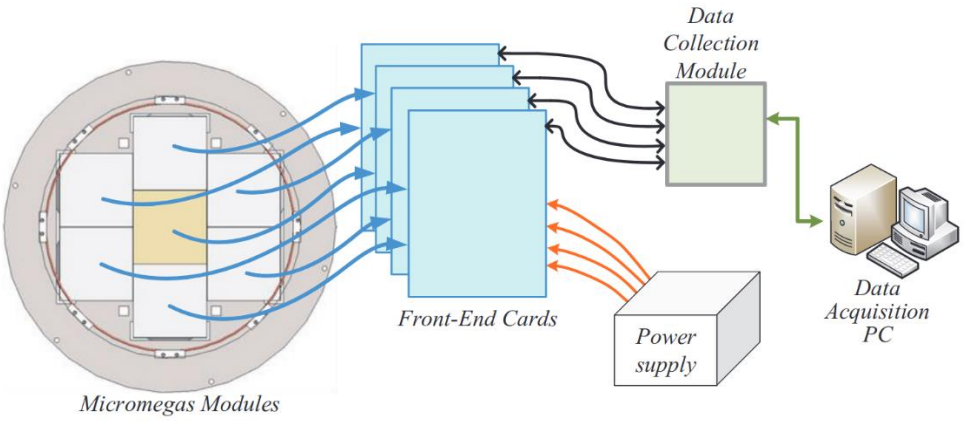

Figure 3-8 : Démonstration du principe d'acquisition sur une TPC réduite à 7 détecteurs utilisée par la collaboration PandaX-III. Les détecteurs Micromegas sont connectés aux cartes FEC responsables de la numérisation du signal analogique avant qu'il ne soit envoyé à un module S-TDCM. Dans le cas où un événement est détecté dans les données, l'ensemble des signaux numérisés est enregistré dans un ordinateur d'acquisition. [47]

3.4.1 Lecture du Module de 140 kg de Xénon 136

La lecture des signaux du premier module de PandaX-III est assurée par un total de 52 détecteurs composés de 128 voies (64 pistes X et 64 pistes Y) pour un total de 6656 pistes [47]. La lecture des signaux analogiques est assurée par un ensemble de 26 cartes FEC utilisant 4 circuits intégrés AGET (capables d'enregistrer 64 signaux chacun). Les cartes FEC seront connecté à un module S-TDCM capable d'accueillir un total de 32 cartes FEC. Le signal de déclenchement (trigger) est fourni par un système composé d'une carte MCR lisant les signaux provenant des 52 grilles des détecteurs et

l'envoyant à une carte MDCM générant le signal de déclenchement. Si le signal de la grille dépasse un certain seuil, la carte MDCM envoie le signal de déclenchement au DCM pour démarrer l'enregistrement des données sur l'ordinateur d'acquisition.

3.4.2 Les cartes Front-End

Les cartes Front-end utilisées par la collaboration PandaX-III sont des cartes dérivées des cartes ASIC. Elles ont été conçues pour lire un total de 256 voies et pour être utilisés avec un ensemble de circuits intégrés AGET. Chaque carte FEC (Figure 3-9Figure 3-9 : Schéma de la carte FEC, on observe un ensemble de quatre connecteurs protégés des surtensions par un ensemble de diodes. Le signal provenant de chaque connecteur est lu par un module AGET mettant en forme le signal avant sa numérisation (ADC) et son envoi au module de collection de données géré par le module FPGA.) réalise la lecture de deux détecteurs. Les détecteurs sont connectés aux cartes FEC à travers deux connecteurs ERNI [47]. Certaines de ces voies ne sont pas utilisés et proviennent de la compatibilité AGET du design de base avec un second type de circuit intégré AFTER (remplaçant alors les circuits AGET). Chaque voie des connecteurs est reliée en entrée à une diode responsable de protéger les composants électroniques des surtensions pouvant provenir de décharges électroniques dans l'espace d'amplification des détecteurs Micromegas. Les signaux sont ensuite pris en charge par un chipset AGET dont le rôle est de mettre les signaux en forme et de les stocker dans une mémoire circulaire analogique. Dans le cas où le signal déclencheur est fourni à l'AGET, elle envoie les signaux correspondant à un convertisseur analogique numérique (ADC) qui numérise les signaux avant de les fournir à la carte programmable FPGA contrôlant la carte FEC. Ce module FPGA est responsable de la gestion des communications avec les autres modules à travers une fibre optique. Il reçoit le signal de déclenchement et envoie les données au module S-TDCM.

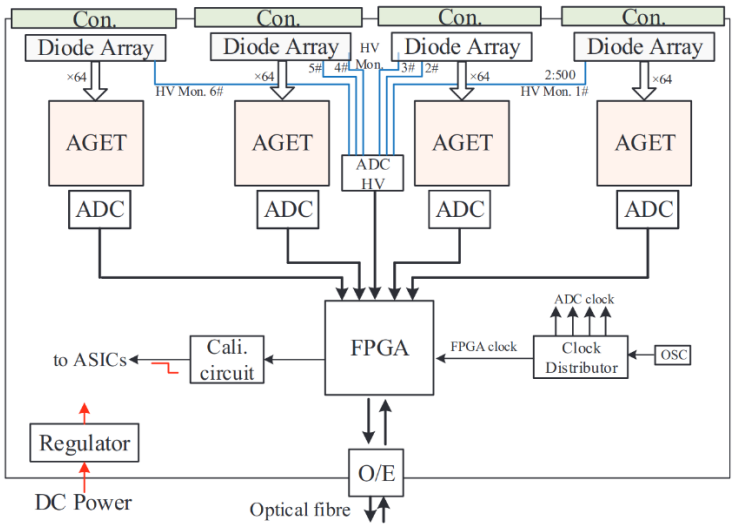

Figure 3-9 : Schéma de la carte FEC, on observe un ensemble de quatre connecteurs protégés des surtensions par un ensemble de diodes. Le signal provenant de chaque connecteur est lu par un module AGET mettant en forme le signal avant sa numérisation (ADC) et son envoi au module de collection de données géré par le module FPGA.

3.4.3 Le circuit intégré AGET

3.4.3.1 Principe de fonctionnement

Le circuit intégré AGET (Asic for General Electronic for Tpc [48]) est un ASIC (Application-Specific Integrated Circuit) de 64 voies développé par un consortium incluant l'Institut sur la Recherche

fondamentale sur les lois de l'univers au CEA Saclay comme une solution généraliste pour les opérations de calorimétrie et de reconstruction de traces dans des chambres à projection temporelle.

Le signal est traité en analogique par un préamplificateur de charge (CSA) intégrant le courant provenant de la piste de lecture. La tension du signal de sortie du CSA est proportionnelle à la valeur de la charge en entrée (Figure 3-10).

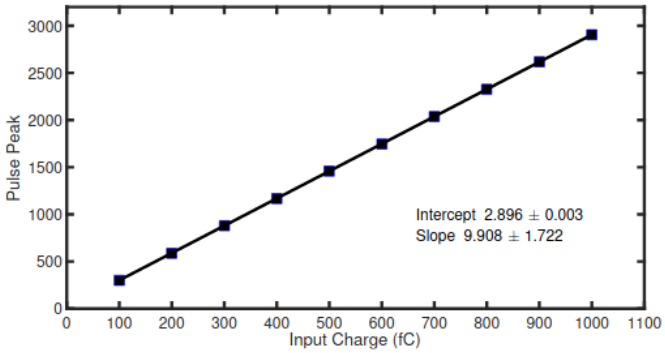

Figure 3-10 : Réponse d'une FEC en signaux ADC pour différentes charges en entrée des connecteurs. La réponse des AGET est affine. [47]

Le signal est alors pris en charge par un filtre de mise en forme responsable de symétriser le signal tout en améliorant sensiblement le ratio signal sur bruit du système avec un système PZC (Pole Zero Cancellation) responsable d'améliorer la fonction de transfert du CSA (Figure 3-11). Ensuite, le signal est stocké par un système de mémoire analogique constitué d'un total de 512 circuits à capacités commutées (SCA) jusqu'à ce qu'il soit demandé par un signal de déclenchement de lecture fourni par le module FPGA.

Une seconde fonctionnalité de l'ASIC AGET provient de sa capacité à générer un signal de déclenchement propre (autotrigger) basé sur le nombre de voies dépassant un seuil fourni en paramètre. Le signal est dupliqué et amplifié avant d'être comparé au seuil dans un discriminateur pour chaque voie. Un registre récupère les signaux provenant des 64 discriminateurs. Si le nombre de voies touchées est suffisant, l'AGET envoie un signal de déclenchement au reste de la carte FEC.

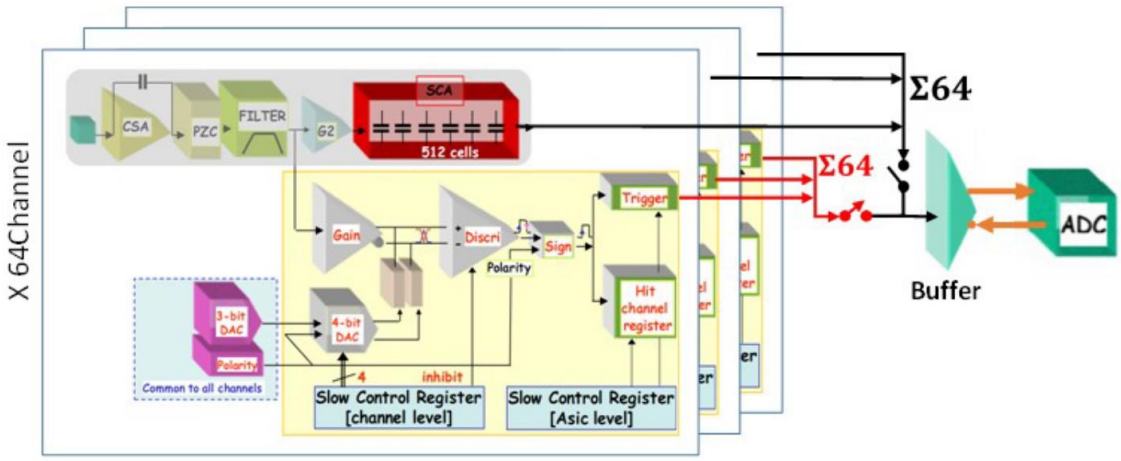

Figure 3-11 : Schéma fonctionnel du circuit intégré AGET. Le signal d'une voie passe par un amplificateur proportionnel (CSA) puis par une mise en forme (PZC+FILTER) avant d'être stocké dans un circuit à capacité commuté (SCA). Les AGET peuvent générer un signal de déclenchement propre (autotrigger paramétré par un système Slow Control). [22]

3.4.3.2 Paramétrage et Performances

Un ajustement des principaux paramètres des AGET permet de n'enregistrer qu'une partie des voies grâce à un système de sélection des voies. Dans le but de s'adapter au plus grand nombre de projets, la polarité du signal en entrée de voie peut être négatif ou positif. Il suffit de définir la polarité attendue des signaux analogiques par le préamplificateur. De plus, les AGET peuvent échantillonner les signaux à une vitesse définie entre 1 MHz et 100 MHz et il est possible de choisir des temps d'enveloppe (peaking time) entre 50ns et 1 microseconde. Le temps d'enveloppe définit la durée mise par le signal enregistré pour atteindre son maximum. Enfin, la réponse des cartes AGET peut être conditionnée en adaptant la plage d'entrée de chaque voie à l'aide d'un gain variable. Les gains disponibles permettent d'obtenir les plages suivantes : 120 fC, 240 fC, 1 pC, 10 pC.

Des tests réalisés sur une TPC à 7 détecteurs Micromegas Microbulk ont permis d'établir qu'il est possible de réaliser des mesures sur les détecteurs Micromegas Microbulk avec un échantillonnage à 5 MHz, un temps d'enveloppe à 1 microseconde et un gain à 1pC. Les mesures ont été réalisées dans un mélange d'argon et de 1,5 % d'isobutane sous une pression de 5 bars à température ambiante [47].

Des mesures supplémentaires avec les mêmes paramètres ont montré que la réponse en gain des pistes d'une FEC est globalement uniforme (Figure 3-12). Les non uniformités sont de l'ordre de 0,7% [47].

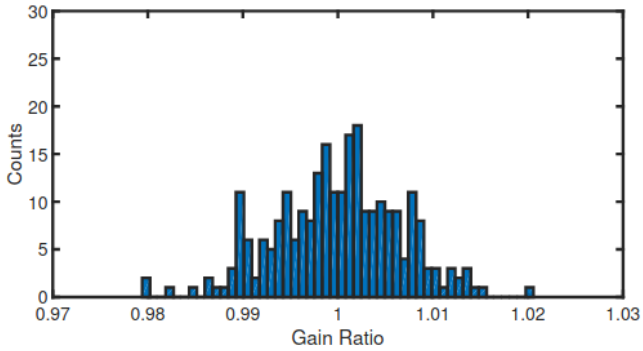

Figure 3-12 : Gain relatifs des pistes d'une carte FEC de PandaX-III basées sur le circuit AGET. Les inhomogénéités de gains ont été mesurées de l'ordre de 0,7%. [47]

De plus, le bruit mesuré de la carte FEC est inférieur à 1 fC pour l'ensemble des pistes (Figure 3-13).

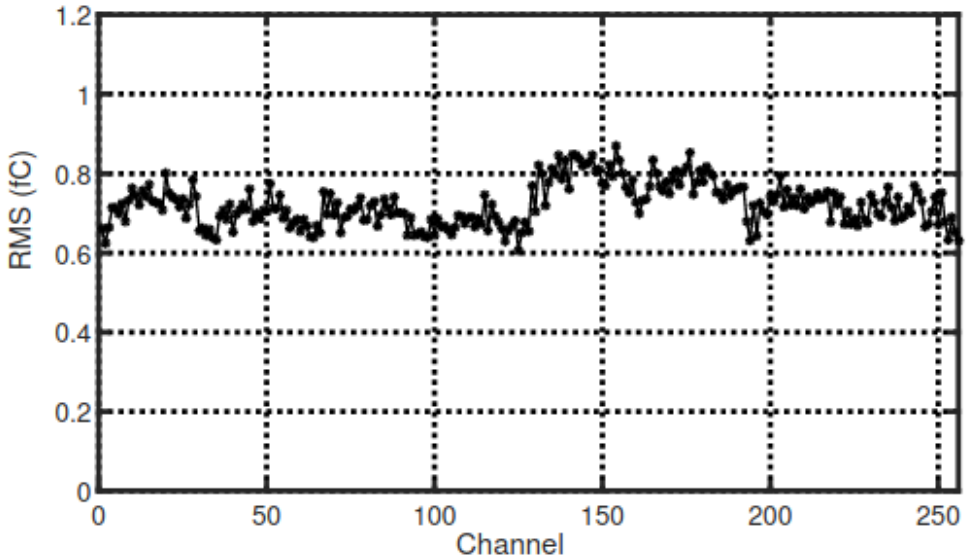

Figure 3-13 : Distribution du bruit (RMS) sur les 256 voies d'une FEC PandaX-III basées sur le circuit AGET. Le bruit est en tout cas inférieur à 0,9 fC. [47]

Le point crucial de l'expérience PandaX-III telle qu'elle a été présentée dans ce chapitre réside dans les détecteurs qui vont être employés dans la chambre à projection temporelle. Des détecteurs Micromegas Microbulk ont été choisis pour leur excellente résolution en énergie tout en les couplant avec une électronique d'acquisition spécialement conçue pour l'acquisition de données obtenues dans une telle chambre. Cependant, atteindre la résolution minimale de 3 % à 2,457 MeV demande d'obtenir des détecteurs d'une grande qualité. Il devient alors important de caractériser finement les détecteurs Micromegas Microbulk qui seront employés dans le prototype de TPC.

Chapitre 4. Performances des détecteurs Micromegas

« Progress is made by trial and failure; the failures are generally a hundred times more numerous than the successes ; yet they are usually left unchronicled. »
- William Ramsay

4.1 Les détecteurs Micromegas pour PandaX-III

4.1.1 Différentes versions d'un même détecteur

Dans le cadre du développement du prototype pour l'expérience PandaX-III, plusieurs séries du même détecteur ont été produites par le CERN (Figure 4-1). Une première série a été répartie entre les universités de Saragosse et de SJTU. Cette série contient 10 détecteurs Micromegas dits de première version (S1V1). Une deuxième série a été produite pour le Commissariat à l'énergie atomique l. Cette série contient un unique détecteur Micromegas commandé à fin d'études par le groupe du CEA Saclay. Ce détecteur est aussi de première version (S2V1). Enfin une dernière série a été conçue avec une modification de la limande de connexion (S3V2). (Tableau 4-1 et Figure 4-2)

Les différences conceptuelles entre les deux versions des détecteurs sont situées au niveau de leur connecteur qui a été adapté pour en augmenter la robustesse et la facilité d'opération vis à vis de l'interface mécanique de connexion avec l'électronique de lecture de la TPC. La partie détectrice de l'ensemble a été maintenue identique pour l'ensemble des versions présentées dans cette étude. Les différentes séries possèdent néanmoins quelques différences liées aux conditions de fabrication et de manipulations des détecteurs de chaque série. Ces différences seront discutées plus en avant dans ce chapitre.

Numéro de série / Numéro de Version	Répartition parmi les différents sites de PandaX-III
S1V1 (Automne 2017)	8 détecteurs pour l'université SJTU 1 détecteur pour l'université de Saragosse 1 Détecteur pour le CEA
S2V1 (Printemps 2018)	1 détecteur pour le CEA
S3V2 (Printemps 2019)	3 détecteurs pour SJTU

Tableau 4-1 : Détails des versions disponibles pour cette thèse.

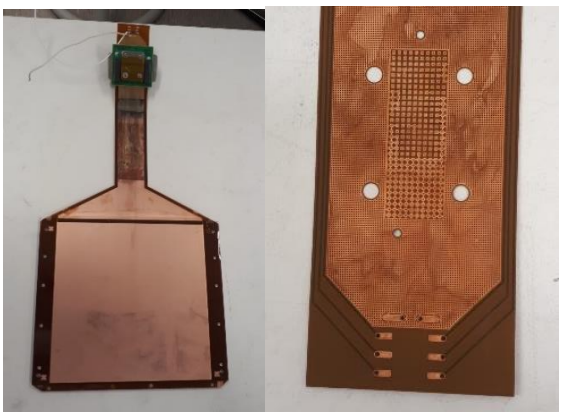

Figure 4-1 Photo d'un détecteur Micromegas Microbulk pour PandaX-III de version 1 (gauche) et un zoom sur son connecteur (droite) au bout de la limande de connexion. La surface active du détecteur est de 20x20 cm^2.

Figure 4-2 : Connecteur des détecteurs Micromegas Microbulk de version 2. La limande de connexion a été raccourcie et le connecteur changé pour un système plus robuste.

Le détecteur de référence dans ce document est le détecteur S2V1 étudié extensivement lors de cette thèse.

4.1.2 **Indicateurs de performances**

Les détecteurs Micromegas peuvent être utilisés dans de nombreuses conditions et pour différents buts physiques. Ils ont été utilisés dans de nombreuses expériences en tant que détecteurs de trace (CLASS 12 [49], ATLAS [50]…), en tant que détecteur temporel (PICOSEC [51]), et dans des TPC comme PandaX-III. Ils sont envisagés pour l'élaboration de calorimètres pour les expériences auprès des futurs accélérateurs [52]. On cherche le plus souvent à optimiser les caractéristiques utiles au but physique requis, parfois au détriment des autres. Les principales caractéristiques des détecteurs Micromegas sont :

- L'amplification électronique ou gain

- La résolution spatiale
- La résolution en énergie
- La résolution temporelle
- L'efficacité de détection

Certains paramètres secondaires sont à prendre en compte pour évaluer les caractéristiques des détecteurs Micromegas. Ils sont :

- L'homogénéité du détecteur
- Les différentes capacités électroniques du détecteur
- La transparence électronique de la grille
- Le temps de récupération après une décharge

Enfin, dans le but d'étudier l'utilité d'un détecteur dans un cas physique particulier, il est parfois nécessaire de prendre en compte des paramètres supplémentaires liés aux conditions d'emploi du détecteur. En général, il s'agit du budget total de masse du détecteur, du flux maximal d'événements qu'il peut supporter sans se dégrader, ou bien de la contamination radioactive de ses composants. Chaque expérience sélectionne son propre ensemble de critères.

Dans le cas de l'expérience PandaX-III, on cherche à employer des détecteurs PandaX-III dans une TPC pour reconstruire l'énergie des traces laissées par les électrons des désintégrations double-bêta. La caractérisation des détecteurs Micromegas de l'expérience est réalisée à partir d'une série de mesures pour garantir la connexion électrique des différentes parties du détecteur, une série d'observations visuelle ainsi que l'application d'un protocole de test permettant de mesurer le gain et la résolution en énergie du détecteur.

4.2 Mesure de la connectivité des pistes de lecture

Le premier test à réaliser sur un détecteur Micromegas est de mesurer la connectivité des pistes avec différentes pièces du détecteur (Figure 4-3). Il existe plusieurs points à tester :

- L'isolation des pistes de lecture entre elles
- L'isolation des pistes de lecture avec la ligne de masse du détecteur
- La capacitance entre la microgrille et chaque piste de lecture.

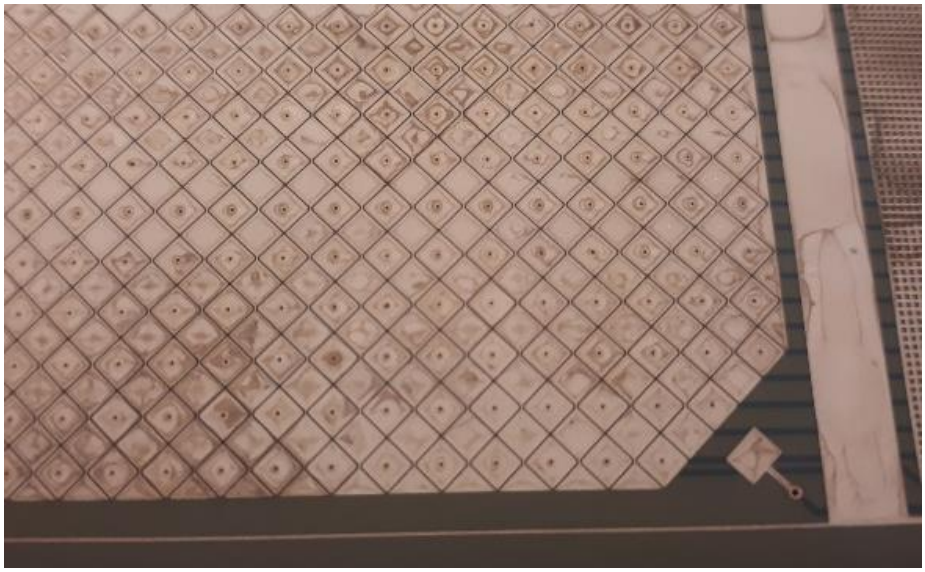

Figure 4-3 : Plan électrique d'un détecteur Micromegas S2V1. On observe les pistes et la ligne de masse entourant l'ensemble du détecteur. Les mesures d'isolation sont prises entre les pads du connecteur correspondant à chaque piste et la ligne de masse. Les mesures de capacitances sont prises entre les pads et le pad d'alimentation de la microgrille.

La mesure des résistances entre les pistes elles-mêmes et entre les pistes et la ligne de masse permet de vérifier rapidement la qualité de l'isolation des parties conductrices du détecteur. On distingue trois cas de mesures entre deux éléments :

- Une résistance supérieure à 10^6 Ω signifie que les éléments sont isolés l'un de l'autre
- Une résistance inférieure à 1 Ω indique que les éléments sont connectés électriquement.
- Une résistance comprise entre 1 Ω et 10^6 Ω, souvent de l'ordre de quelques dizaines de millier d'Ω signifie que les deux éléments sont connectés électriquement entre eux mais que la connexion n'est pas franche. En cas de différence de potentiel entre les deux éléments, un courant de fuite apparaîtra entre les deux éléments.

Ce test très rapide permet de repérer les défauts importants de fabrication comme une mauvaise lithographie ou de soudure défectueuse qui créerait un contact malvenu entre deux éléments. Le Tableau 4-2 résume les cas rencontrés au cours des différentes mesures de résistance avec les solutions mises en place par la collaboration.

Ces mesures de résistance permettent d'estimer la qualité des connexions du détecteur. Des mesures supplémentaires sont nécessaires pour conclure sur ce sujet. Une seconde série de mesures doit être réalisée pour obtenir les différentes capacités des pistes. Celles-ci permettent d'estimer la réponse probable des pistes vis à vis des événements captés par la TPC. Du fait de la très grande homogénéité des détecteurs Microbulk, la mesure des capacités des pistes devrait donner comme résultat un ensemble C_m de valeurs centré autour d'une valeur fixe C_p. Le calcul de la déviation de l'ensemble des valeurs C_m nous donne accès au défaut d'homogénéité des trous d'une piste. Il existe là encore des cas différents pour différentes mesures qui sont résumées dans le Tableau 4-3.

Cas mesuré	Effet	Solution
R <1 Ω Entre deux pistes	Le signal électrique se répartit entre les deux pistes.	Investigation à poursuivre avec l'étude de leur capacitance.
R <1 Ω Entre la microgrille et une piste	Les pistes étant à un potentiel nul et la microgrille ne pourra pas être mise sous tension	La piste doit être isolée électriquement avec pour conséquence $V_{Piste} = V_{Grille}$
0 Ω < R < ∞ Entre la microgrille et une piste	Un courant $I_{fuite} = V_{Grille}/R$ se manifeste. Si I_{fuite} < Imax : la microgrille peut être mise sous tension Si I_{fuite} > Imax : la microgrille ne dépassera pas $U = Ri_{max}$	Ifuite << Imax : La piste peut être conservée I_{fuite} >> I_{max} ou I_{fuite} non négligeable devant Imax : On isole électriquement la piste
R < 1 Ω Entre la microgrille et masse	V_{grille} = 0 V	Trouver la source contact et isoler le défaut ou décommissionner le détecteur.
R < 1 Ω Entre une piste et la ligne de masse	V_{piste} = 0 V	Aucun signal ne pourra être lu sur cette piste.
R < 1 Ω Entre un ensemble de pistes et la masse	Le signal électrique se répartit entre toutes ces pistes.	Cas rare de défaut d'isolation entre la plaque métallique de support et la couche inférieure du détecteur. Décommission du détecteur.

Tableau 4-2 : Description des effets des différents points de contrôle pour les mesures de connectivité du détecteur.

Cm	Lien avec la mesure de R	Conséquence physique
$C_m = C_p$ pour une piste	-	-
$C_m = 2.C_p$ pour 2 pistes $C_m = 3.C_p$ pour 3 pistes …	R = 0 Ω entre les pistes R = 0 Ω entre les pistes …	2 Pistes couplées 3 Pistes couplées …
C_m = 0 C	R = 0 Ω entre la grille et la piste	Piste connectée à la grille
C_m = 0 C	R > 10^6 Ω entre la grille et la piste	Piste coupée entre le pad de lecture et le début de la piste de lecture.

Tableau 4-3 : Description des effets des différents points de contrôle pour les mesures de capacitance du détecteur.

En croisant les mesures, il est possible de prévoir le comportement des pistes lorsque l'on mettra le détecteur sous tension. Idéalement, une piste doit être isolée électriquement de la masse du détecteur et de la microgrille tout en possédant une capacité non nulle. Dans le cas où ces critères ne sont pas respectés, la piste est défectueuse. Les différents cas recensés dans cette étude sont :

- Connexion inexistante entre la piste et le pad du connecteur : la piste est inopérante, on parle alors de piste coupée.
- Connexion avec la ligne de masse : le signal ne pourra pas être lu par l'électronique d'acquisition.
- Connexion des pistes entre elles : Le signal est alors réparti entre les deux pistes.
- Connexion avec la grille : selon la résistance mesurée, les comportements peuvent être multiples allant de l'apparition d'un courant de fuite jusqu'au court-circuit pour R < 1 Ohm.

Les valeurs des capacités mesurées pour le détecteur de référence sont présentées sur la Figure 4-4. On observe une différence de comportement entre les pistes en Y mesurées entre 100pF et 120pF et les pistes en X mesurées entre 150pF et 170pF. Ce phénomène est aussi présent sur les détecteurs de série 1 et 2. Il faut noter que les pistes X 15 et Y 7 ont été mesurées connectées entre elles.

L'écart observé entre les capacités des psites en X et Y peut être expliqué par la géométrie utilisée pour connecter ces pistes à la limande. Les pistes en X sont connectées à travers une voie chacune percée dans le fond du détecteur là où il existe une voie par pad appartenant à une piste en Y. Ce phénomène génèrerait un différentiel de capacité.

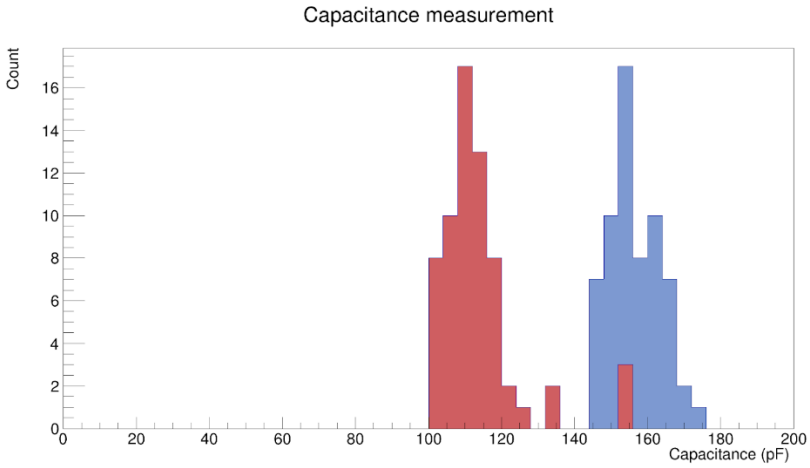

Figure 4-4 : Mesure des différentes capacités du détecteur S2V1. Les capacités mesurées des pistes en X (bleu) présentent une valeur plus haute que celles des pistes en Y (rouge).

Ces mesures permettent d'obtenir l'aperçu de l'état général du détecteur de référence avant sa première mise sous tension. L'étape suivante de sa caractérisation est de réaliser une mesure de son gain et de sa résolution en énergie.

4.3 Mesures globales

4.3.1 Le Gain

Le principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas est d'assurer l'amplification du nombre d'électrons primaires déposés dans l'espace de dérive. On définit ainsi le gain G d'un détecteur comme le ratio mesuré entre le nombre d'électrons mesurés par l'électronique d'acquisition et le nombre d'électrons primaires générés par les interactions dans le volume de gaz du détecteur (Figure 4-5).

$$G = \frac{n_{électrons\ post\ amplification}}{n_{électrons\ primaires}} \tag{4-1}$$

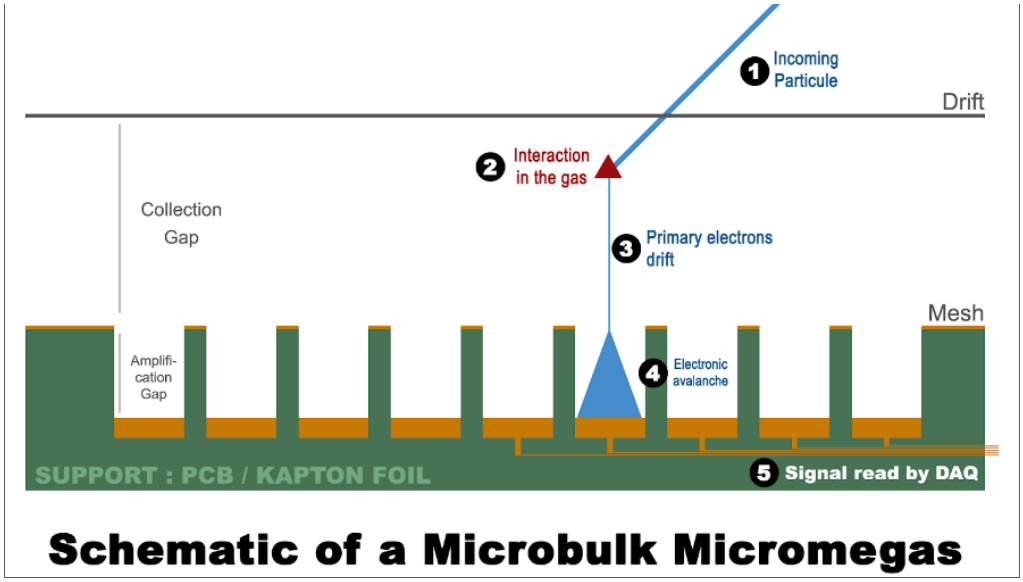

Figure 4-5 : Schéma de principe pour la mesure du gain d'un détecteur. Le détecteur est soumis à un rayonnement ionisant générant des électrons primaires dans l'espace de dérive. Les électrons primaires suivent les lignes de champs du champ de dérive avant de déclencher des avalanches électroniques dans l'espace d'amplification. Le signal généré par ces avalanches est lu par la carte FEC.

Des études extensives sur le nombre d'électrons primaires créés dans des mélanges gazeux à la suite d'une interaction ionisante ont été réalisées. Pour les gaz et sources ionisantes couramment utilisés ce nombre est facilement extrait de la littérature scientifique, à l'inverse du nombre d'électrons mesurés en sortie de détecteur qui n'est pas directement accessible. L'électronique d'acquisition réalise elle-même une conversion du signal analogique en signaux numérique. Cette conversion peut être modélisée par un facteur multiplicatif lié au comportement de l'électronique d'acquisition (Figure 4-6). On obtient ainsi un signal proportionnel au nombre d'électrons lus par le détecteur :

$$\begin{aligned} n_{électrons\ mesurés} &= G_{acquisition} \times n_{électrons\ post\ amplification} \\ &= G_{acquisition} \times G \times n_{électrons\ primaires} \end{aligned} \tag{4-2}$$

Pour déterminer ce facteur $G_{acquisition}$, une solution consiste à mesurer l'injection d'un nombre connu d'électrons dans l'électronique d'acquisition. La Figure 4-6 présente le dispositif expérimental permettant de réaliser cette opération. L'emploi d'un générateur de signaux pulsés dans un condensateur permet de contrôler précisément le nombre d'électrons envoyés dans un canal d'acquisition de la carte AGET employée. On observe une charge de la capacité sous l'effet de

l'impulsion envoyée par le générateur d'impulsion, suivi d'une décharge lorsque l'impulsion est terminée. Le nombre d'électrons libérés lors de chaque décharge du condensateur est égal à :

$$n_{électrons\ lus} = \frac{CV}{q_{e^-}} \tag{4-3}$$

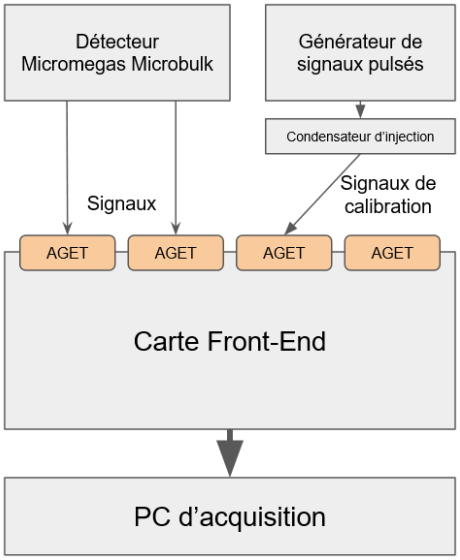

Figure 4-6 : Schéma fonctionnel de mesure de gain sur un détecteur Micromegas Microbulk avec une carte Front-End AGET. Le détecteur est connecté via deux limandes à deux AGET pour la lecture des signaux lus par l'ensemble de ses pistes. Un générateur de signaux pulsés permet d'injecter à travers un condensateur une quantité d'énergie connue dans une troisième AGET pour servir de source de calibration. Il faut noter qu'un condensateur possédant la même capacité que les pistes du détecteur est positionné en parallèle au condensateur d'injection et connecté à la masse pour imiter l'impédance de sortie du détecteur.

Un deuxième condensateur est placé en parallèle au condensateur d'injection dans le but de simuler la réponse capacitive du détecteur. En effet, le facteur $G_{acquisition}$ varie en fonction de la capacité équivalente vue par chaque piste de lecture. Pour obtenir un résultat précis, il est indispensable d'utiliser une capacité au plus proche des valeurs des pistes de lecture du détecteur. Ensuite, la mesure de la position du pic correspondant au signal injecté par la capacité d'injection permet d'établir une référence vis-à-vis du nombre d'électrons injectés dans le canal de l'AGET. Il est ensuite possible de déterminer l'énergie mesurée par l'application d'un produit en croix entre les positions P des pics mesurés et l'énergie injectée dans l'AGET servant à la calibration $E_{Calibration}$. Ensuite, le gain G s'exprime comme le rapport entre le nombre d'électrons mesurés sur le nombre d'électrons primaires.

$$E_{Mesurée} = \frac{E_{Calibration} \times P_{Mesurée}}{P_{Calibration}} \tag{4-4}$$

Il faut noter que la caractérisation du gain d'un détecteur Micromegas doit se faire en prenant en compte de nombreux paramètres secondaires. Parmi ceux-ci, le gaz choisi et le champ d'amplification

sont les deux paramètres qui ont le plus d'importance. Dans un gaz, on doit choisir le champ d'amplification suffisamment élevé pour déclencher des avalanches électroniques suffisamment importantes pour que le signal soit lu par l'électronique d'acquisition mais suffisamment faible pour ne pas générer d'arc électrique dans l'espace d'amplification du détecteur.

4.3.2 **La résolution en énergie**

La condition majeure de réussite de l'expérience PandaX-III est contenue dans la capacité de l'expérience à distinguer avec une résolution en énergie inférieure à 3 % les événements mesurés aux énergies de la région d'intérêt. La résolution en énergie représente physiquement l'étalement statistique des énergies mesurées. Les sources de rayonnement ionisant utilisées sont choisies de manière à avoir un pic principal d'émission quasiment monochromatique. L'ensemble de leur rayonnement peut alors être considéré comme émis à une unique énergie sans dispersion énergétique. Ensuite un certain nombre de fluctuations apparaissent entre l'interaction du rayon X avec le gaz et la lecture du signal. Ces fluctuations proviennent de toutes les déviations physiques aléatoires que l'on peut rencontrer dans le détecteur soit :

- Les interactions du rayonnement en dehors du détecteur.
- Les recombinaisons des paires électron-ion dans l'espace de dérive
- Les inhomogénéités de champ électrique
- Les phénomènes de saturations dans l'espace d'amplification
- Le bruit intrinsèque au système d'acquisition

Ces sources additives de fluctuations transforment l'énergie ponctuelle de départ en un continuum d'énergies mesurées qui peut être modélisé par différents types de distribution en fonction des fluctuations : distributions laurentiennes, distributions gaussiennes en sont deux exemples (Figure 4-7).

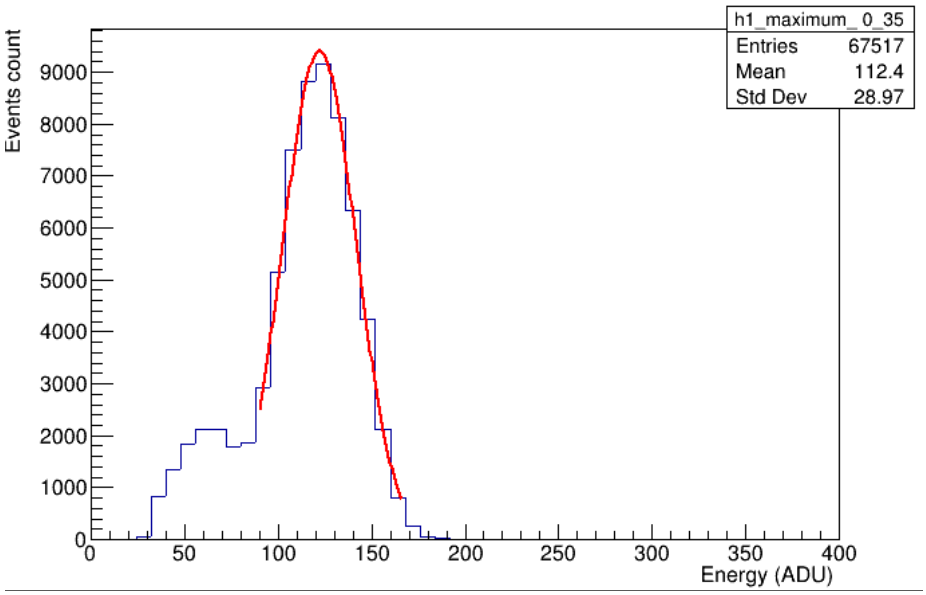

Figure 4-7 : Figure montrant un fit gaussien d'une distribution mesurée à partir d'une source de Fer 55 dans un mélange d'Argon-Isobutane à 5%. Les caractéristiques de la fonction gaussienne sont utilisées ensuite pour déterminer le gain du détecteur et sa résolution en énergie.

Ainsi, la résolution en énergie d'un détecteur est représentative de la largeur de ce signal gaussien (Figure 4-8). Plus elle est élevée, plus la courbe est large relativement à son énergie. Les expériences tendent à obtenir une résolution en énergie aussi faible que possible pour augmenter le pouvoir de séparation spectral d'un détecteur c'est à dire la capacité du détecteur à distinguer deux courbes rapprochées l'une de l'autre.

Deux méthodes sont utilisées pour mesurer la résolution en énergie d'un détecteur sur un signal considéré monochromatique. La première est la mesure de la largeur à mi-hauteur de la courbe, qui répond à l'acronyme de résolution FWHM (Full Width Half Maximum – Largeur à mi-hauteur). Elle est notamment utilisée dans le cas où la courbe étudiée ressort nettement du bruit de fond de la prise de mesures. Il s'agit simplement de calculer la largeur de la courbe à l'endroit de sa mi-hauteur et de diviser cette largeur par l'énergie centrale de la courbe.

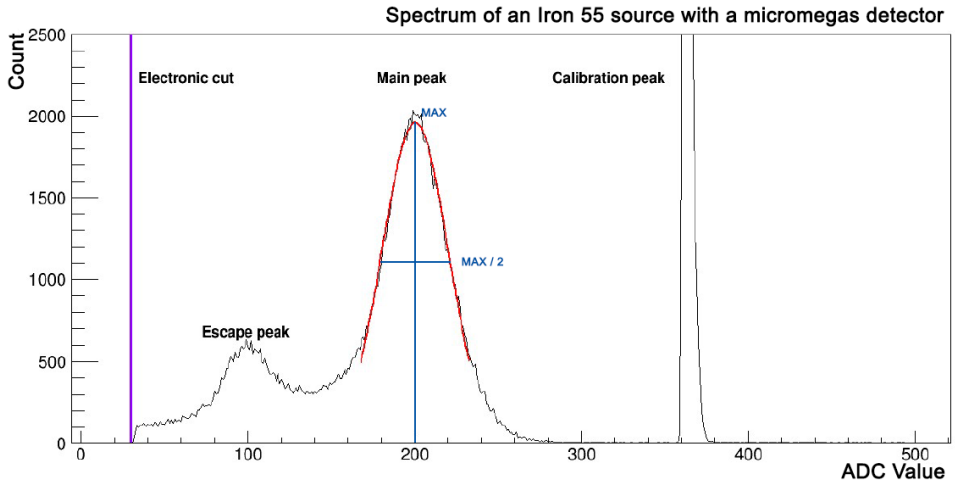

Figure 4-8 : Spectre en énergie du détecteur Micromegas Microbulk S2V1 mesuré à l'aide d'une source en Fer 55 avec un mélange d'argon isobutane à 5%. On observe trois pics répartis entre le pic principal à 5,9 keV et le pic d'échappement à 3 keV du Fer 55 ainsi qu'un pic de calibration ajouté pour créer une référence énergétique au signal mesuré. Le pic principal à 5,9 keV est décrit par un fit gaussien, la largeur à mi-hauteur et la position du pic sont utilisés ensuite pour calculer la résolution.

$$R_{FWHM} = \frac{L_{mi-hauteur}}{E_{pic}} \tag{4-5}$$

La deuxième méthode de calcul consiste à approximer une partie ou l'ensemble de la courbe à l'aide de modèles mathématiques. Une fois que le signal est reproduit, il est possible de calculer la résolution du détecteur pour chaque pic d'énergie détecté à partir des modèles numériques. Dans le cas simple de l'illumination d'un détecteur par une unique source de Fer 55, il est possible de réduire le spectre mesuré à l'addition d'un bruit de fond avec quelques pics énergétiques d'énergie et de résolutions diverses. Le bruit de fond est simulé à l'aide d'une ou plusieurs courbes exponentionnelles décroissantes. Les signaux sont eux simulés à l'aide de courbes gaussiennes. Une fois le modèle numérique correspondant au spectre attendu, il est alors possible de mesurer la résolution en énergie à partir des déviations de chaque gaussienne.

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{x-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2} \tag{4-6}$$

A partir de l'expression de la distribution gaussienne, il est possible de calculer l'équivalence entre l'écart type de la distribution et sa largeur à mi-hauteur. Pour cela, il suffit d'identifier les deux positions x_1 et x_2 où la distribution est exactement égale à la moitié de sa valeur calculée en x_0 par construction de la loi normale. Ainsi :

$$\max(f) = f(x_0) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \tag{4-7}$$

En simplifiant l'équation précédente il est ensuite possible d'obtenir une équation polynomiale de degré 2 :

$$f(x_{solution}) = \frac{f_{max}}{2} = \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi}} \tag{4-8}$$

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{x-x_0}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2} = \frac{1}{2\sigma\sqrt{2\pi}} \rightarrow (x_{solution} - x_0)^2 = 2\sigma^2 ln2 \tag{4-9}$$

Cette équation possède deux solutions. $x_{solution}$ s'écrit alors sous la forme :

$$x_{solution} = x_0 \pm \sqrt{2\sigma^2 ln2} \tag{4-10}$$

Soit, en prenant $x_1 < x_2$:

$$x_1 = x_0 - \sqrt{2\sigma^2 ln2} \;\; et \;\; x_2 = x_0 + \sqrt{2\sigma^2 ln2} \tag{4-11}$$

En prenant en compte le fait que la largeur à mi-hauteur FWHM est égale à la différence entre x_1 et x_2, on obtient :

$$R_{FWHM} = \frac{L_{mi-hauteur}}{E_{pic}} = \frac{x_2 - x_1}{E_{pic}} \tag{4-12}$$

En prenant en compte que $\sigma > 0$ et que $\sqrt{2ln2} \approx 2{,}355$:

$$R_{FWHM} = \frac{L_{mi-hauteur}}{E_{pic}} = \frac{2{,}355\sigma}{E_{pic}} \tag{4-13}$$

4.3.3 **Protocole de test**

Le gain et la résolution en énergie d'un détecteur peuvent être mesurés à partir du même banc de test et en appliquant le même protocole expérimental. Les campagnes de mesures sur les séries successives de détecteurs Micromegas Microbulk ont été réalisées sur un banc de mesure (Figure 4-9). Le banc est constitué d'une enceinte en aluminium dans laquelle le détecteur Micromegas est positionné. L'enceinte est équipée d'une entrée et d'une sortie de gaz pour permettre la circulation des gaz choisis dans l'enceinte ainsi que d'entrées électriques pour permettre d'acheminer la puissance électrique nécessaire au fonctionnement du détecteur à partir de générateur hautes tensions adéquates. Le détecteur est connecté par deux limandes à une carte d'acquisition AGET qui

réalise l'acquisition des signaux. L'enceinte est elle-même percée de fenêtres sur sa face supérieure pour permettre le positionnement de sources radioactives selon l'axe normal du détecteur. De plus, un générateur de signaux pulsés est relié à une troisième limande à travers un montage de condensateurs pour permettre de mesurer un signal de calibration dans l'AGET.

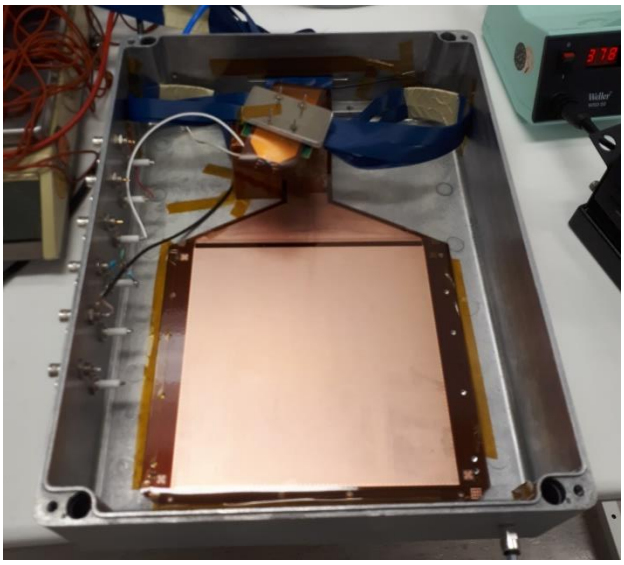

Figure 4-9 : Photo du banc de test pour l'acquisition de signaux pour un détecteur Micromegas Microbulk.

Il est possible de complexifier ce schéma minimal de mesure en ajoutant un système qui permet de contrôler les mesures avec un oscilloscope. En alimentant la grille du détecteur à travers un analyseur multicanal (MCA), relié à un amplificateur puis à un oscilloscope, il est possible de réaliser une mesure des fluctuations de l'alimentation de la grille et ainsi de mesurer l'activité du détecteur sur l'ensemble de sa surface. Ce dispositif de contrôle permet ainsi de s'assurer que le détecteur répond correctement aux sollicitations des sources qui l'éclairent (Figure 4-10).

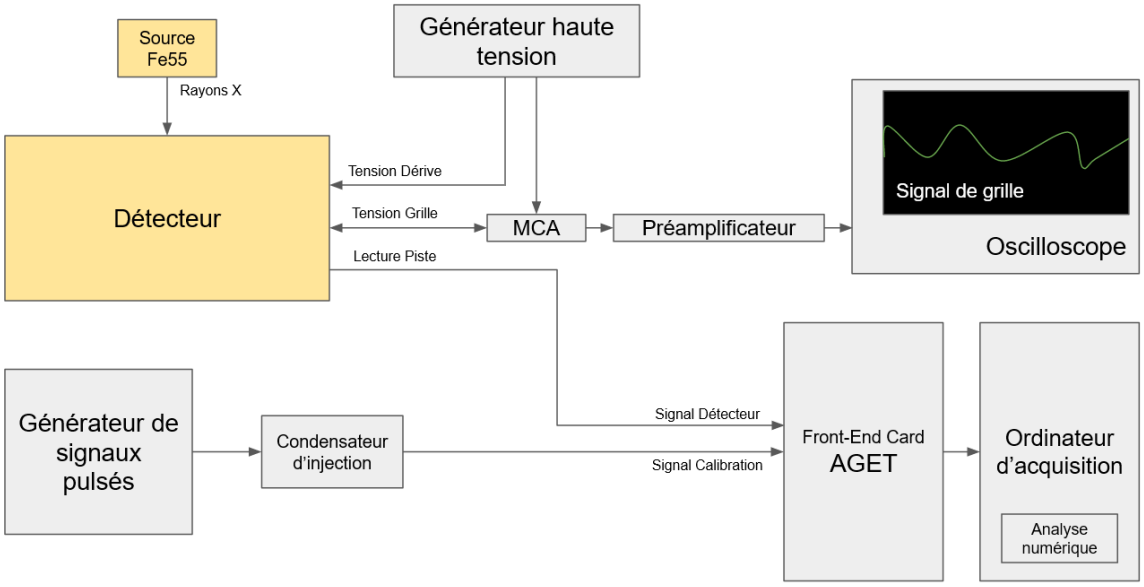

Figure 4-10 : Protocole de test d'un détecteur Micromegas. Le signal est lu par les pistes grâce à une carte Front-End AGET qui numérise et traite le signal avant de l'envoyer à un ordinateur d'acquisition responsable du stockage des données. Le déclenchement de l'envoi est géré par un système d'autodéclenchement de l'AGET. La grille du détecteur est alimentée en haute tension à travers un analyseur multi-canal (MCA) qui permet de lire les fluctuations de la tension de grille sur un oscilloscope après amplification du signal. Un générateur de signaux pulsé permet de générer un signal d'énergie connue dans le spectre mesuré par la carte front-end.

Le protocole expérimental de mesure est de commencer par remplir l'enceinte du mélange gazeux souhaité puis de laisser ce gaz circuler pendant 24h pour s'assurer de l'établissement d'une atmosphère composée exclusivement du mélange souhaité. Ensuite, la carte AGET est mise sous tension puis les différentes cartes d'alimentation du détecteur sont alimentées en tension. Les mesures sont réalisées à l'aide d'une source radioactive de Fer 55 qui produit des rayons X de 5,9 keV et un mélange gazeux d'argon additionné de 5 % d'isobutane. Les rayons X de la source de Fer 55 interagissent dans le mélange et créent le spectre observé.

Ce spectre possède deux pics reconnaissables. Le premier à 5,9 keV est le pic formé par la conversion par effet photoélectrique des rayons X en électron dans le mélange gazeux et le deuxième est formé par une interaction Compton entre les rayons X et le gaz qui dépose 3 keV d'énergie dans le gaz et forme un second photon avec l'énergie restant. Le libre parcours moyen avant une interaction de ce photon est élevé devant l'épaisseur du détecteur ce qui crée un phénomène que l'on appelle échappement. Dans le cas où le photon nouvellement créé n'interagit pas dans l'espace de dérive, il s'échappe de la chambre. On observe ainsi un pic composé de l'énergie déjà déposée dans le détecteur : ce pic est appelé pic d'échappement.

La Figure 4-11 présente le spectre de la source de Fer 55 obtenu avec le détecteur. On distingue dans ce spectre les deux pics de la source de Fer 55 et le pic de calibration à plus haute énergie. Le niveau de bruit est suffisamment bas pour qu'il soit possible de calculer la résolution en énergie de la mesure en simulant le pic principal de la source par une gaussienne. Le gain est calculé en prenant en compte le pic de calibration et la valeur du pic principal.

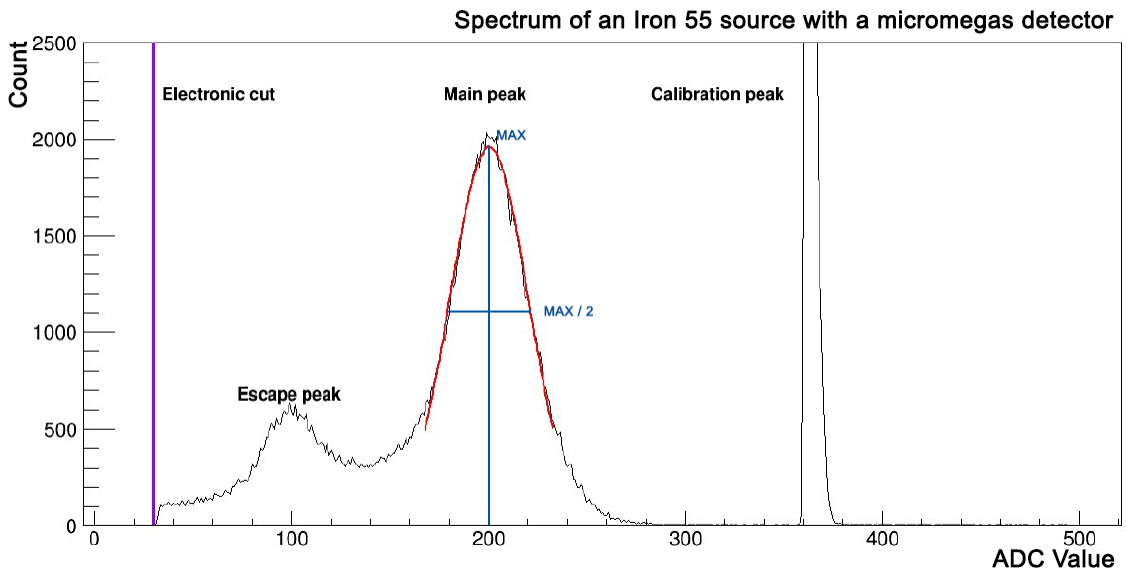

Figure 4-11 : Spectre en énergie du détecteur Micromegas Microbulk S2V1 mesuré à l'aide d'une source en Fer 55 avec un mélange d'argon isobutane. On observe trois pics répartis entre le pic principal à 5,9 keV et le pic d'échappement à 3 keV du Fer 55 ainsi qu'un pic de calibration ajouté pour créer une référence énergétique au signal mesuré.

En répétant cette mesure pour différentes tensions de grilles, il est possible d'obtenir une courbe de gain et une courbe de résolution pour ce détecteur et de les afficher ensemble pour observer les corrélations entre les deux (Figure 4-12). Un spectre en énergie est mesuré pour chaque tension de grille à partir duquel il est possible de distinguer le pic principal de la source de Fer 55, ce jusqu'à ce que des courts-circuits commencent à se manifester dans la zone d'amplification marquant la fin de la zone d'opérabilité du détecteur.

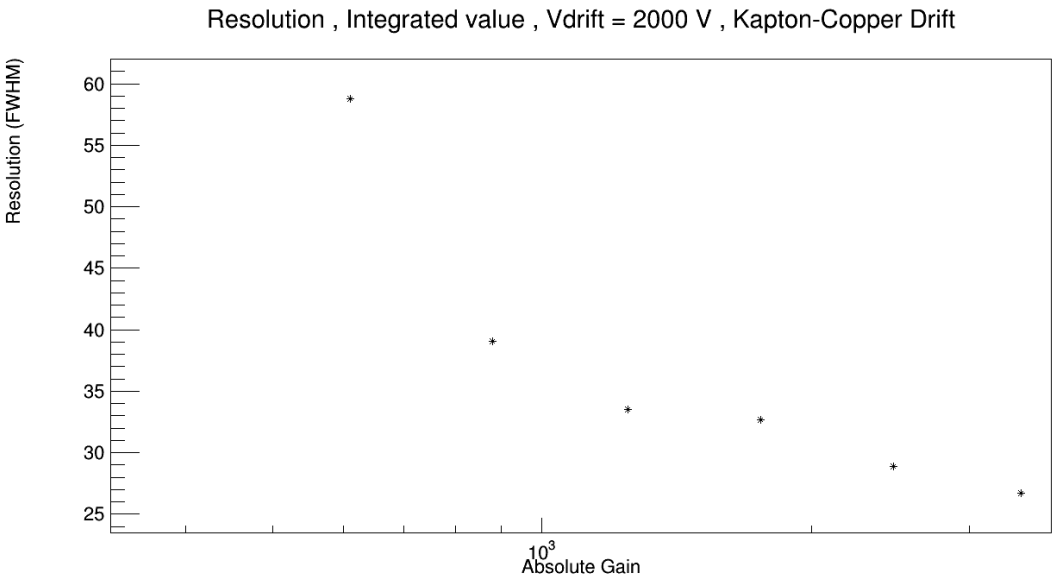

Figure 4-12 : Courbe de gain comparée à la résolution. On observe que la résolution diminue avec le gain, cependant les valeurs faibles de gains nous empêchent d'atteindre l'optimum prévu par la théorie.

Le gain maximum mesuré est de 2500, bien inférieur à la valeur attendue d'environ 10000 pour des détecteurs de ce type. De plus, la meilleure résolution mesurée a été de 25% alors que l'on s'attendrait à mesurer une résolution en énergie inférieure à 20% dans ces conditions expérimentales pour un détecteur de cette taille. Ces performances sont insuffisantes pour les objectifs de la collaboration.

Ces résultats peuvent s'expliquer dans le cas où le rapport de champ entre les champs de dérive et d'amplification est mal choisi. Dans ce cas, la transparence électronique de la grille n'est pas suffisante et l'on perd un certain nombre d'électrons primaires à cette étape, ce qui expliquerait le faible gain mesuré. Les détecteurs Micromegas présentent une courbe de transparence possédant un plateau d'efficacité maximale. Dans le cas où le rapport ne se trouve pas sur ce plateau, le gain baisse logiquement. Elle se calcule en mesurant le gain du détecteur pour différentes valeurs du rapport entre le champ de dérive et le champ d'amplification (Figure 4-13).

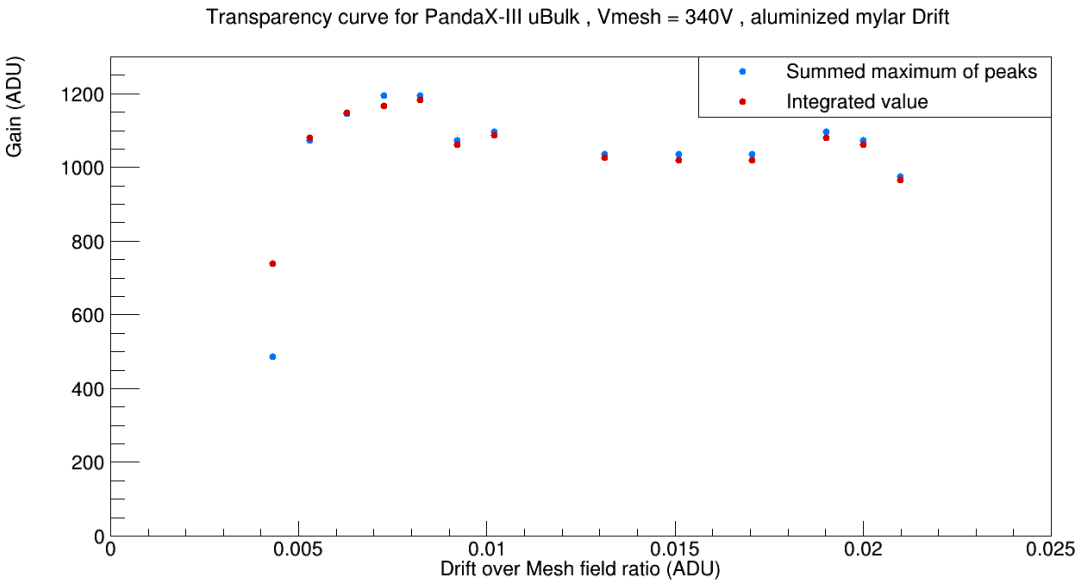

Figure 4-13 : Courbe de gain mesurée sur le détecteur Micromegas Microbulk S2V1 pour différents rapports de champs de dérive et d'amplification. On observe qu'il existe un large plateau où le gain est maximum. Cela correspond au maximum de transparence électronique de la grille. Deux méthodes d'analyse du signal sont employées pour estimer l'énergie à partir des signaux mesurés : la première se base sur la valeur maximale du signal le plus élevé ; la seconde sur l'intégrale des signaux dépassant le seuil de déclenchement. On observe des résultats similaires pour ces méthodes.

Il faut noter que l'utilisation d'une unique source de Fer 55 ne permet d'illuminer qu'une portion du détecteur (Figure 4-14). Des tests ont été conduits en changeant la position de la source sur le détecteur. Ces tests montrent des variations de gain importantes qu'il convient d'étudier plus en profondeur.

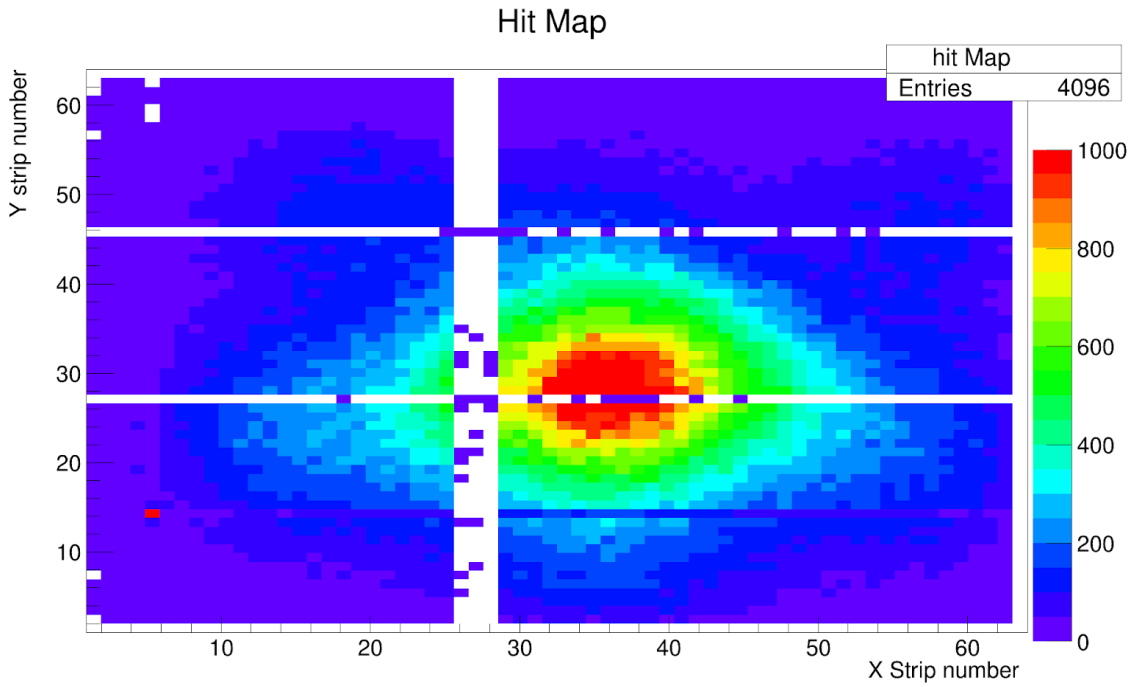

Figure 4-14 : Carte des positions (X ; Y) des différents événements lus. La position d'un événement est identifiée en prenant comme position X (resp. Y) la position de la piste X (resp. Y) avec la plus grande amplitude. La source de Fer 55 est maintenue fixe durant les prises de mesure.

Une mesure a donc été réalisée en maintenant les paramètres expérimentaux fixés à l'exception de la position de la source qui était bougée à différents points au-dessus du détecteur. On obtient ainsi un ensemble de mesures différentes du gain pour un set de tension données. Ce set d'expériences permet de vérifier si la réponse du détecteur est homogène sur toute sa surface (Figure 4-15).

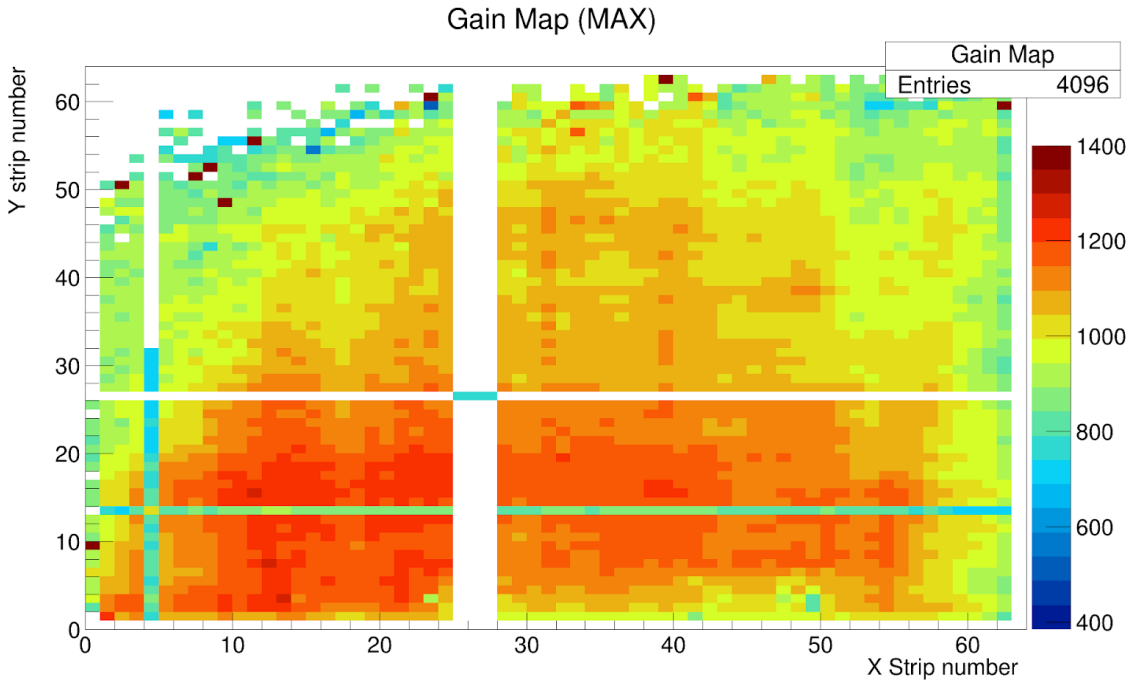

Figure 4-15 : carte de gain obtenu en combinant deux jours de mesures avec une source de Fer55 positionnée sur un pendule pour assurer l'illumination de l'ensemble du détecteur. On observe que le gain varie du simple au double entre les différents pixels du détecteur.

On observe Figure 4-15 que les gains mesurés sont répartis assez largement. Il existe donc un problème d'homogénéité dans le détecteur qu'il faut identifier et comprendre. Pour cela, il faut analyser la réponse fine des pistes du détecteur.

4.3.4 **Inspection des performances piste par piste**

L'étude des pistes est directement accessible depuis les données prises. En effet, le signal est enregistré piste par piste. Il s'agit donc de réaliser le spectre en énergie de chaque piste pour obtenir son gain et sa résolution en énergie. Cependant, un événement peut être enregistré par un ensemble de pistes ce qui en retour fausse le spectre en énergie mesuré. Pour éviter ce phénomène, il est possible de ne sélectionner que les signaux où une unique piste possède du signal au-dessus d'un seuil positionné au-dessus du niveau de bruit ambiant (Figure 4-16). En comptant les différents signaux, il a été établi dans ces mesures qu'environ 60% des événements ne concernaient qu'une seule et unique piste répartis également entre les pistes X et les pistes Y.

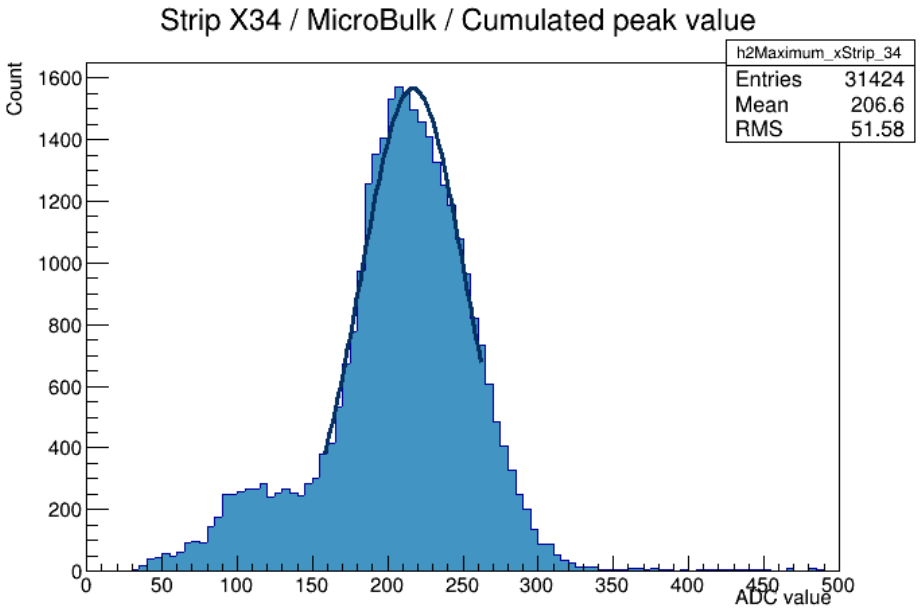

Figure 4-16 : Spectre en énergie de la piste X34 du détecteur Micromegas Microbulk S2V1 pris avec une source de Fer 55 dans un mélange d'argon-isobutane à 5%.

A partir de ces spectres en énergie individuels, il est possible d'établir la répartition du gain le long des pistes (Figure 4-17). La répartition du gain montre une large inhomogénéité de la réponse des pistes entre elles. En prenant en compte la répartition physique des pistes sur le détecteur (Figure 4.24), il est possible de déterminer une tendance physique. Ces défauts homogénéités du gain rendent difficiles l'interprétation des calculs sur la résolution en énergie puisque cette dernière dépend directement des fluctuations du gain sur l'ensemble de la surface de la piste.

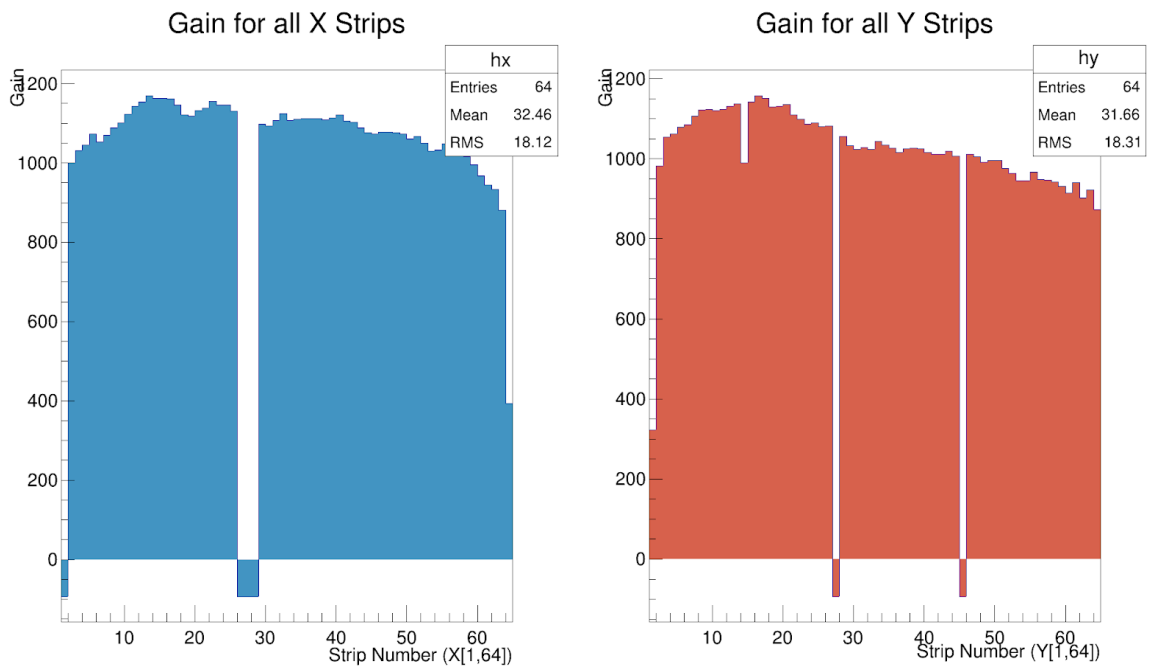

Figure 4-17 : Gain calculé sur l'ensemble des pistes du détecteur.

A partir de ces conclusions, on peut déduire que le gain du détecteur possède une dépendance spatiale qui n'est pas uniquement liée au numéro de piste mais aussi à la position le long de la piste.

4.3.5 **Etude de la réponse des pixels du détecteur**

L'établissement du gain du détecteur en fonction de la position de l'événement dans le détecteur est plus difficile à réaliser car elle dépend de l'étalement spatial du dépôt d'énergie. Il est possible de déterminer la position de cet événement en prenant en compte les pistes touchées par l'événement. Pour ce faire, les signaux correspondant aux voies X sont passés en revue pour trouver le signal significatif le plus grand. Un signal significatif est un signal dont la valeur maximum dans la fenêtre de temps d'acquisition dépasse un seuil fixé 5 canaux ADC au-dessus de la ligne de base. Le signal significatif maximal est considéré comme définissant la position en X de l'événement. En répétant le processus pour les pistes de lecture sur l'axe Y il est possible d'établir le positionnement d'un événement dans le détecteur.

Par construction de ce système de positionnement, ce sont les positions des pistes X et Y qui déterminent la position des événements. Il est alors possible de définir un ensemble de pixels pour le détecteur. Chaque pixel est défini comme l'intersection de deux pistes. Il est possible d'étudier la réponse spatiale du détecteur de manière bien plus fine.

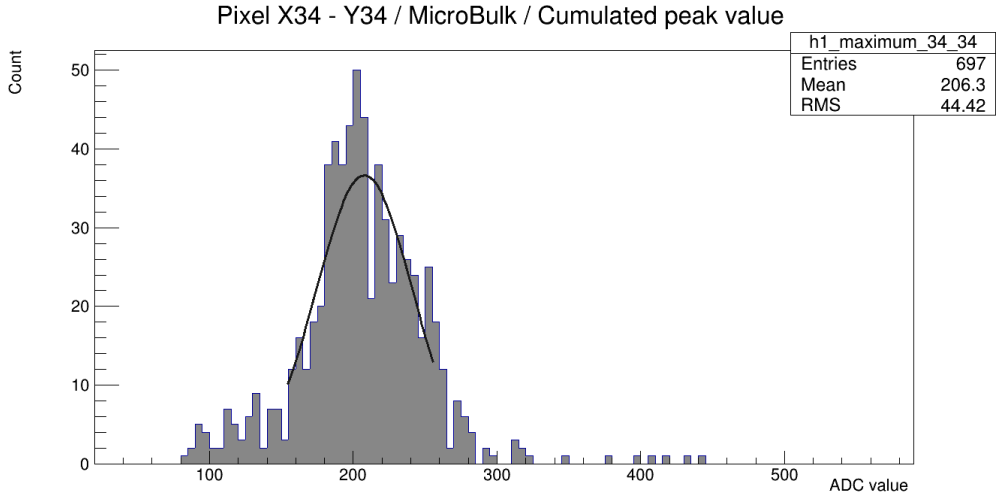

Figure 4-18 : Distribution de l'énergie mesurée par le pixel (X34 ; Y34) du détecteur Micromegas Microbulk S2V1 obtenu avec une source de Fer 55.

L'énergie de l'événement peut alors être calculée comme la somme des énergies des pistes dépassant un seuil de 5 ADC au-dessus de la ligne de base. Dans les faits, la majorité des événements retenus ne présentent du signal que dans deux pistes.

A partir de ces signaux, il est possible d'obtenir le spectre en énergie des événements lus par chaque pixel (Figure 4-18) et d'obtenir ainsi une mesure locale des performances du détecteur.

En combinant ces données, il est possible dans un premier temps de réaliser une carte des positions des différents événements (Figure 4-19) du détecteur. On observe que l'on trouve les pistes coupées sous la forme de bandes blanches aux positions correspondantes. Il existe aussi un point chaud à l'intersection de deux pistes, ceci est dû au couplage capacitif présent entre ces deux pistes. Lorsque l'une reçoit du signal, la seconde le reçoit aussi. Ainsi, la majorité des signaux enregistrés par ces deux pistes sont ramenés à la position de l'intersection des deux pistes. Les événements restants sont des événements où la piste couplée possède un maximum en énergie pour une des deux coordonnées mais pas pour l'autre. Enfin, les pistes 1 et 64 de chaque coordonnée ne sont pas équipées de trou d'amplification, elles sont donc inactives et ne présentent pas de signaux.

Une fois ces éléments physiques du détecteur écarté, il est possible d'observer le positionnement de la source de Fe55 employée pour cette mesure. Comme supposé précédemment, cette dernière n'illumine pas la totalité de la surface du détecteur.

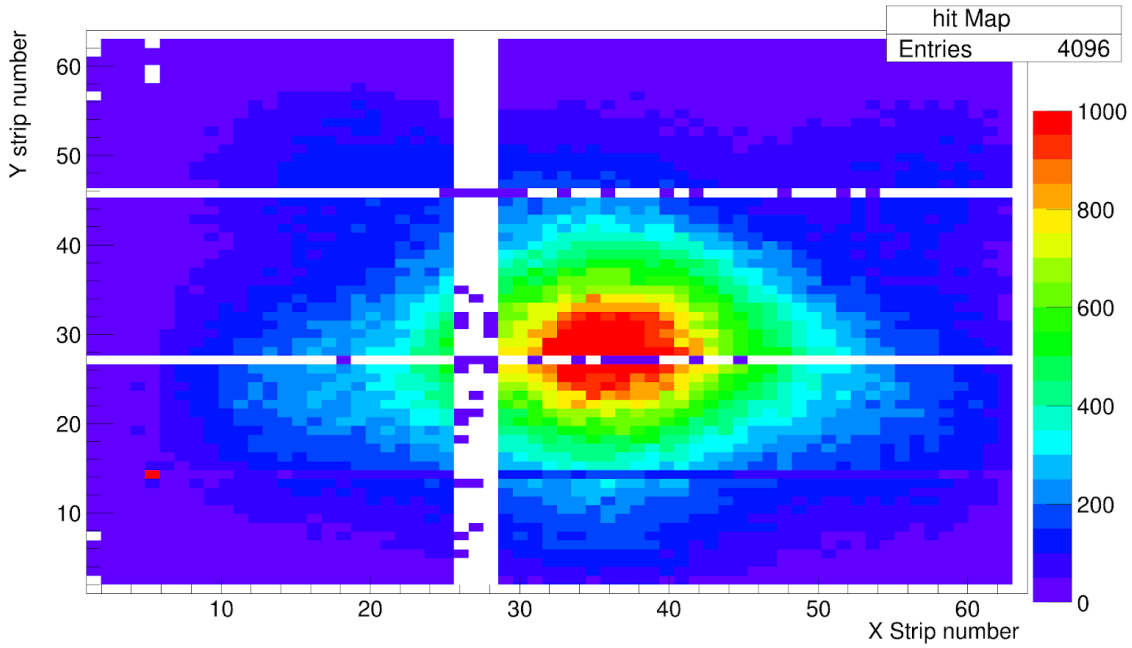

Figure 4-19 : Carte des positions (X ;Y) des différents événements lus. La position d'un événement est identifiée en prenant comme position X (resp. Y) la position de la piste X (resp. Y) avec la plus grande amplitude. La source de Fer 55 est maintenue fixe durant les prises de mesure.

Pour réaliser des mesures de gain et de résolution de tous les pixels, il faut réussir à illuminer l'ensemble du détecteur dans une même prise de mesures. La Figure 4-20 présente la carte d'illumination obtenue avec une source mobile de Fer 55. A partir de ces données, il est possible d'obtenir une valeur du gain de chaque pixel dès que le pixel comporte 100 événements.

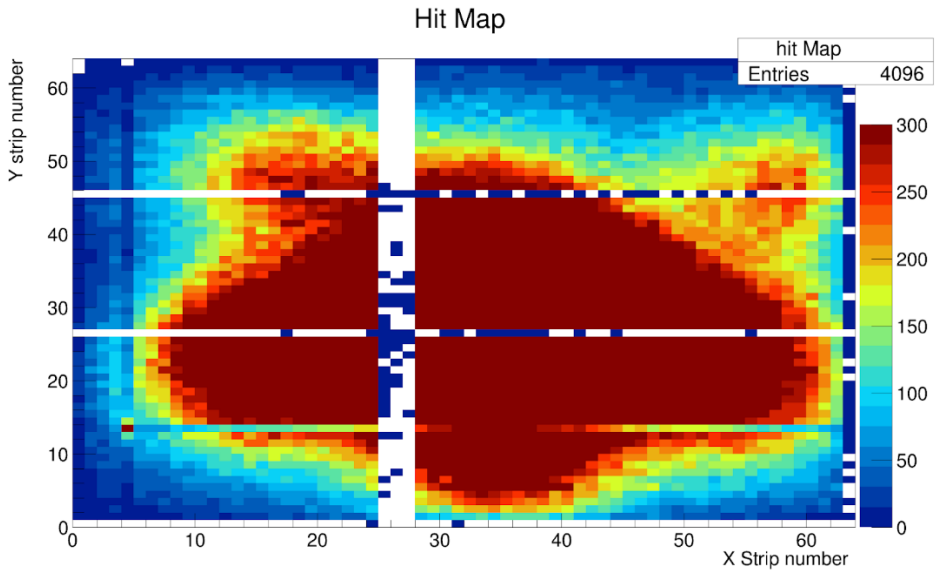

Figure 4-20 : Carte des positions d'un détecteur Micromegas Microbulk illuminé par une source de Fer 55 mobile. Le calcul du gain et de la résolution d'un pixel ne peut se réaliser que si l'on possède au minimum 100 événements sur ce pixel.

La Figure 4-21 montre le gain calculé à partir de la Figure 4-20. Le profil des inhomogénéités montre une variation allant du simple au double sur la même colonne ou ligne ce qui implique des variations importantes sur les performances des pistes. Cette figure montre aussi de très grandes variations de gain sur la surface du détecteur qu'il n'est pas possible d'expliquer avec les mesures présentées jusqu'à présent.

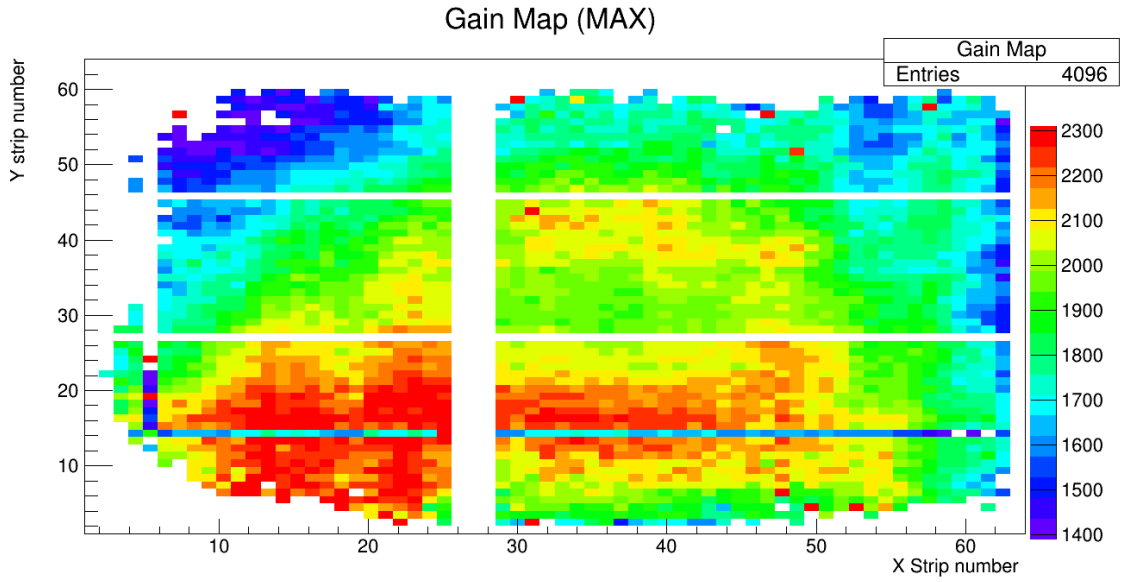

Figure 4-21 : Carte de gain mesurée à partir de l'agrégation de plusieurs mesures avec deux sources différentes de Fer 55. Une des sources reste positionnée au centre de l'image (X32-Y32) pour servir de point de référence et la seconde est déplacée pour couvrir l'ensemble de la surface. On observe des variations importantes du gain en fonction de la position.

Il a été décidé de pousser les analyses visuelles du détecteur en réalisant des séries de mesures pour tenter d'établir une cause à ces inhomogénéités.

Mesures des trous du détecteur

Dans un premier temps, le détecteur a subi un examen visuel avec un microscope de la marque Mitutoyo. Dans un premier temps, il a été possible d'identifier les causes probables de certaines pistes défectueuses du détecteur (Figure 4-22).

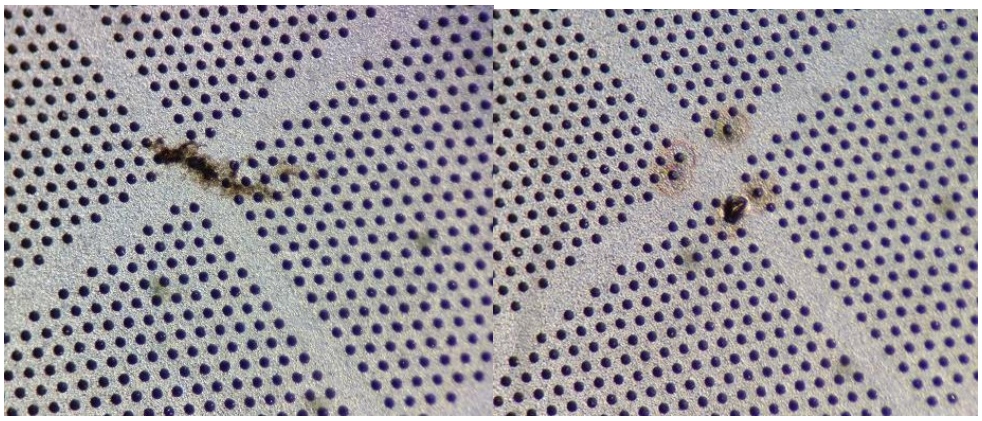

Figure 4-22 : Défauts mesurés à l'origine de courts circuits ayant obligé une opération sur les pistes concernées, ces pistes ont été désactivées pour la suite des mesures.

Dans un second temps, une analyse empirique de la forme et de l'apparence des trous d'amplification a permis d'identifier plusieurs types d'inhomogénéités. Le fond des trous ne montre pas le même matériau dans tous les cas (Figure 4-23). Parfois on observe la surface d'un métal semblable à la grille, ceci nous montre que l'on est bien en présence du cuivre qui constitue la grille. Mais dans d'autres cas, on observe une surface brillante avec des inclusions plus sombre qui ne sont pas représentatives du cuivre déposé. De par la construction d'un détecteur Micromegas Microbulk, il a été établi que cette couche correspond à du chrome qui est utilisé pour coller la couche de cuivre au Kapton. Dans le cas des trous présentant cette couche, il est probable que le trou n'ait pas été percé suffisamment profond ce qui explique l'apparition de cette couche.

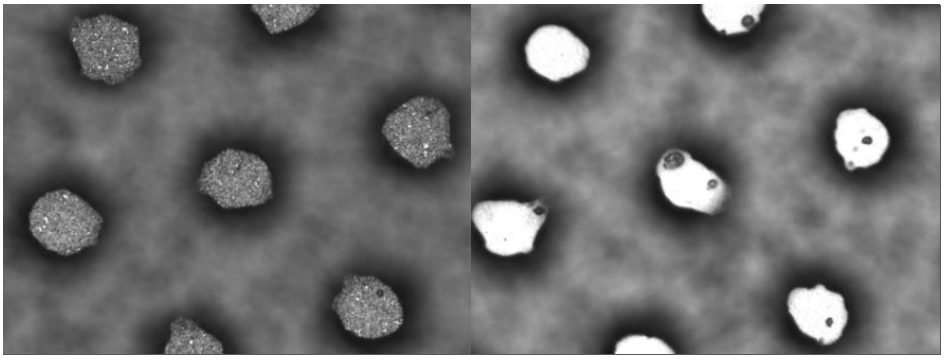

Figure 4-23 : Etat de surface du fond des trous d'amplification. On observe une surface en cuivre sur l'image de gauche et à droite une surface en Chrome due à une attaque chimique insuffisante.

De nombreux trous présentent aussi une géométrie non standard. Les trous présentent une bande circulaire sombre qui occulte la surface de la piste, réduisant ainsi la surface disponible pour lire le signal. Certains trous sont même complètement recouverts. Cette surface noire est composée du Kapton mal percé.

A partir de ces observations, de nouvelles mesures plus systématiques ont été réalisées pour l'état des trous (Figure 4-24). Grâce à une observation optique de chacun des trous des pads, il est possible de mesurer différentes variables de chaque trou pour obtenir les valeurs suivantes :

- Le diamètre de l'ouverture du trou
- Le diamètre au fond du trou
- La hauteur du trou

A partir de ces valeurs, il a été possible d'établir une corrélation positive entre le diamètre au fond du trou et le gain.

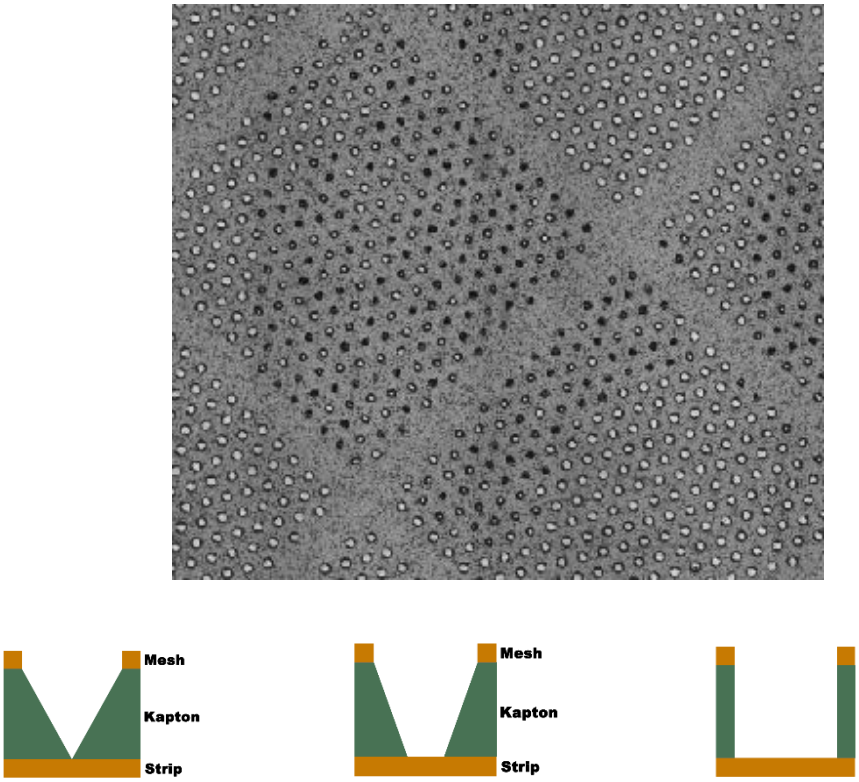

Figure 4-24 : Zoom sur un ensemble de trous aux dimensions irrégulières, on observe ici des trous totalement recouverts de Kapton (Noir), partiellement recouvert (noir et gris clair) et normaux (gris clair).

Ces mesures mettent en évidence que le détecteur S2V1 possède un défaut de fabrication important au niveau de son espace d'amplification. Après des discussions avec le laboratoire ayant produit le détecteur, il a été estimé que l'origine du défaut provient d'un bain d'attaque chimique non adapté pour la fabrication de cette série. Des tests par la collaboration ont montré que ce défaut en particulier n'est pas présent pour les séries 1 et 3. Cependant, cette série montre qu'il faudra monitorer précisément la qualité de fabrication des détecteurs. Une variation importante du gain des détecteurs implique de déployer des moyens supplémentaires pour corriger les inhomogénéités du signal avant d'en réaliser la reconstruction.

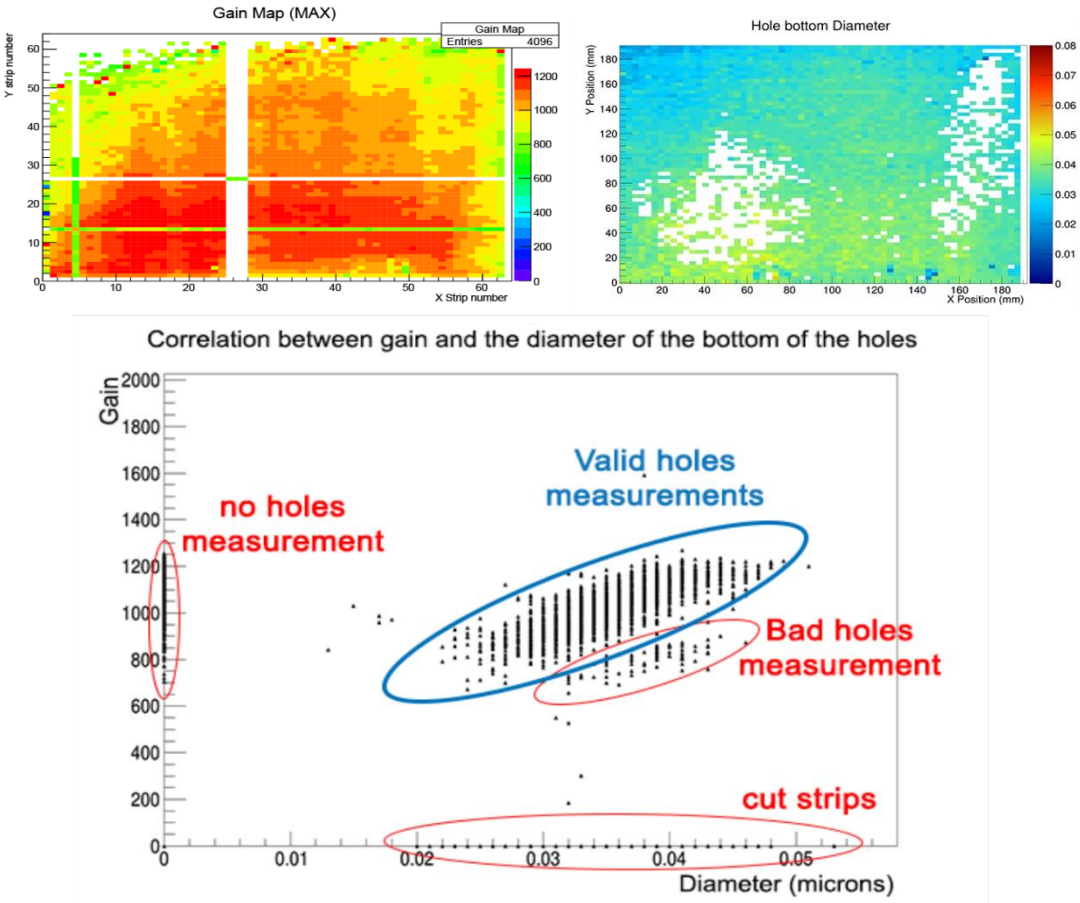

Figure 4-25 : Corrélation du gain des pixels avec le diamètre mesuré au fond des trous d'amplification. En retirant les données provenant d'une absence de mesure d'une des deux variables on peut observer deux populations. La première provient d'un ensemble de mesures où le diamètre de fond des trous d'amplification a été mal mesuré car ces trous sont situés en bordure des zones sans mesure. La seconde correspondant à la majorité des mesures réalisées, on observe alors une corrélation positive entre le diamètre mesurée et le gain du pixel.

Une étude cherchant à trouver des corrélations entre ces mesures et le gain du détecteur pour chacun des pixels. La carte de gain du détecteur présente des pixels où le gain est nul à cause de pistes coupées ou n'étant pas active (pistes 0 et 63 pour les deux axes). Les mesures optiques des trous soufrent elles aussi de limites qui sont dû à l'état de surface au fond des trous. Certains trous ne sont pas suffisamment creusés et présentent un fond réfléchissant la lumière du microscope plus intensément que le cuivre sensé se trouver à la place. Il n'a pas été possible de régler la prise de mesure automatique pour réussir à prendre une image des deux types de trous en une seule prise. La mesure a ainsi été rendue impossible dans le cas des trous présentant du chrome. Ceci donne lieu à deux zones (en blanc dans la Figure 4-25) où la mesure est absente. Dans certains cas, la mesure aboutie mais donne lieu à une valeur aberrante notamment pour les points proches de ces zones blanches. Dans le cas qui nous intéresse, le diamètre au fond des trous a été surestimé. Une seconde méthode d'analyse basée sur l'analyse des contours des trous à partir d'un ensemble d'image haute résolution a permit de confirmer que ces valeurs étaient bien aberrantes. On observe alors une population de point montrant corrélation positive entre le diamètre au fond des trous et le gain du pixel concerné. (Figure 4-25)

Chapitre 5. Reconstruction des événements dans la TPC PandaX-III

« Remember that REST is made by physicists for physicists who are supposed to toil and suffer till they become experts »
Message d'accueil de REST 2.2.20

5.1 Physique des événements

5.1.1 Physique dans la TPC PandaX-III

Comme il a été vu dans le chapitre 2, la réussite de l'expérience PandaX-III dépend de la résolution en énergie qui est atteinte par les détecteurs mais aussi de la capacité à séparer les événements provenant des désintégrations double bêta du Xénon 136 des événements produits par les autres sources de rayonnement ionisant. Les critères permettant de réaliser cette séparation seront présentés dans ce chapitre ainsi qu'une nouvelle méthode d'analyse basée sur l'exploitation du profil énergétique des événements. Ces critères sont définis à partir du nombre d'électrons primaires émis par chaque événement. Les événements double bêta génèrent des traces créées par deux électrons. Les autres événements génèrent des traces créées par un seul électron. Les signaux sont analysés dans l'environnement REST qui permet d'obtenir les projections XZ et YZ de l'énergie mesurée par les détecteurs Micromegas de l'expérience PandaX-III (Figure 5-1). [53] Les critères de sélection sont établis à partir de ces projections.

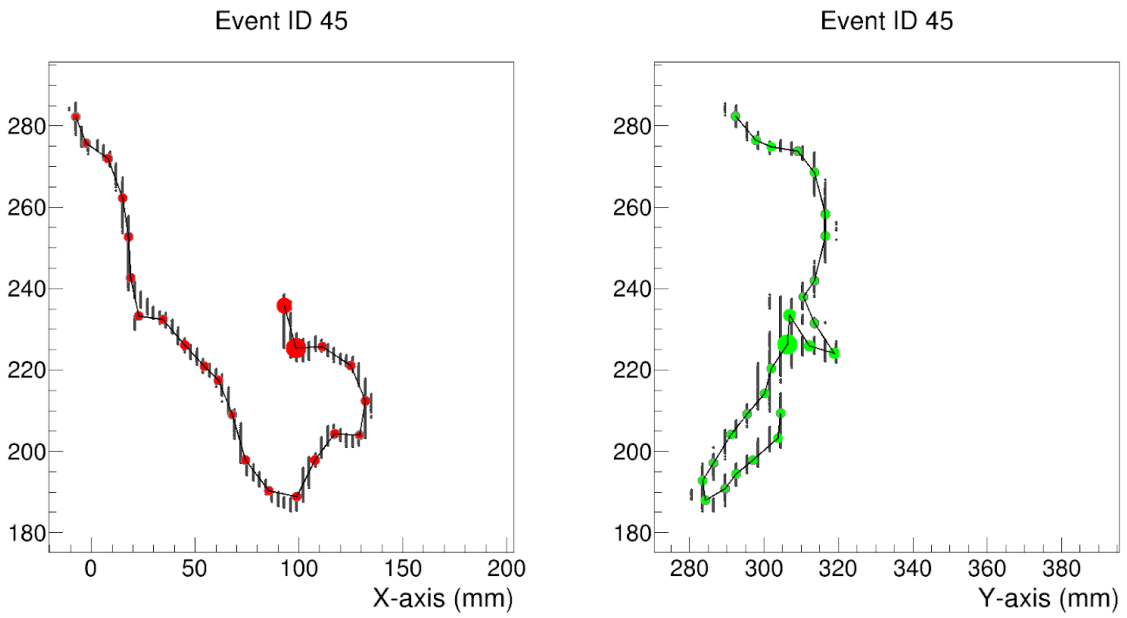

Figure 5-1 : Projection XZ et YZ d'un événement gamma provoqué par la désexcitation du Bismuth 214 qui produit un gamma de 2448 keV. On observe les traces de la projection XZ (rouge) et de la projection YZ (vert). Les traces de chaque projection possèdent un dépôt d'énergie important (nommé blob) à une seule de leurs extrémités, cette répartition est représentative des événements gammas.

Il est possible de dresser un portrait-robot des principaux types d'événements qui seront mesurés dans la TPC. La topologie des événements dépend du nombre d'électrons et de l'énergie de ceux-ci. Les traces de chaque projection possèdent un dépôt d'énergie important (nommé blob) à une seule de ses extrémités, cette répartition est représentative des événements gammas. Les deux électrons émis par une désintégration double bêta déposent leur énergie dans le mélange gazeux, le maximum d'énergie déposée se trouvant en fin de trace. Comme les électrons sont originaires de la même position, le signal est composé d'une trace d'une vingtaine de centimètres avec un dépôt d'énergie important (appelés blobs) aux deux extrémités de la trace (Figure 5-2).

Une particule ionisante peut interagir plusieurs fois dans le gaz, que ce soit à travers une interaction Compton ou photoélectrique. Chaque interaction dans le gaz d'une particule ionisante génère un électron qui dépose ensuite son énergie dans le gaz générant une trace. Il est ainsi possible de réduire ces signaux sous la forme d'un ensemble de traces composées d'un électron chacune (Figure 5-1 et Figure 5-2).

La topologie des événements créés par des désintégrations double bêta et des rayonnements ionisant est étudiée à travers des simulations Monte-Carlo de la TPC PandaX-III et des phénomènes physiques qui y ont lieu. Ces simulations permettent de générer des événements types qui sont utilisés pour développer et qualifier la chaîne d'analyse utilisée dans l'expérience.

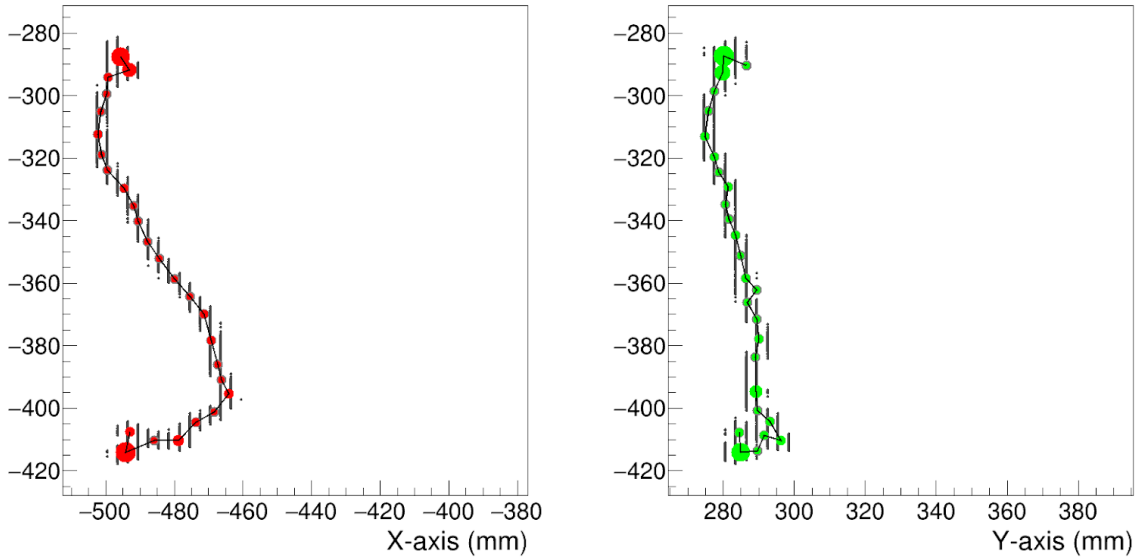

Figure 5-2 : Traces mesurées d'un événement double bêta pour les projections XZ (rouge) et YZ (vert). On observe des dépôts d'énergie importants (nommés blobs) aux extrémités de chaque trace caractéristique de ces événements.

5.1.2 **Chaîne d'analyse pour l'expérience PandaX-III**

Une grande partie des tâches d'analyse, d'acquisition et de simulation de la collaboration PandaX-III sont réalisées en utilisant l'environnement REST. REST (Rare Event Search For TPC) est une initiative collaborative pour créer un logiciel commun pour réaliser l'acquisition, la simulation et l'analyse de données pour des chambres à projection temporelle (TPC). Il est basé sur le langage C++ et sur l'environnement ROOT ce qui permet d'utiliser ses classes et ses objets en utilisant l'interface ROOT [54]. Il est possible d'ajouter des librairies supplémentaires telles que Geant4 [55] et Garfield [56] pour permettre à l'environnement REST de générer et manipuler des données Monte Carlo.

REST utilise deux types de données pour fonctionner : les event data qui stockent les événements et les metadata qui stockent toutes les informations nécessaires pour donner du sens aux données stockées dans les event data. Ces informations peuvent concerner les conditions de prises de données, les propriétés du gaz ou bien même les paramètres utilisés pour le traitement des données. Les event data et les metadata sont stockés dans le même fichier et transmises à tout type de traitement subséquent. Ainsi, REST permet de conserver la totalité des informations utiles tout du long de la chaîne d'analyse. Cette traçabilité permet de créer les conditions pour reproduire toute simulation.

Le point fort de l'environnement REST est de pouvoir traiter des données simulées Monte-Carlo et des données réelles en utilisant des méthodes, appelées process ou processus, identiques. Ainsi, en ajoutant une phase de conversion des événements Monte-Carlo pour les transformer en un format similaire au données réelles, il est possible de développer une chaîne d'analyse modulaire ainsi que de la qualifier à partir de ces données. Il suffit ensuite de l'utiliser avec des données réelles sans rien changer. (Figure 5-3)

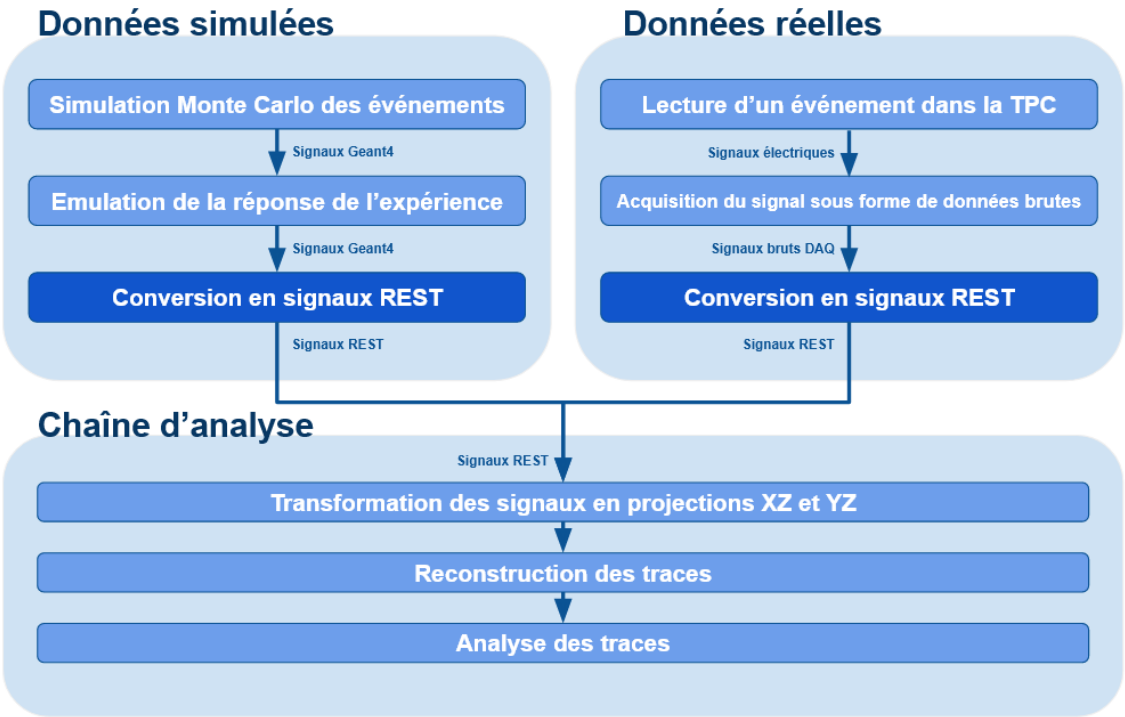

Figure 5-3 : Schéma de fonctionnement simplifié de REST dans le cadre de l'analyse de traces se produisant dans une TPC simulée et réelle. Il est possible d'utiliser la même chaîne d'analyse pour des données réelles comme simulées à condition de formater ces données dans un unique format REST sans perdre de données.

SIMULATION :

Dans un premier temps, il convient de réaliser des simulations Monte-Carlo qui permettent d'établir une population constituée des événements double bêta avec ou sans émission de neutrino ainsi qu'une population de signaux correspondant au bruit de fond de l'expérience. Cette simulation doit être représentative du comportement de la TPC et des détecteur Micromegas employés. La Figure 5-4 présente la chaîne de simulation utilisée.

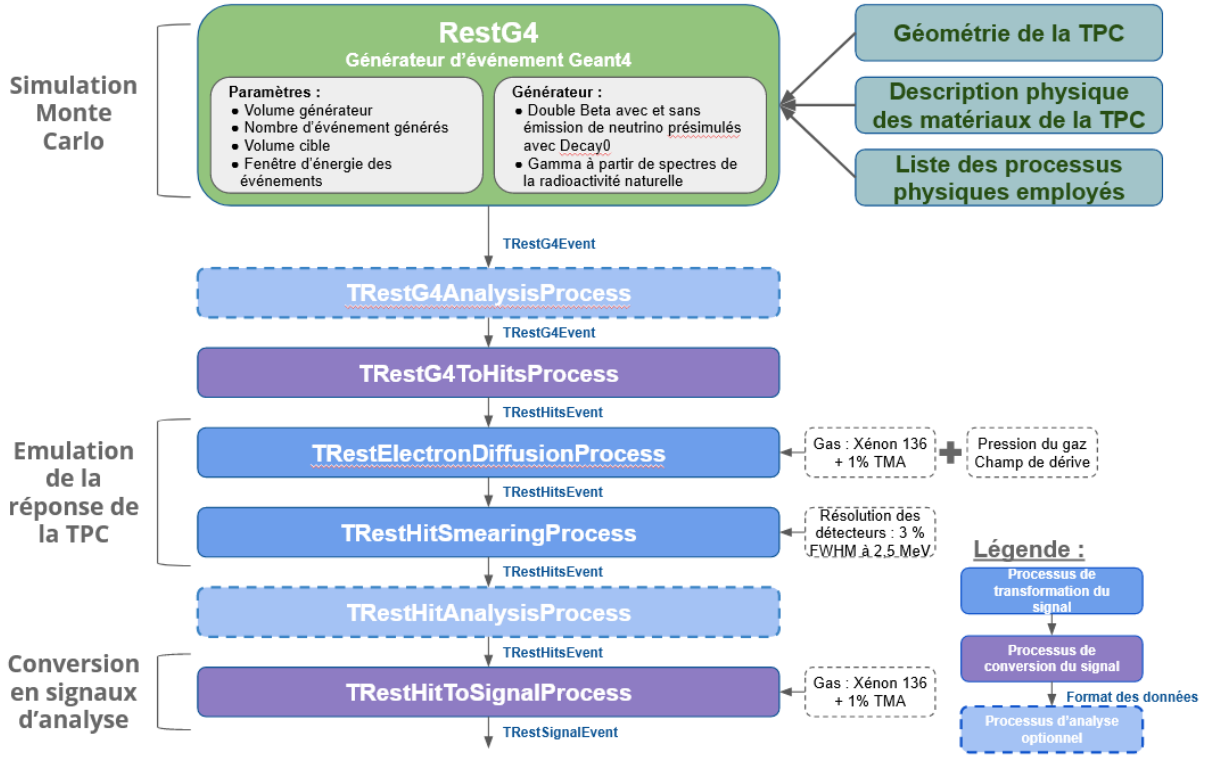

Figure 5-4 : Schéma de la chaîne de simulation de PandaX-III. Des événements Monte Carlo sont simulés dans un modèle de la TPC PandaX-III grâce à RestG4 qui interface Geant4 à REST. Ces événements sont convertis en un format exploitable par REST avant d'être modifiés par TRestElectronDiffusionProcess et TRestHitSmearingProcess pour ajouter la réponse de la TPC. Enfin, les signaux sont convertis dans le format d'entrée de la chaîne d'analyse : TRestSignalEvent

Dans un premier temps, les interactions des électrons sont calculées dans la TPC. Ces simulations sont réalisées à l'aide du module RestG4 de REST. Celui-ci est interfacé avec ROOT et Geant4 pour être capable de tirer parti des géométries complexes disponibles sur ROOT et des librairies de simulations de Geant4. RestG4 tire parti d'un fichier de configuration qui définit pour chaque simulation :

- Une géométrie stockée sous la forme d'un fichier au format standard GDML. Il contient l'ensemble des volumes et des matériaux qui décrivent une modélisation 3D du dispositif expérimental.
- La liste d'interactions physiques disponibles : LivermorePhysics [57] [58] dans notre cas
- Un fichier générateur des événements
    - Pour les désintégrations double-bêta : un fichier stockant les impulsions et les énergies des particules de l'événement. Ce fichier est calculé grâce à la librairie Decay0 [59] [60].
    - Pour les gammas : un fichier contenant la distribution de l'énergie des gammas émis par la radioactivité naturelle au niveau du détecteur PandaX-III au sein du laboratoire CJPL.
- Le volume générateur d'où sont générés les événements dans la géométrie
- Le volume receveur dans lequel les événements doivent interagir pour être enregistrés dans le fichier de sortie.

La géométrie utilisée dépend du but des simulations. Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse à la distinction des événements double bêta du bruit de fond dans la région d'intérêt. Les événements double bêta sont générés à partir du volume occupé par le mélange de Xénon-TMA utilisé dans la TPC. Une étude spécifique de la collaboration [26] a estimé les contributions au bruit de fond des différents radioisotopes et des différentes sources de bruit de fond. Dans la région d'intérêt, il a été établi que les deux principales contributions seraient les désexcitations gammas provenant de la désintégration β^- du Thallium 208 et du Bismuth 214 [26]. Par conception de la TPC, les épaisseurs de protection permettent d'éliminer la grande majorité de des événements provenant de l'extérieur ou des couches externes de la TPC. Ainsi, les principales contributions à ce bruit de fond proviennent de la couche de cuivre délimitant le volume de gaz et du plan de détecteur lui-même.

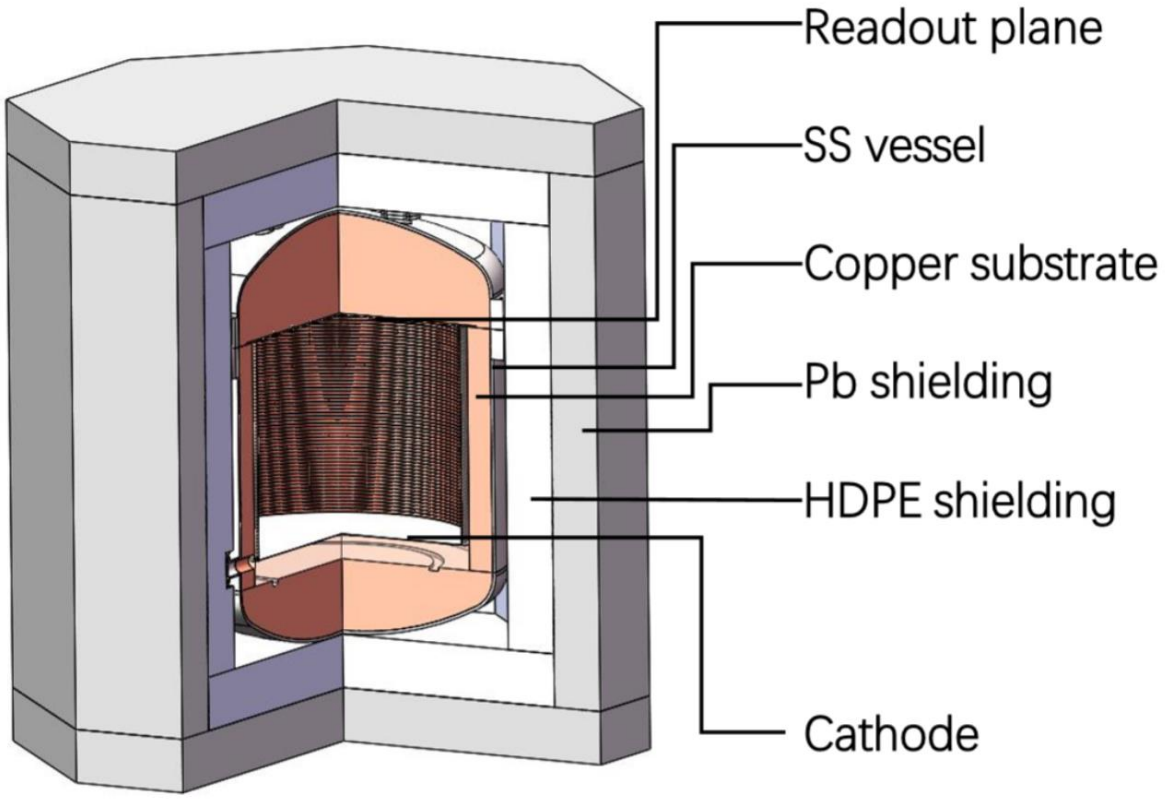

Figure 5-5 : Géométrie de la chambre à projection temporelle de PandaX-III utilisée dans les simulations. La géométrie prend en compte les différents éléments servant à la détection (Cathode, gardes de champ, plan de détecteurs Micromegas), les éléments de protection (substrat de cuivre, protection en plomb ou en PTFE) ainsi que la cuve en acier inoxydable. [28]

La TPC est modélisée (Figure 5-5) autour du volume de gaz dans lequel est plongé le plan de détecteur, la cathode et la cage de champ constituée par des résistances montées en surface d'un PCB flexible. Ce PCB est maintenu par des support en acrylique [28]. Ensuite, on dispose d'un substrat en cuivre à faible radioactivité présent jusqu'à la couche d'acier inoxydable constituant la cuve de la chambre. Les couches de protections extérieures (air à l'extérieur de la cuve, les protections en Plomb et polyéthylène) ne sont pas considérées dans ces simulations car les gammas des événements de bruit de fond pertinents pour cette étude proviennent des couches internes du modèle Geant4 de la TPC.

A partir de cette géométrie, il est possible de générer des événements double bêta avec et sans émission de neutrino dans le volume générateur de la simulation (le mélange gazeux Xénon-TMA en utilisant un générateur externe basé sur le logiciel Decay0 [61]). Chaque événement crée deux électrons dans le volume générateur avec une impulsion et une énergie définie. Le parcours de ces électrons dans le gaz est ensuite propagé par RestG4. A chaque fois que l'électron parcourt une distance définie dans la géométrie, Geant4 simule son interaction avec le milieu traversé et enregistre ce qui s'est déroulé et crée un point d'interaction. Le processus se poursuit jusqu'à ce que l'électron se soit arrêté dans la géométrie ou s'en soit échappé. On obtient ainsi pour chaque événement un ensemble de points d'interaction. Les points d'interaction qui déposent de l'énergie dans le volume cible (le mélange Xénon-TMA) créent un dépôt d'énergie dont on conserve la position et l'énergie. L'événement est ensuite enregistré si l'énergie totale déposée dans le volume cible correspond à une fenêtre en énergie donnée en argument de la simulation.

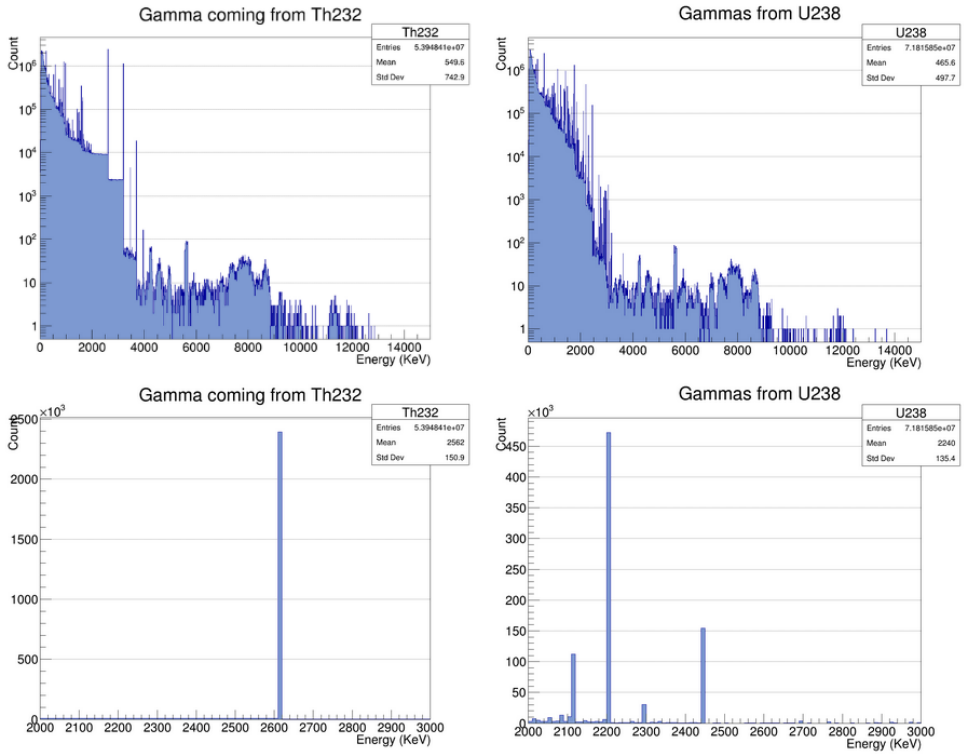

Figure 5-6 : Distribution de l'énergie des rayonnements gamma émis par les chaînes de désintégration du Thorium 232 (Haut - Gauche) et de l'Uranium 238 (Haut - Droite) et les mêmes distributions exprimées dans la région d'intérêt, les pics observés proviennent des désexcitations radiatives.

Les événements gammas sont simulés de la même manière en changeant les paramètres principaux de la simulation. Les volumes générateurs sont le plan de Micromegas et le substrat de cuivre ; le volume cible reste le mélange Xénon-TMA. Des rayonnement gamma sont lancés depuis les volumes générateurs avec une énergie provenant de la distribution en énergie des chaînes de désintégrations nucléaires de l'Uranium 238 et du Thorium 232 (Figure 5-6). La distribution angulaire des gammas est choisie isotrope. On s'intéresse tout particulièrement aux événements générant une trace d'énergie proche de $Q_{\beta\beta}$= 2,457 MeV (soit des gammas d'énergie proche interagissant par effet photoélectrique dans le gaz ou des gammas de haute énergie générant un électron d'énergie proche $Q_{\beta\beta}$). La contribution majoritaire du bruit dans la TPC de PandaX-III est constituée des gammas provenant des

désintégrations du Thallium 208 (2614,511 keV [62]) et du Bismuth 214 (2447,86 keV [63]) interagissant par effet photoélectrique dans la TPC. Ainsi, les gammas générés sont choisis de manière à avoir une énergie comprise dans la fenêtre [2450 keV ; 2460 keV]. On ajoute la condition que l'énergie enregistrée dans le volume cible est comprise dans la fenêtre [2000 keV ; 3000 keV].

Les événements générés sont alors stockés sous la forme d'événements TRestG4Event, format qui est expliqué dans le paragraphe suivant, et stocké dans un fichier ROOT. Une phase de traitement de ces données simulées doit être réalisée pour :

- Simuler la dérive et la diffusion des électrons dans la TPC
- Simuler la réponse des détecteurs lors de la lecture des événements
- Formater les données sous forme de signal

La Figure 5-7 illustre les différentes étapes de cette phase de traitement des données simulées par Geant4. Trois manipulations vont être réalisées au fur et à mesure de la chaîne de simulation. La nature modulaire de REST assure qu'à chaque instant de la manipulation, des données soient encodées sous une certaine structure nommée avec le préfix TRest et le suffixe Event. L'établissement d'une chaîne de simulation se fait en utilisant des processus travaillant sur la structure et des processus de transformation d'une structure vers une autre. Ceci permet de générer des chaînes d'analyses complexes à partir de briques élémentaires définies par leur fonction et la structure de données sur laquelle elles travaillent. Dans cette phase de simulation, on emploie les structures suivantes :

- **TRestHitsEvent :** Cette structure est employée pour définir un nombre arbitraire de dépôts d'énergie, que l'on appelle communément hits, défini par sa position dans l'espace (x, y, z) , son énergie E et sa coordonnées temporelle t. Il est à noter que cette structure est naturellement récursive car il est possible d'avoir un TRestHitsEvent qui contient un ensemble de hits qui sont eux même des ensembles de hits. Ceci permet notamment de regrouper des points proches les uns des autres.
- **TRestG4Event :** Cette structure est employée en tant qu'extension des TRestHitsEvent. Elle ajoute des informations supplémentaires liées aux simulation Geant4 qui ont créés ces hits telles que le processus physique ayant donné lieu à ce hit.
- **TRestSignalEvent :** Cette structure contient le signal temporel de chaque piste de lecture du plan de détecteur. Elle est une extension des TRestRawSignalEvent. Elle donne accès à de nouveaux processus modifiant le signal par rapport à TRestRawSignalEvent dont elle est l'extension. Il s'agit de la structure d'entrée de la chaîne d'analyse de PandaX-III.

En premier lieu, les données sont obtenues sous la forme de TRestG4Event qu'il convient de convertir sous la forme de TRestSignalEvent pour être capable de les analyser ensuite. Il est possible de passer d'une structure d'événement à une autre en utilisant des processus de conversion. Les principaux processus utilisés pour ces simulations sont les suivants :

- **TRestG4ToHitsProcess :** Un processus qui transforme les événements TRestG4Event générés par simulation en TRestHitEvent. Ce processus détruit toute information autre que la position (x,y,z) et l'énergie d'un hit pour la suite de l'analyse. Les informations détruites restent accessibles dans le fichier final à travers l'arbre TRestAnalysisTree.

- **TRestHitsToSignalProcess :** Ce processus convertit les hits en signaux en appliquant une projection de ces hits sur le plan de détection. Chaque hit se voit attribué une piste de détection en utilisant sa position (x,y) grâce à l'application des positions des pistes contenue dans TRestReadout. La coordonnée z est utilisée conjointement avec l'énergie du hit pour créer le signal. Les propriétés du gaz dans lequel dérive l'électron sont utilisées grâce à la classe TRestGas qui interface REST avec Garfield++. Garfield++ fournit les propriétés du mélange gazeux à partir de calculs réalisés avec Magboltz.

En fin de chaîne de simulation TRestHitsToSignalProcess simule la lecture du signal dans la TPC par les détecteurs Micromegas tout en formatant les données sous la forme attendue par la chaîne d'analyse. Cependant, ces étapes seules ne prennent pas en compte la diffusion des électrons dans la chambre ainsi que la résolution des détecteurs. Pour cela, on ajoute deux processus travaillant sur les TRestHitsEvent qui simulent ces effets :

- **TRestElectronDiffusionProcess :** Ce processus simule la diffusion des électrons dans la chambre et induit un élargissement temporel et spatial du signal en fonction de la coordonnée en Z du signal. Ici, on applique la réponse du mélange Xénon+TMA (1%) à 10 bars avec un champ de dérive 1 kV/cm. L'effet de ce processus est montré sur un événement (Figure 5.7).
- **TRestHitsSmearingProcess :** ce processus simule la réponse en résolution en énergie des détecteurs. Il permet d'ajuster la résolution de l'énergie de chaque événement directement. Pour cette étude, la réponse des détecteurs est calibrée à 3%-FWHM à une énergie de 2457,83 keV. (Figure 5-7)

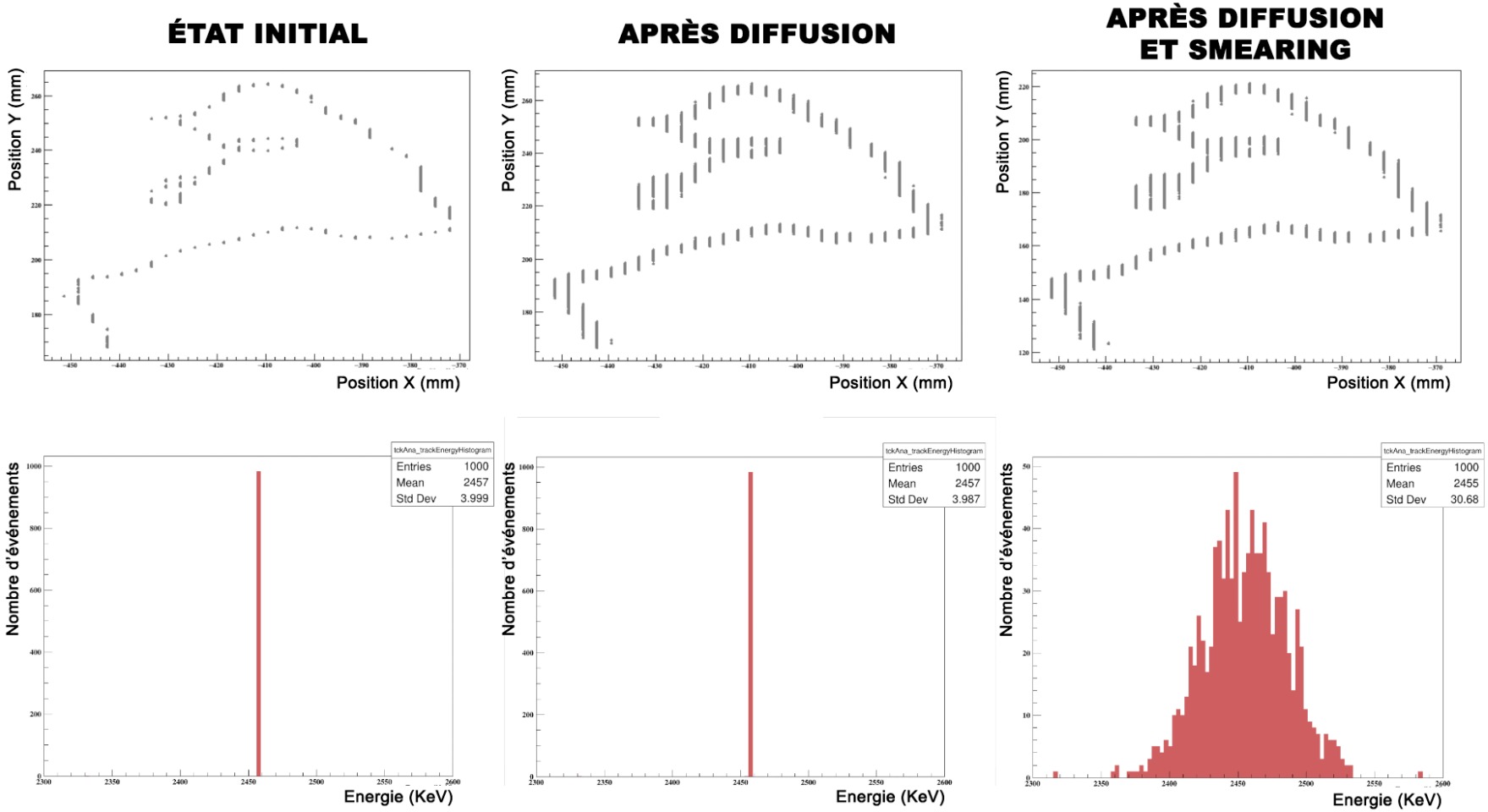

Figure 5-7 : Effet de l'application de TRestSmearingProcess et TRestElectronDiffusionProcess sur la projection XZ d'un événement (haut) et sur le spectre en énergie (bas) de 1000 événement double bêta sans émission de neutrino. On observe à gauche les figures sans l'application des processus, au milieu celles après l'application de TRestSmearingProcess et à droite celles après l'application des deux processus.

A partir de cette chaîne de simulation, deux populations sont générées dans le but d'étudier le comportement des événements dans une région en énergie comprise entre 2 MeV et 3 MeV. La première contient un ensemble d'événements produits par des désintégrations double bêta sans émission de neutrino générés à l'énergie $Q_{\beta\beta}$. Une condition est posée sur les événement simulés Geant4 de cette population grâce au processus d'analyse TRestGeant4AnalysisProcess. L'énergie déposée dans le volume de gaz par les électrons primaires doit être égale à $Q_{\beta\beta} \pm 1\, eV$. Les événements ne respectant pas cette condition ne seront pas pris en compte dans la suite de la simulation. Ceci permet de sélectionner les événements dont les électrons ne s'échappent pas de la TPC. La seconde contient un ensemble d'événements gamma provenant pour moitié de la radioactivité des détecteurs et pour la seconde moitié, du cuivre au contact du volume de gaz. On ne s'intéresse qu'aux événements Geant4 qui déposent au minimum 2 MeV d'énergie dans le volume de gaz de manière à obtenir des événements ayant un comportement similaire aux traces des désintégrations double bêta à cette énergie.

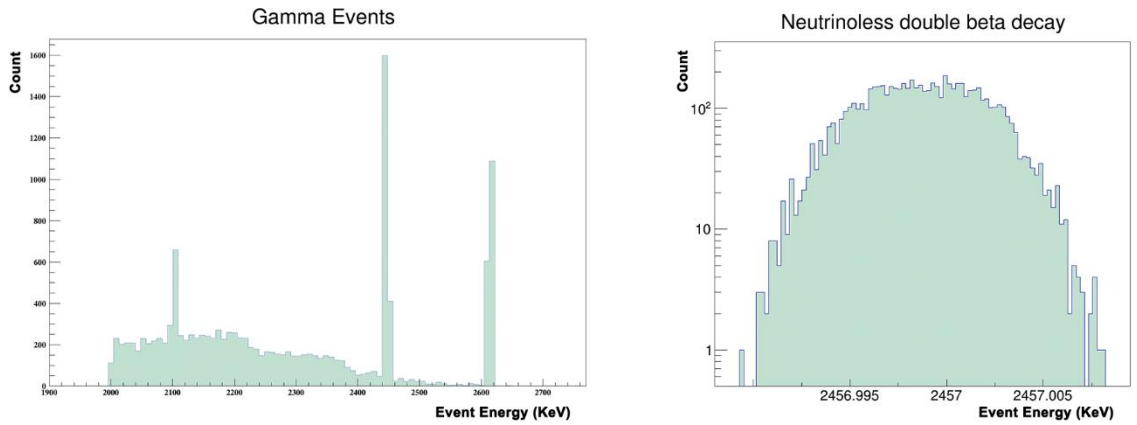

Figure 5-8 : Spectre en énergie des populations simulées dans Geant4. On observe les gammas provenant du plan de détection et du support en cuivre (gauche) ainsi que le signal provenant des événements double bêta sans émission de neutrino (droite).

Il faut noter qu'un algorithme de sélection supplémentaire doit être utilisé pour obtenir ce résultat. Il existe une portion des événements qui déposent la totalité de leur énergie dans le volume de gaz mais qui ne sont que partiellement mesurés par les détecteurs qui ne couvrent par la totalité du volume de gaz. Ces événements sont normalement retirés par application d'une sélection fiducielle qui définit la zone effective de mesure. Ces événements sont retirés de la simulation en ne sélectionnant les événements qui déposent leur énergie intégralement dans le volume au-dessus des détecteurs. Ceci est accompli au sein de TRestGeant4AnalysisProcess en exploitant les positions des hits contenus dans chaque événement et la configuration du plan de détection. (Figure 5-8 et Figure 5-9).

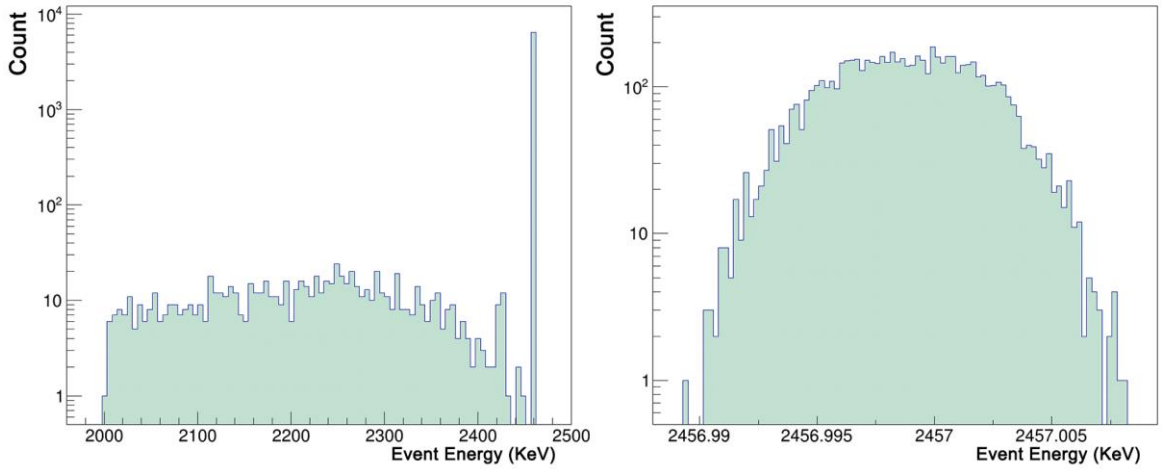

Figure 5-9 : Spectre en énergie des événements double bêta sans émission de neutrino simulés avec Geant4 avant (gauche) et après l'application d'une sélection sur les événements déposant la totalité de leur énergie dans le volume de gaz.

Analyse :

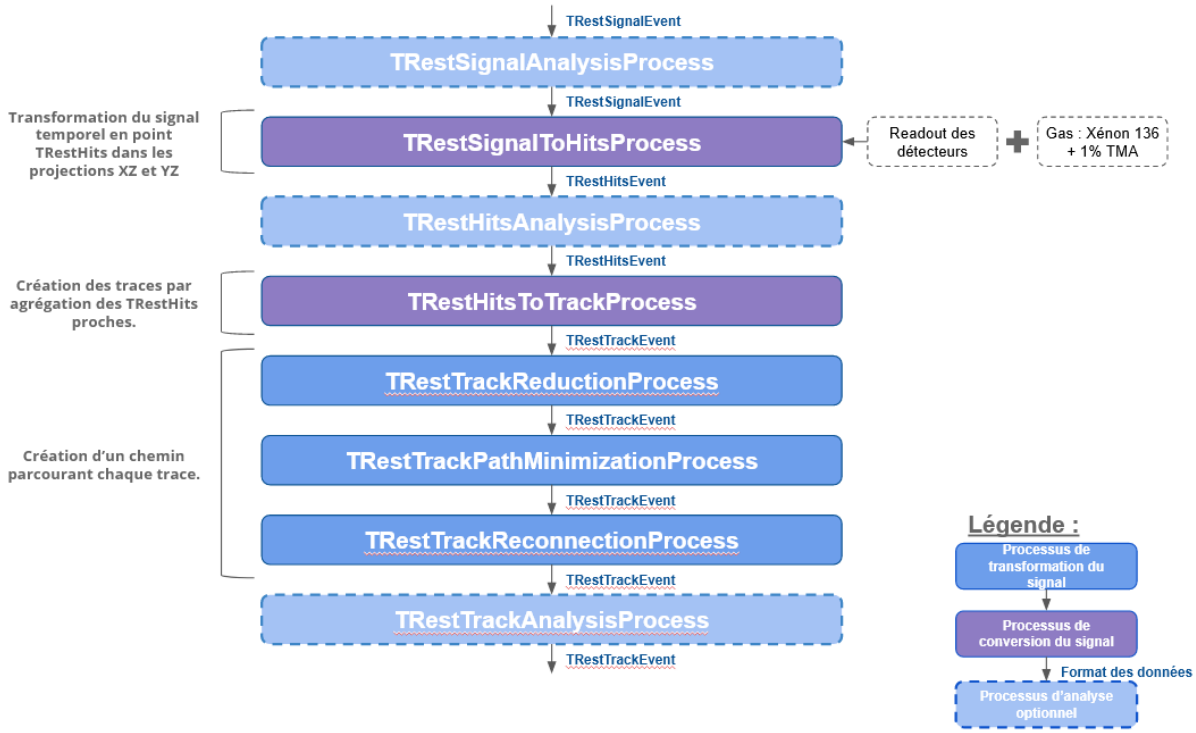

Figure 5-10 : Schéma de la chaîne d'analyse des signaux fournis sous forme de TRestSignalEvent. Ils sont d'abord transformés sous forme de points 2D (TRestHitsEvent) puis comme des points dans des traces (TRestTrackEvent). Ces traces sont ensuite reconstruites pour créer le chemin le plus court parcourant les TRestHits grâce à TRestTrackReductionProcess, TRestTrackPathMinimization et TRestTrackReconnectionProcess. Enfin, il est possible d'enregistrer à chaque étape grâce aux processus "Analysis" sur chaque format de données.

Une fois que l'on dispose d'un ensemble de données mesurées ou simulées au format TRestSignalEvent, il est possible d'utiliser la chaîne d'analyse de PandaX-III (Figure 5-10) pour

transformer les signaux temporels des données en un ensemble de deux projections XZ et YZ sur lesquelles il sera possible de reconstruire les traces du chemin parcouru par les électrons. A chaque étape du cheminement des données dans la chaîne d'analyse, il est possible d'extraire des observables en utilisant des processus d'analyses qui sont spécialisés sur une structure de données (TRestSignalAnalysisProcess pour les TRestSignalEvent, TRestHitsAnalysisProcess pour les TRestHitsEvent …). Ces observables sont ensuite stockées dans le fichier de sortie ROOT en utilisant un TTree. Ces processus sont capables de réaliser des sélections sur la base des observables qu'ils calculent pour chaque événement.

Le traitement des données commence tout d'abord par la reconstruction du signal temporel stocké sous la forme de TRestSignalEvent (Figure 5-11). Le signal est transformé en un ensemble de points sous deux projections XZ et YZ par l'application du processus de conversion TRestSignalToHitsProcess. Les TRestHits, ou hits, sont reconstruits à partir de l'information temporelle contenue dans chaque piste. La coordonnée X ou Y est déterminée par le numéro de piste qui indique l'appartenance à l'ensemble X ou Y ainsi que la valeur de X ou Y. La coordonnée Z est calculée à partir du temps écoulé depuis le début de l'événement et les propriétés du gaz contenu dans la TPC. Il faut noter que si les valeurs X et Y sont précises, la valeur Z donnée à un hit est purement indicative. En l'absence de point de référence dans l'événement, il n'existe pas de méthode directe pour calculer précisément l'altitude physique de chaque point dans la chambre à projection temporelle. Une valeur approximative peut en être obtenue en analysant la diffusion de l'événement [26]. De la même manière, il n'est pas possible de coupler les hits des projections XZ et YZ de manière à créer une représentation en 3D de l'événement.

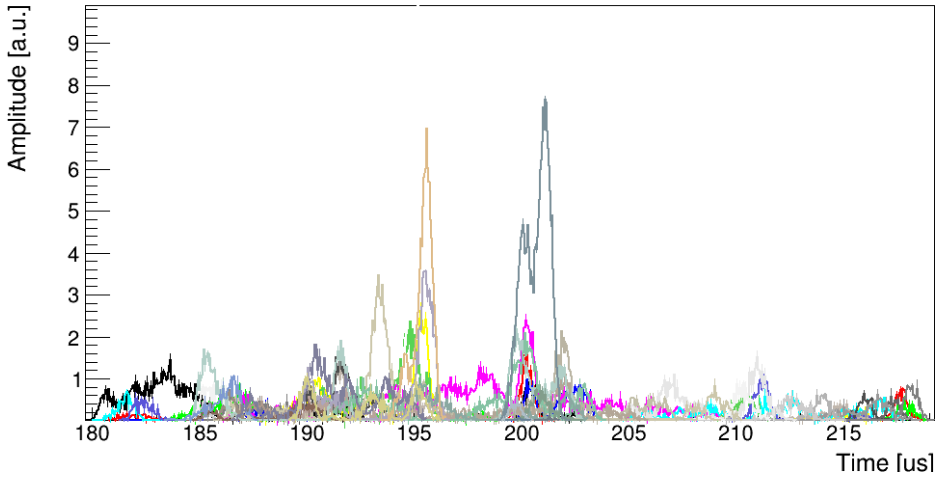

Figure 5-11 : Exemple de TRestSignalEvent. On observe l'ensemble des signaux temporels sur les détecteurs de PandaX-III. Chaque couleur correspond à une piste de lecture.

Dans un second temps, les TRestHitsEvent sont regroupés sous la forme de TRestTrackEvent par TRestHitsToTrackProcess. Ce processus sélectionne les hits les plus proches et les groupe dans une trace possédant autant de points que de hits qui la forment. Chaque hit possède une énergie comprise entre 0,5 keV et 2 keV et une trace est constituée d'un nombre de hits d'environ 2000-2500 hits en fonction de son énergie.

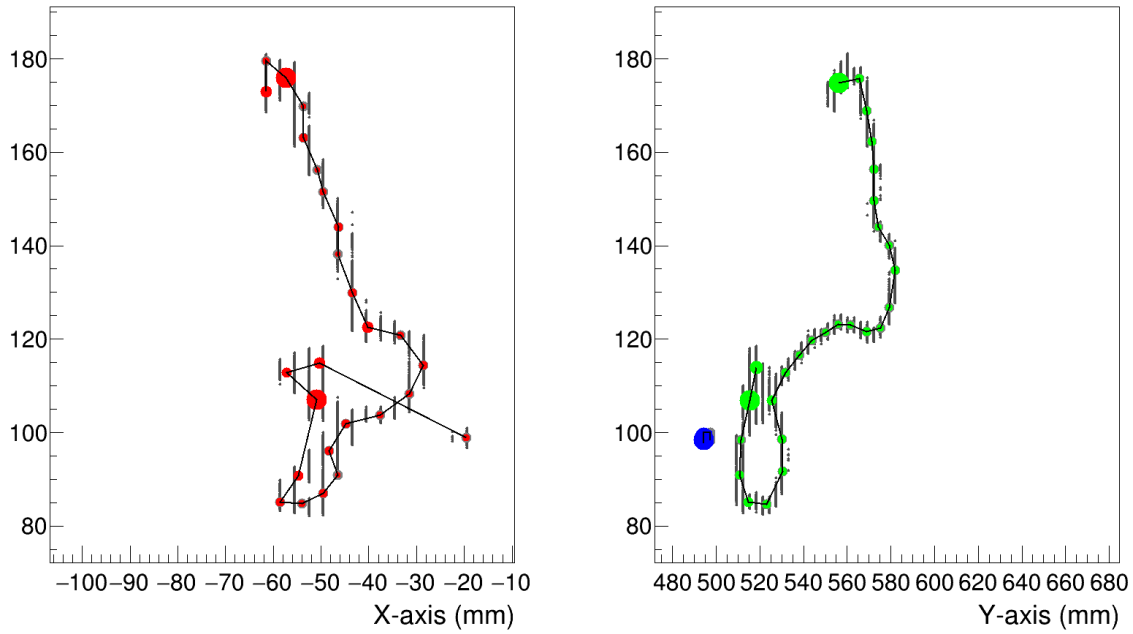

Figure 5-12 : Exemple de TRestTrackEvent après l'application de l'ensemble de la chaîne d'analyse. On observe les projections XZ (gauche) et YZ (droite) composées d'un ensemble de traces (rouge, vert, bleu) identifiées à partir des TRestHit formés depuis le TRestSignalEvent correspondant (gris). Le chemin reconstruit des traces est matérialisé par une ligne noire.

Une fois les données sous forme de TRestTrackEvent, le chemin parcouru par les électrons est reconstruit par un ensemble de trois processus (Figure 5-14) :

- **TRestTrackReductionProcess :** Ce processus réduit le nombre de hits conservés dans chaque trace. Il fusionne les hits deux par deux par proximité jusqu'à obtenir un nombre jugé approprié par paramètre. L'énergie des hits fusionnés est additionnée et la position du nouveau hit est calculée comme la moyenne pondérée par l'énergie des deux hits initiaux. Dans cette étude, l'algorithme est calibré pour obtenir une trace avec entre 25 et 35 hits finaux. Ce nombre de hits finaux dépendant de l'énergie de la trace, de sa topologie en plus de la paramétrisation imposée, il est possible d'obtenir des traces avec un nombre de hits très réduit ou très large (Figure 5-13).
- **TRestTrackPathMinimizationProcess :** Ce processus sert à trouver le chemin le plus court entre l'ensemble des hits. Pour ce faire, il utilise la théorie des graphes ainsi qu'un algorithme heldkarp extrait de la librairie Travel Sales Problem [64]. Cet algorithme est optimisé pour des problèmes constitués de 25 à 35 nœuds, ce qui explique la paramétrisation du processus précédent. Il faut noter que ce processus ne détecte pas les extrémités du chemin correctement de par son fonctionnement intrinsèque mais seulement le chemin le plus court.
- **TRestTrackReconnectionProcess :** ce processus comble le problème de détection des extrémités du chemin donné par TRestTrackPathMinimizationProcess. Il détecte les connexions les plus longues entre deux points sur le chemin de la trace. Pour chacune de ces connexions, il morcelle la trace. Ensuite, il reconnecte chaque morceau à son voisin le plus proche à partir de leurs extrémités. Une fois la trace reconstituée, on obtient les extrémités calculées à partir du premier et du dernier hit de la trace (Figure 5-12).

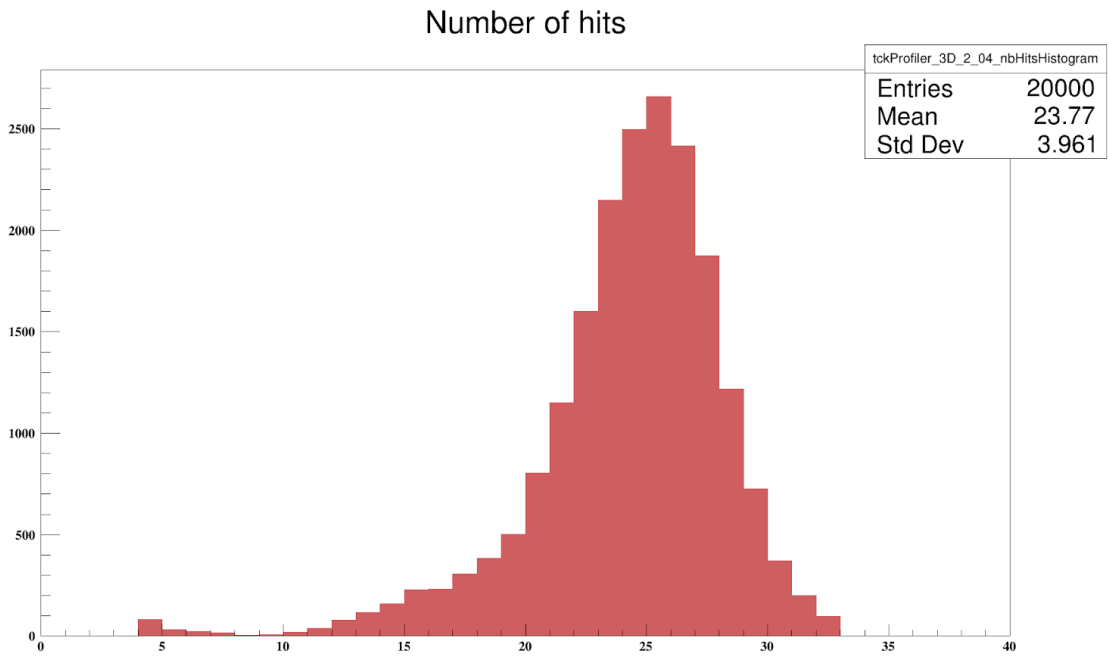

Figure 5-13 : Distribution du nombre de TRestHits par trace reconstruite par la chaîne d'analyse de PandaX-III sur des événements simulés de désintégration double-bêta sans émission de neutrino. On observe que la majorité des événements reconstruis possèdent entre 20 et 30 TRestHits.

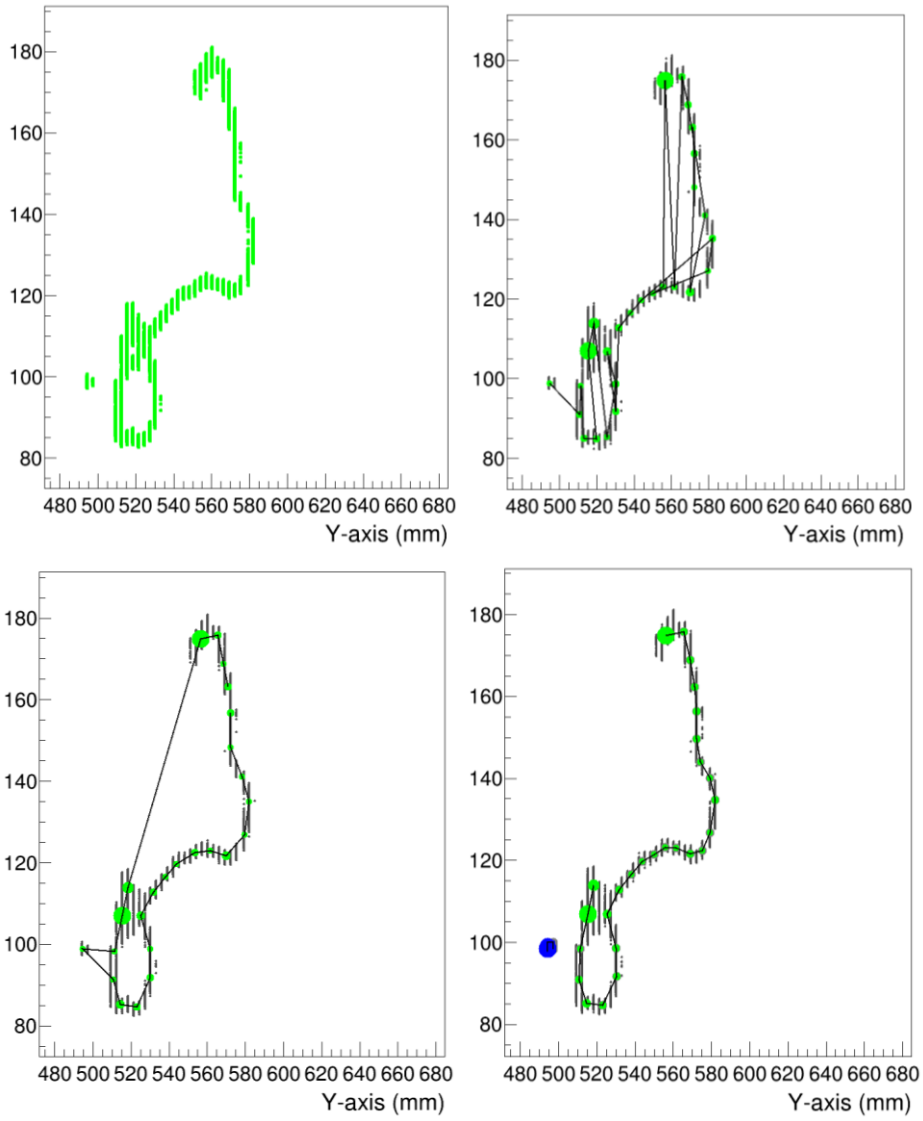

Figure 5-14 : Chemin de reconstruction des TRestTrackEvent. Les 2500 hits de la trace originelle (Haut Gauche) sont réduits à une trentaine de hits par TRestTrackReductionProcess (Haut Droite). TRestTrackPathMinimizationProcess sélectionne le parcours le plus rapide des hits présents à l'exception de ses points de départ et d'arrivé (Bas Gauche). TRestTrackReconnectionProcess reconnecte les points correctement (Bas Droite)

A partir de cette chaîne d'analyse, chaque événement est représenté sous la forme d'un ensemble de traces dans chaque projection XZ et YZ et l'on dispose du chemin optimal de chaque trace à partir de la numérotation des hits. Il est alors possible d'obtenir des observables nécessaires à l'établissement d'un profil type de l'événement double bêta ou gamma.

5.1.3 **L'analyse à partir d'observables**

Les événements ainsi simulés ont subi un traitement qui vise à reconstituer les traces qu'ils ont laissées dans la chambre à projection temporelle. A partir de ce traitement, il est possible de rajouter des processus pour calculer des observables sur chaque événement et ainsi obtenir une description basée sur un nombre réduit de variables. Le but de cette manipulation est de trouver des représentations où la distinction entre le bruit de fond et les événements double bêta se fait par un simple seuil. L'état de

l'art des méthodes employées par la collaboration PandaX-III se basent sur l'emploi de trois observables principales : le ratio d'énergie des traces secondaires, le ratio de charge des blobs, l'angle en bout de trace. [26]

5.1.3.1 Observable « Track » : Le Ratio énergétique des traces secondaire

Cette méthode consiste à exploiter le nombre de traces disponibles dans l'événement et leur ratio d'énergie relative entre elles. Les photons gammas d'énergie supérieure à 1 MeV interagissent de manière non négligeable par effet Compton suivi d'une absorption par effet photoélectrique, créant ainsi plusieurs traces. A plus haute énergie, la probabilité de voir la création d'une radiation gamma secondaire provenant de la désexcitation d'un atome ayant été excité par les électrons primaires augmente. Ce phénomène est prévalant dans les signaux de bruit de fond puisque les électrons créés auront plus d'énergie que les deux électrons des désintégration double bêta. En pratique, La trace principale est définie comme la trace possédant l'énergie la plus grande, toute autre trace étant nommée trace secondaire. On définit Thêta comme le ratio de la somme des énergies des traces secondaires sur l'énergie totale de l'événement. Ainsi, l'événement est réduit à une valeur qui vaut naturellement 0 dans le cas des événements double bêta qui ne créent qu'une trace. Il est à noter que cet indicateur ne donne aucune information sur le nombre de traces de l'événement. Il a été calculé qu'une valeur de Thêta faible ne concerne que des événements possédant entre une et trois traces [26].

5.1.3.2 Observable « Blob » : L'énergie des blobs

Une deuxième observable peut être exploitée à partir de la manière dont les électrons déposent leur énergie dans le gaz. Un électron possédant une énergie supérieure au MeV dépose son énergie de manière linéaire avec la distance [24]. Ce dépôt d'énergie dE/dx augmente progressivement quand l'électron atteint une énergie bien en dessous de 1 MeV jusqu'à ce qu'il soit totalement arrêté. Ce phénomène crée un dépôt d'énergie important au bout de sa course, soit en bout de trace. Ceci crée une accumulation communément appelée blob. Logiquement en regardant une trace d'un événement à un électron, on observe un blob à un bout de la trace et une absence de blob à l'autre bout. A l'inverse, pour les événements double bêta, on observe un blob énergétique à chaque bout de la trace. Un blob est défini informatiquement comme la somme des énergies des hits dans un certain rayon au niveau de la coordonnée du bout de la trace. On définit alors Q_1 et Q_2 comme l'énergie des blobs avec $Q_1 > Q_2$ [26].

On s'intéresse ensuite à la charge Q_2 pour déterminer une sélection du bruit de fond, Q_2 devant être très faible pour ces événements-ci.

5.1.3.3 Observable « Twist » : l'angle en bout de trace

Une dernière méthode consiste à exploiter le trajet des électrons. Plus leur énergie est basse, plus leur comportement est erratique. Ainsi, près d'un blob, on attend un changement de trajectoire important. Au début du voyage de l'électron, il est probable de voir des traces plus lisses.

Un indicateur intéressant est la moyenne des angles entre les segments formés par les hits. En prenant en compte 25% des hits d'une trace et les angles entre les segments qui se suivent, on obtient une observable de *twist* qui est ensuite normalisée de manière à être comprise entre 0 et 1. Un *twist* nul

signifie que le bout de trace est rectiligne. Dans le cas d'une trace, le *twist* le plus petit est conservé pour être utilisé.

5.2 Une nouvelle observable

On étudie ici une nouvelle observable qui utilise la répartition de l'énergie le long de la trace pour ajouter un moyen supplémentaire de séparer le bruit de fond des événements double bêta. La sélection est obtenue par l'utilisation du discriminant de Fisher qui permet d'attribuer un score à un événement, basé sur sa représentation sur un ensemble de variables [65]. Cette observable utilise le fait que la perte d'énergie linéique (dE/dx) des électrons n'est pas constante au cours du temps. Le dE/dx reste relativement constant jusqu'au moment de l'arrêt de l'électron dans le gaz où il augmente brutalement créant les blobs. Il est attendu d'observer une absence de blob à un bout de la trace pour les événements créés par un seul électron. Le tout est d'utiliser l'ensemble du profil pour créer l'observable recherchée tout en n'invalidant pas les observables précédentes pour augmenter le pouvoir de discrimination de l'analyse.

5.2.1 Normalisation de la représentation de l'énergie des traces

Une première difficulté provient de la manière dont l'énergie est représentée le long les traces. Une trace est composée d'un nombre aléatoire de hits dépendant de sa longueur qui dépend elle-même de son énergie. Ceci crée, pour un ensemble de données, des profils en énergie non comparables à cause des différences de nombres de points contenant de l'énergie, les hits. Il est nécessaire de développer un formalisme pour créer des profils en énergie comparables entre eux. Il est possible de normaliser une trace en utilisant le nombre moyen de hits des traces contenues dans la région d'intérêt. (Figure 5-13) Il est alors intéressant de normaliser les traces à partir des résultats obtenus avec TRestTrackPathMinimizationProcess.

Pour faire cela, on introduit un nouveau type de trace qui découle directement des algorithmes de génération de ces traces : les traces normalisées (TN). Les traces normalisées ont pour propriété de posséder un nombre fixe de hits. Dans un but de clarté, ces hits seront nommés hits normalisés puisqu'ils proviennent d'une méthode non basée sur l'agrégation locale d'énergie mais bien sur la renormalisation des traces. Le principe des traces normalisées est de générer une trace suivant le chemin trouvé par la chaîne d'analyse mais en repositionnant n_{TN} hits normalisés de manière régulière le long de ce chemin. n_{TN} est un paramètre libre qui est choisi dans un premier temps égal à 25. Ceci correspond à une valeur proche du nombre de hits que l'on obtiendrait dans la majorité des traces d'événements double bêta sans émission de neutrino. La distance $d = \frac{L_T}{n_{TN}-1}$ entre chaque hit normalisé se calcule en prenant en compte la longueur L_T de la trace. Elle est définie comme la somme des distances entre hits connectés. La position des hits normalisés est calculée en suivant le chemin de la trace et en les répartissant le long de la trace à une distance égale. Le résultat de l'algorithme de calcul de ces positions est illustré sur la Figure 5-15. Le premier hit normalisé est positionné sur un bout de la trace. La position des hits normalisés suivants est calculée en parcourant la trace de manière à maintenir une distance d constante entre les hits. Pour créer un nouveau hit normalisé, on évalue s'il est possible de le créer en parcourant une distance depuis le hit normalisé précédent sur le segment de la trace auquel il appartient. Dans le cas où ceci est possible, on crée un hit normalisé de plus et on recommence l'opération. Dans le cas où c'est impossible, le chemin est poursuivi sur le segment suivant de la trace jusqu'à avoir parcouru une distance d. La trace est alors balisée de hits normalisés avec les mêmes points de départ et d'arrivée. Il est ensuite possible d'attribuer une énergie aux hits

normalisés en projetant les hits de la trace d'origine (de génération 0) sur le hit normalisé le plus proche. Le profil en énergie de la trace est constitué de l'énergie de l'ensemble des hits normalisés.

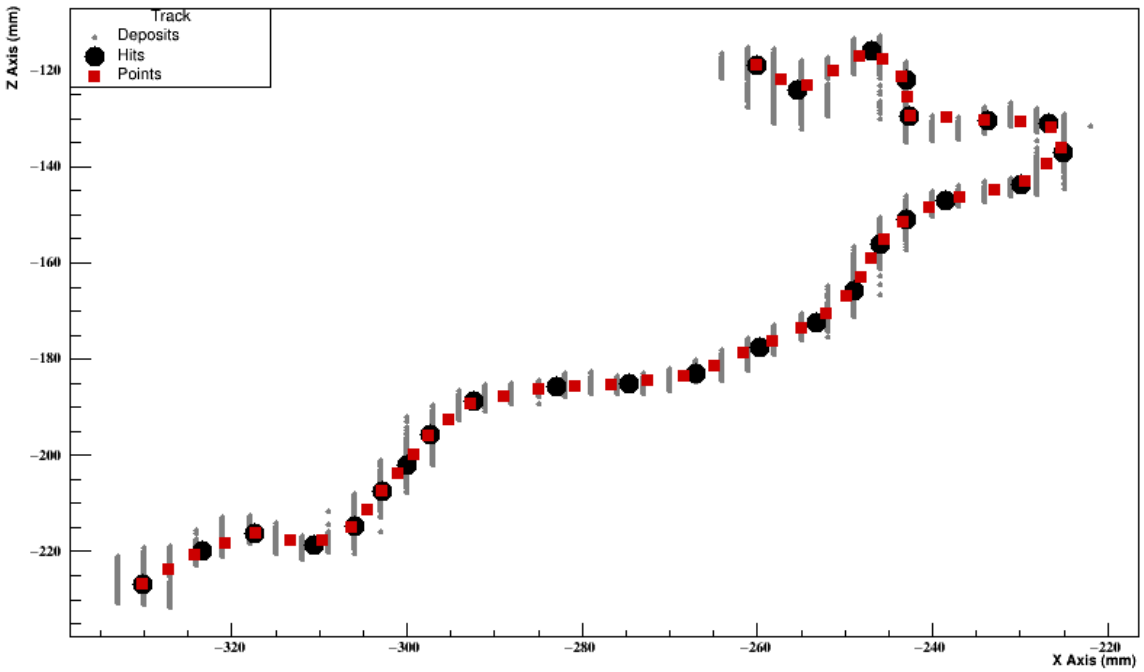

Figure 5-15 : Exemple d'une trace représentée suivant les différents niveaux d'analyse : le premier juste après TRestHitsToTrackProcess en gris composé d'un grand nombre de TRestHits, le second en noir composé de 27 TRestHits et enfin la trace normalisée à 50 TRestHits en rouge.

Une fois les traces normalisées créées, il est intéressant d'observer différentes répartitions en énergie ainsi que la moyenne de ces répartitions. La Figure 5-16 montre différents exemples de répartition d'énergie pour les événements double bêta. On observe que l'énergie des deux électrons est surtout déposée aux bouts des traces mais que la répartition n'est pas aussi uniforme qu'attendu. Le résultat attendu serait l'existence de deux dépôts d'énergie important aux bouts des traces, lié au pic de Bragg de l'énergie déposée par les électrons et un dépôt d'énergie faible entre les deux pics d'énergie. On observe au contraire de fortes variations d'un événement à l'autre dépendant du parcours des électrons et de certains effets de géométrie liés au fait que l'énergie est déposée sur un ensemble de lignes définies par la position des pistes. On perd ici en granulosité sur l'information disponible pour effectuer la reconstruction.

Ce comportement est aussi visible sur des événements à un électron, ici des gammas provenant des désintégrations radioactives des chaînes du Thorium et de l'Uranium. On observe bien une majorité de signaux possédant un pic d'énergie positionné à un bout de la trace et l'autre bout une absence locale d'énergie. Cependant, on observe là encore une forte variabilité des événements entre eux pour les mêmes raisons.

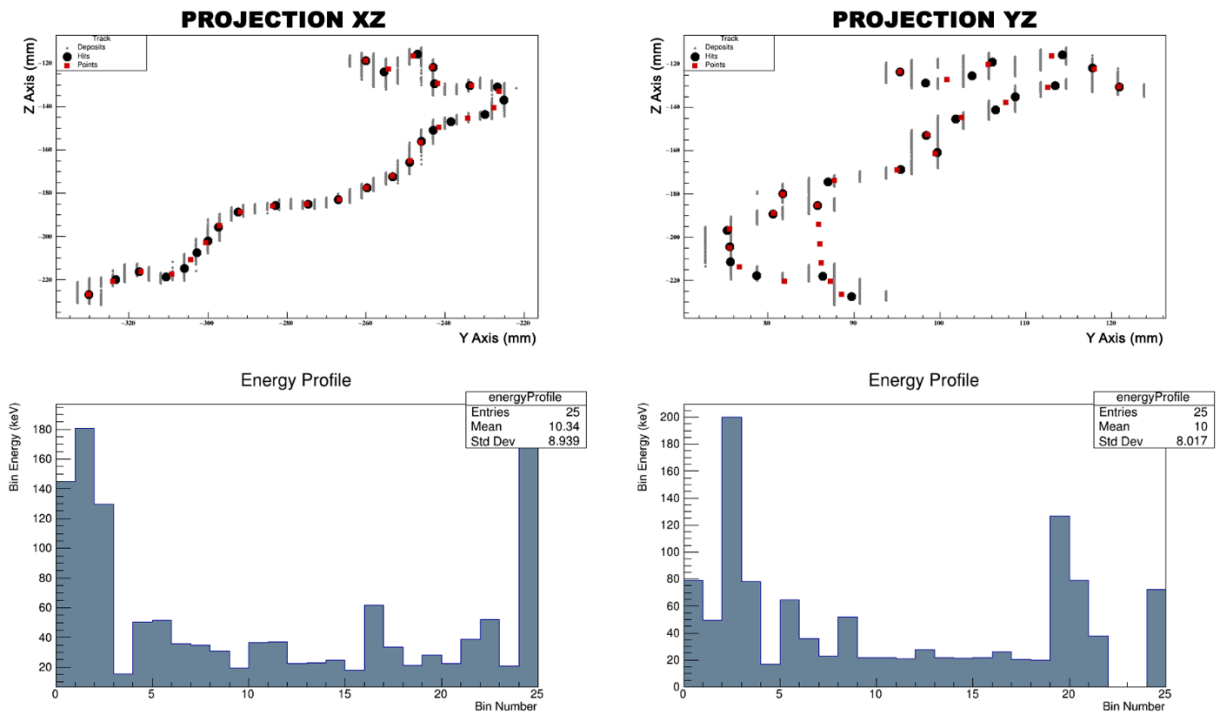

Figure 5-16 : Position des TRestHits (haut) et profil (bas) en énergie des projections XZ (gauche) et YZ (droite) pour un événement double bêta sans émission de neutrino. On observe sur la projection YZ une erreur d'identification du chemin de la trace qui conduit à un profil en énergie possédant un trou.

En réalisant un profil moyen de ces populations, on observe une différence de répartition d'énergie entre les deux types d'événements (Figure 5-16). La répartition moyenne des événement double bêta montre bien une répartition avec deux dépôts d'énergie identiques en bout de trace (Figure 5-17). Pour les événements produits par un unique rayonnement gamma, il existe bien un dépôt d'énergie plus important au bout des traces mais le premier est plus important que le second, signe d'une trace à un électron. Il faut noter que les traces sont ordonnées de telle manière à avoir le blob le plus énergétique en début de trace (hit ou hit normalisé n°0).

Il est intéressant d'observer si la position des hits en bout de trace possède un impact sur le profil en énergie des projections. Il est possible de simuler ce paramètre en insérant un hit supplémentaire à chaque extrémité de la trace. Le hit est positionné à une distance donnée arbitrairement (fixe ou correspondant à un pourcentage de la longueur initiale de la trace) à chaque extrémité de la trace avant normalisation (Figure 5-18). TRestTrackNormalisationProcess est alors appliqué sur une trace légèrement plus longue, créant ainsi une trace normalisée qui ne génère pas de dépôts importants sur le dernier hit.

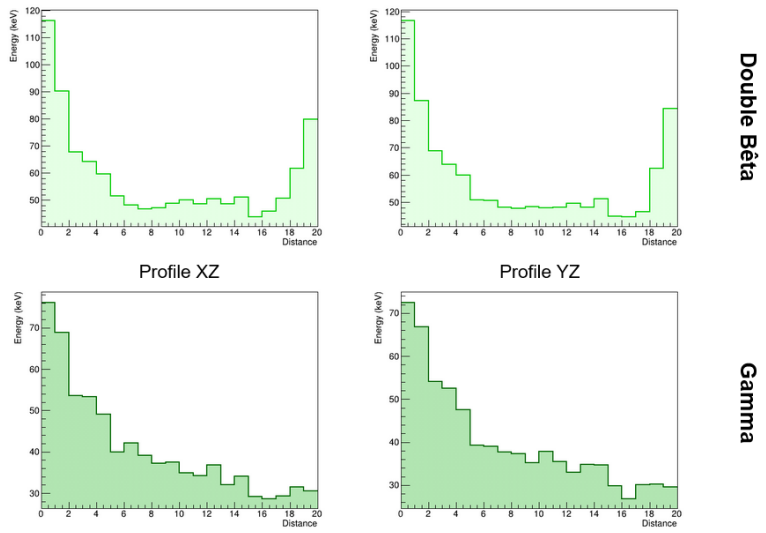

Figure 5-17 : Profils en énergie moyens pour les populations simulées de signaux double bêta sans émission de neutrino et gamma sur les projections XZ et YZ. On observe les deux dépôts d'énergie en bout de profil pour les événements double bêta et l'unique dépôts d'énergie pour les événements gammas.

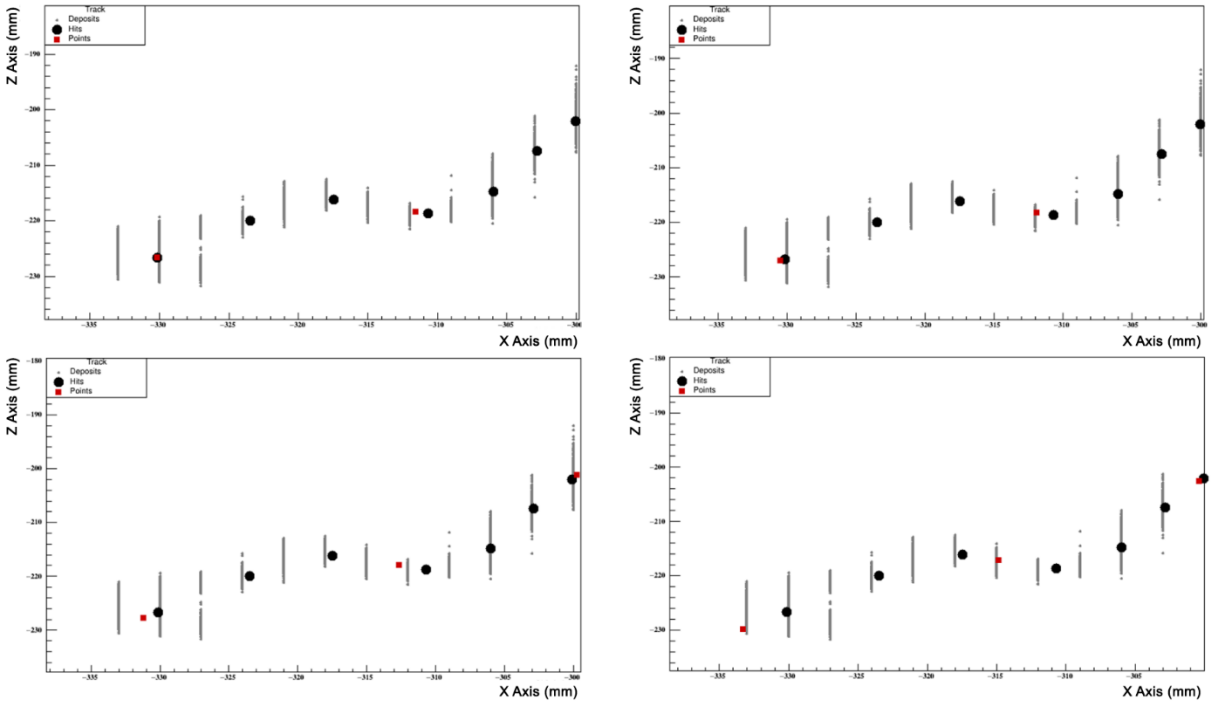

Figure 5-18 : Résultat de l'algorithme d'allongement des traces pour des valeurs d'allongement de 0mm (haut-gauche), 1mm (haut-droite), 3mm(bas-gauche), 9mm(bas-droite). Le positionnement du dernier point de la trace normale (rouge) est déplacé par rapport à l'ultime TRestHit de la trace (noire) en sortie de TRestTrackReconnectionProcess. Pour un allongement de 9mm, le dernier point est positionné sur les derniers TRestHits de la trace d'origine de l'événement(gris)

En essayant différentes valeurs d'allongement de trace pour les populations dans la région d'intérêt, on observe peu de changement sur les répartitions individuelles d'énergie lorsque le nombre de TRestHits est faible (inférieur à 15 ; Figure 5-19) mais cela peut avoir un impact pour des traces avec plus de 35 TRestHits.

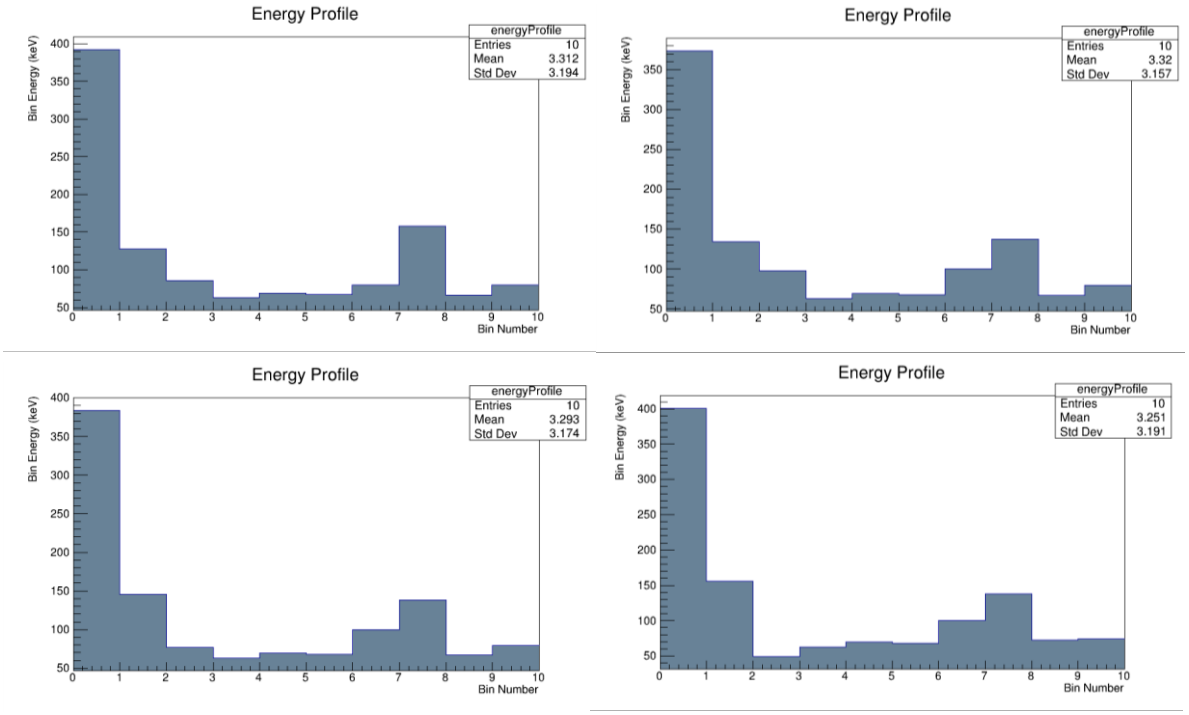

Figure 5-19 : Impact de l'allongement d'une trace sur la répartition en énergie d'un événement dans le cas d'un allongement de 0mm (haut-gauche), 1mm (haut-droite), 3mm(bas-gauche), 9mm(bas-droite). On n'observe quasiment aucune différence.

Les deux populations étudiées présentent des différences notables au niveau des dépôts d'énergie. Il est donc intéressant d'étudier les possibilités pour se servir de cette observable pour établir un algorithme de sélection dans le but d'améliorer le rapport entre le signal et le bruit.

5.2.2 **Exploitation de l'observable**

L'utilisation du profil en énergie des traces pour l'élaboration d'une méthode de sélection se heurte au concept des profils en énergie. Chaque événement est composé de deux profils en énergie (XZ et YZ) contenant chacun n_{TN} variables à prendre en compte. Il faut alors déterminer lesquelles sont importantes et contiennent l'information pertinente à l'établissement d'une sélection.

Une première méthode de sélection serait de mettre un seuil sur les variables correspondant à l'absence de blob pour détecter les événements ne contenant qu'un seul électron. En effet, en l'absence de dépôt d'énergie à chaque bout de trace, un événement est qualifié comme n'ayant qu'un seul électron. Cette méthode, en théorie efficace, pose le problème de ne pas prendre en compte la variabilité des événements et des cas où le second blob n'est pas identifié correctement comme appartenant au bout d'une trace mais plutôt au milieu de celle-ci.

Une seconde approche est de prendre en compte l'intégralité des variables pour établir une figure de mérite des projections. Il suffit ensuite d'optimiser un seuil correspondant aux besoins de l'expérience. Cette approche consiste à considérer le vecteur E correspondant aux énergies fractionnelles des projections, les indices 1 à n_{TN} appartenant à la projection XZ et les indices n_{TN}+1 à 2*n_{TN} correspondant à la projection YZ. Il est ainsi possible de créer un vecteur pour chaque événement dans un espace de

phase possédant $2n_{TN}$ variables. La solution proposée consiste à trouver un vecteur de séparation entre les populations étudiées. Il est possible de réaliser cette opération à l'aide du discriminant de Fisher [66]. Ce discriminant fonctionne sur un ensemble $E_k = (E_1, E_2, E_3 \dots E_n)$ de n variables calculées sur deux populations. Par convention, la première population constitue le signal de l'expérience (les désintégrations double bêta) et la seconde population le bruit de fond (les gammas interagissant dans la TPC).

Le principe du discriminant de Fisher (Figure 5-20) est d'utiliser une portion des populations de double bêta et gamma pour déterminer l'importance relative des variables pour chaque population. On calcule ainsi l'expression d'une matrice de décision W et un seuil de décision c basé sur les vecteurs moyens des populations d'entraînement sur l'ensemble E_k. La seconde phase de calcul consiste à utiliser la matrice de décision et la représentation individuelle de chaque événement sur l'ensemble E_k pour calculer un score de décision S à l'événement.

L'événement est considéré comme étant un événement double bêta si $S < c$, sinon il est considéré comme étant un événement gamma.

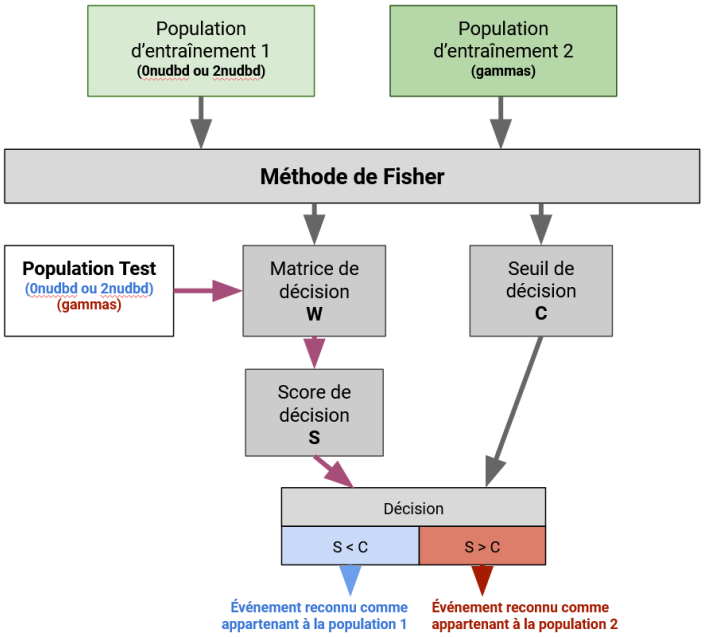

Figure 5-20 : Principe d'utilisation du discriminant de Fisher pour séparer deux populations représentées par des vecteurs de variables. Des populations tests servent à établir une matrice de décision et un seuil de décision basé sur les autocorrélations des variables de chaque population. L'utilisation de la matrice de décision permet d'attribuer un score à chaque événement de la population test. Le score est comparé au seuil de décision pour déterminer l'appartenance de l'événement à une population ou l'autre.

5.2.3 **Calcul du discriminant de Fisher**

Le discriminant de Fisher est une méthode de calcul employée pour réduire des événements décrits par un ensemble de n variables à une seule et unique valeur qu'il est possible de comparer à un seuil précalculé par la méthode ne dépendant que de la représentation des événements dans l'espace de variables choisi.

On définit ainsi chaque événement comme un vecteur $E_k = (E_1, E_2, E_3 \dots E_{2n_{TN}})$ correspondant aux énergies des hits des traces normalisées de chaque projection.

Par définition de la gestion des profils, on obtient que les éléments avec 1 <= k <= n_{TN} représentent le profil en énergie XZ et ceux où n_{TN} + 1 <= k <= $2n_{TN}$ représentent le profil en énergie YZ. A partir de ce vecteur, on calcule $\vec{\mu}_{gamma}$ et $\vec{\mu}_{bêta}$, les vecteurs moyens de l'énergie des populations. Dans le même temps, on note M_{gamma} et $M_{bêta}$ les matrices de covariances des E_k de chaque population. A partir de ces éléments, on calcule la matrice de décision W.

$$W = \left(M_{bêta} + M_{gamma}\right)^{-1}\left(\vec{\mu}_{bêta} - \vec{\mu}_{gamma}\right) \tag{5-1}$$

Par construction, $W = (w_1, w_2 \dots w_{2n_{TN}})$ est une matrice ligne qui matérialise les poids respectifs des E_k dans l'attribution d'un score S à chaque événement.

$$S = \vec{w} \cdot \vec{E} = \sum_{k=1}^{2n_{TN}} w_k E_k \tag{5-2}$$

La méthode du discriminant de Fisher permet de calculer un seuil c basé sur la demi-somme des vecteurs moyens selon la formule suivante :

$$c = \vec{w} \cdot \frac{1}{2}\left(\vec{\mu}_{bêta} + \vec{\mu}_{gamma}\right) \tag{5-3}$$

En comparant les valeurs S aux valeurs c, il est possible d'identifier pour une valeur donnée de S si l'événement est considéré comme appartenant à la population double bêta ou à la population gamma.

$$\begin{aligned} S < c \ &\rightarrow identifié\ comme\ "bêta" \\ c < S \ &\rightarrow identifité\ comme\ "gamma" \end{aligned} \tag{5-4}$$

Chaque événement est ainsi réduit à une observable, le score S qu'il est possible de comparer au seuil c. Ce seuil est calculé en prenant en compte les différences entre les deux populations d'entraînement et permet de réaliser la séparation avec des performances optimales. Aussi cela permet d'obtenir une estimation quantitative de l'importance de chaque variable représentant les événements. Les valeurs des éléments de la matrice W sont représentatives du poids de chaque variable dans le calcul de la valeur de S pour chaque événement.

5.2.4 Interprétation qualitative sur un exemple du fonctionnement du discriminant de Fisher

Dans le cadre d'un exemple sur un ensemble de variables $(a; b)$ en deux dimensions. Il est possible d'établir la répartition de deux populations tests de 1000 événements chacune (Figure 5-21). On observe qu'il serait possible de séparer facilement chacune des deux positions en établissant un seuil sous la forme d'une ligne dans l'espace des variables défini.

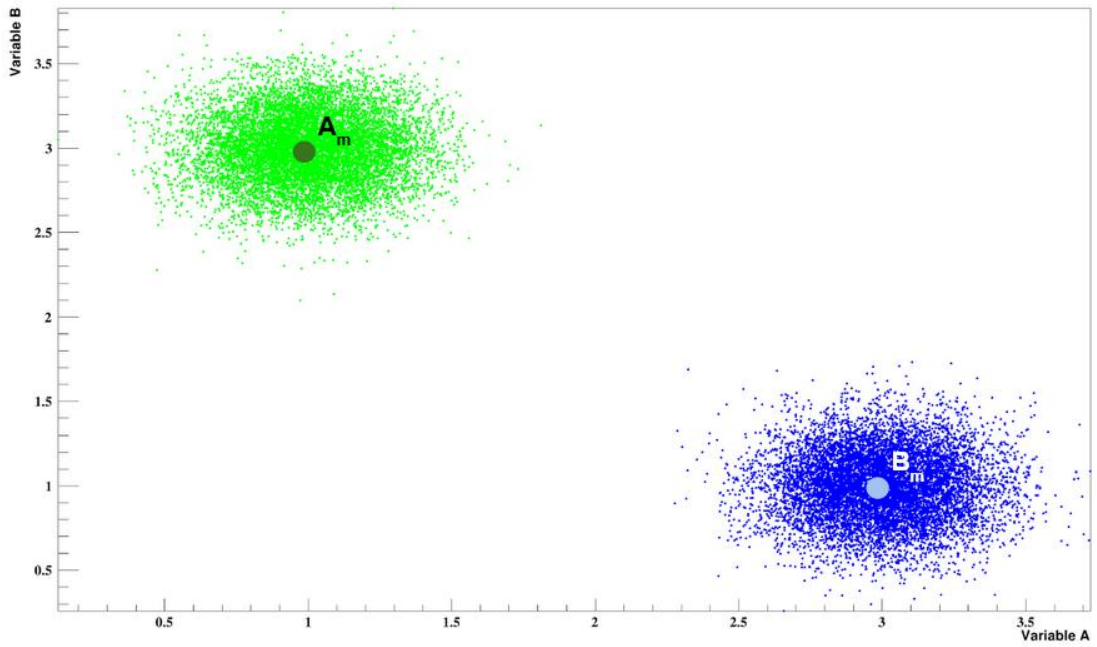

Figure 5-21 : Deux populations types dans l'espace des variables $(a; b)$. Les populations sont distinctes et il est possible de réaliser une sélection sur la base des deux variables. On observe les vecteurs moyens A_m et B_m pour chacune des deux populations.

En définissant les points A_m et B_m comme les vecteurs moyens de ces populations dans l'espace de phase $(a; b)$, le score de chaque événement est calculé et stocké dans un histogramme présenté Figure 5-22. Il est possible d'évaluer sur l'histogramme si le seuil c calculé par la méthode du discriminant de Fisher permet de séparer les deux populations. Pour une séparation optimale, les populations doivent être disjointes et c se trouver entre les deux populations avec les événements de la population 1 à gauche ($S < c$) et les événements de la population 2 à droite ($c < S$). Dans ce cas simulé, la séparation des histogrammes est parfaite (Figure 5-22) et les paramètres de calcul du discriminant de Fisher donnent :

$$\begin{cases} S = 2a - 2b \\ c = 0 \end{cases} \tag{5-5}$$

Dans le cas d'un espace à deux variables, il est possible de matérialiser la ligne de séparation des deux populations avec l'équation $2a - 2b = 0$. Par extension, le discriminant de Fisher établit une séparation de l'espace des N variables par un hyperplan de dimension N d'équation $w_1 a_1 + w_2 a_2 + w_3 a_3 + \cdots + w_N a_N = c$ avec w_i les éléments de la matrice de décision, a_i les variables de l'espace et c le seuil de décision.

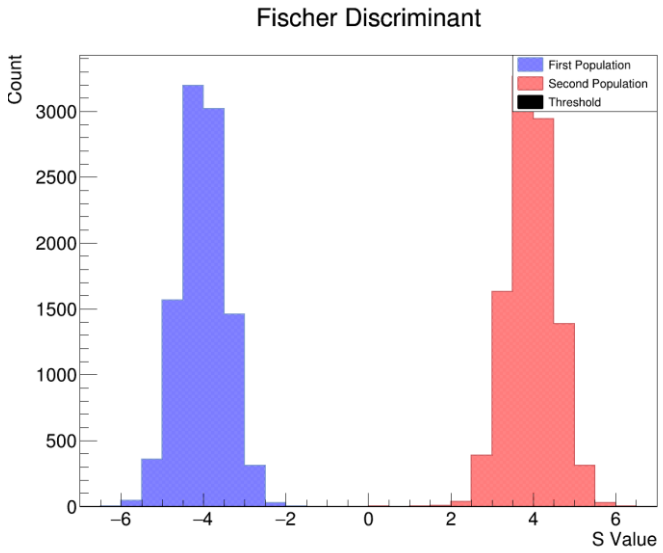

Figure 5-22 : Score S calculé pour les populations 1 (bleu) et 2 (rouge). Le seuil de décision est ici égal à c = 0. Ceci permet une parfaite identification des populations.

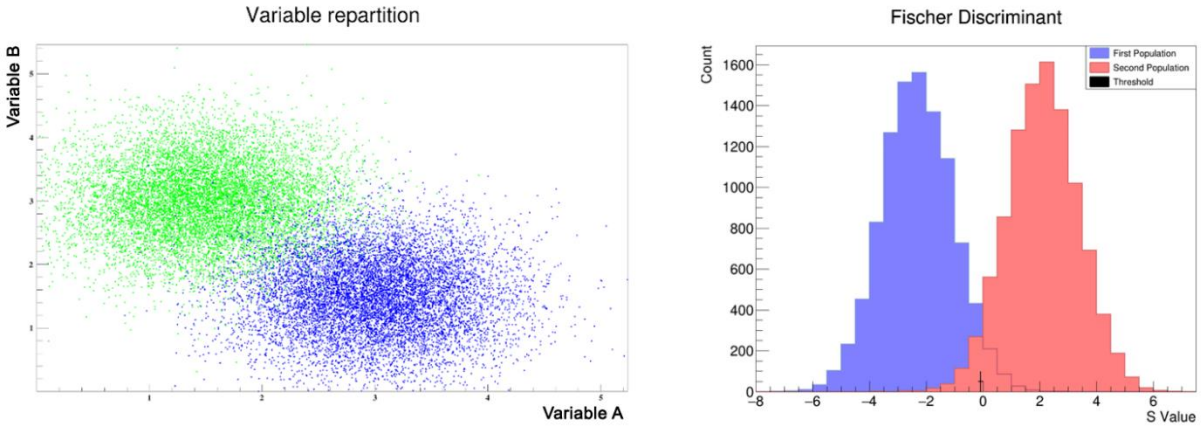

Figure 5-23 : Simulation où les populations ne sont pas parfaitement disjointes. On observe alors que leur répartition en S ne sont aussi pas disjointes et qu'il est impossible de séparer correctement les deux populations. La séparation optimale est obtenue pour c = 0 résultat de la méthode du discriminant de Fisher.

En procédant aux calculs de W et c, on observe que l'on ne peut pas séparer les populations justes avec une ligne de démarcation (Figure 5-23). L'évaluation des faux positifs et des faux négatifs devient alors importante.

Pour conclure, le discriminant de Fisher est une méthode d'optimisation qui permet d'établir un score de manière à déterminer une distance au centre du segment dont les points sont les vecteurs moyens des deux populations dans un espace de dimension N. Pour les dimensions 2 ou 3, il est possible de visualiser les résultats en dessinant la droite ou le plan de séparation des deux populations dans l'espace choisi. Dans le cas où N > 3, la séparation se matérialise par un hyperplan dont les coefficients sont les éléments de la matrice de décision W et le seuil de décision c.

5.3 Performances

Cette méthode va à présent être utilisée sur les données simulées de la TPC de PandaX-III à partir des traces normalisées. Dans chaque projection, l'énergie de chaque hit est enregistrée de manière à constituer un profil en énergie. La combinaison des profils de chaque projection permet de créer e profil en énergie de l'événement. On rappelle que la population 1 est composée d'événements double bêta sans émission de neutrino et la population 2 par les gammas provenant du plan de détection et des murs de la TPC. A partir de ces données, deux sets d'entraînement P_{E1} et P_{E2} de 1000 événements chacun sont générés et deux sets de tests P_{T1} et P_{T2} de 10000 événements sont créés.

Dans un premier temps, le discriminant de Fisher est appliqué à des données qui ont été normalisées à 25 hits par trace pour être au plus proche du nombre de hits trouvé par TRestTrackReductionProcess et servir de référence. Les répartitions moyennes de l'énergie des deux populations sont en accord avec la présence de deux blobs pour les événements double bêta et d'un seul pour les événements gamma (Figure 5-24).

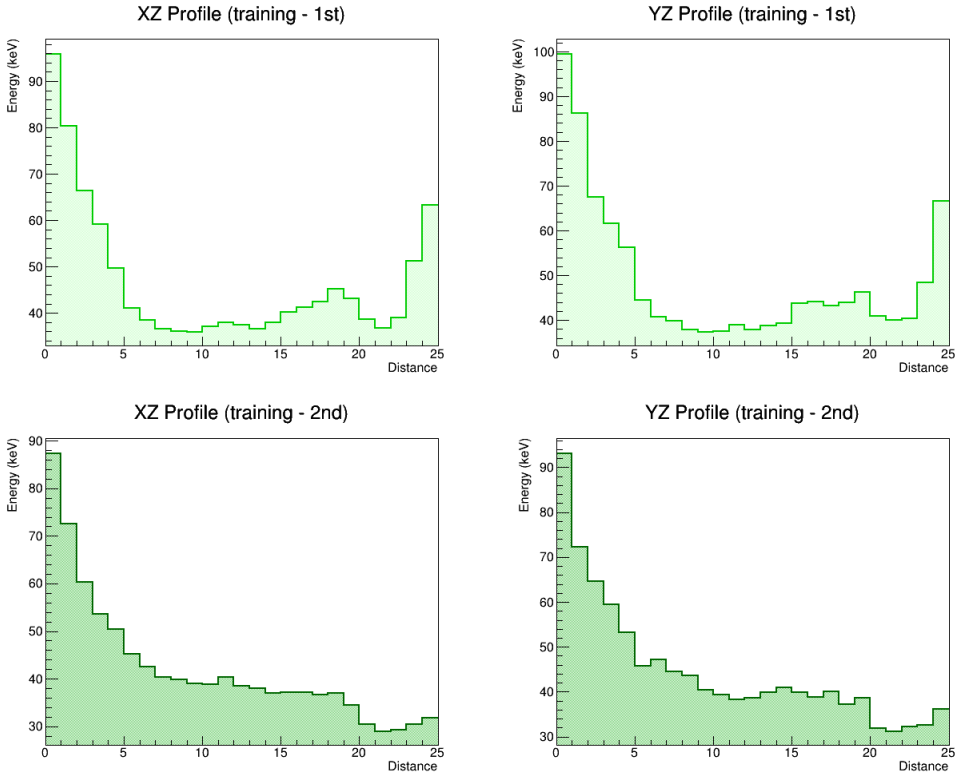

Figure 5-24 : Répartitions moyennes de l'énergie le long des traces pour les projections XZ et YZ d'une population d'événements double bêta sans émission de neutrino (haut) et de gamma provenant du support de cuivre et du plan de Micromegas (bas).

Après calcul, la matrice de décision W présente les poids de chacun des bins dans le calcul du score de décision (Figure 5-25). Les bins 0 à 24 (respectivement 25 à 49) correspondent au profil en énergie provenant de la projection XZ (respectivement YZ). On rappelle ici que les profils sont construits en prenant le blob le plus énergétique en début de trace (bins 0-1-2 pour la projection XZ et bins 25-26-27 pour la projection YZ). Trois groupes d'éléments sont présents : le premier est constitué des éléments correspondant aux début des traces qui ne sont pas décisifs dans la séparation des deux populations. Les éléments les plus négatifs sont situés à l'emplacement des blobs sur chaque trace ce

qui signifie que les hits en fin de trace possédant une grande énergie vont avoir tendance à sélectionner l'événement comme étant une désintégration double bêta. A l'opposé, on observe des éléments positifs au milieu des traces, motnrant que si un événement possède un blob en milieu de trace, il sera considéré comme provenant d'un gamma.

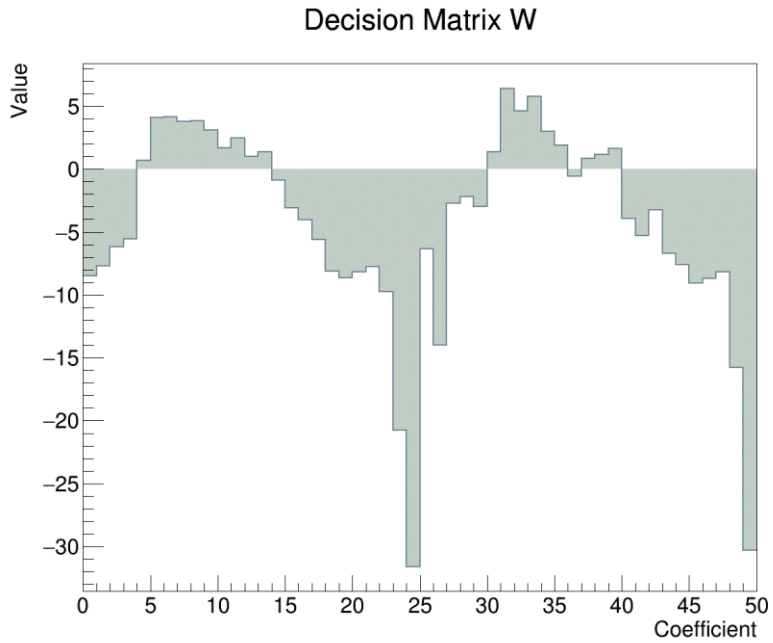

Figure 5-25 : Valeurs des éléments de la matrice de décision W. Une valeur proche de zéro indique une importance faible tandis qu'une valeur absolue élevée indique un fort poids dans le calcul de S pour les événements. Les bins de 0 à 24 correspondent à la projection XZ, le restant à la projection YZ. On observe une très forte importance des valeurs situées sur le deuxième bout de la trace.

Ceci nous amène à l'histogramme des scores S pour les deux populations (Figure 5-26). On observe une bonne séparation des populations malgré la présence de nombreux événements gamma avec un score de double bêta et inversement. On obtient alors les résultats présentés Tableau 5-1

La Figure 5-27 montre les performances de sélection des événements double bêta et gamma pour différentes tailles de population d'entraînement. Les écarts sont de l'ordre de 6% pour le taux de réjection et de l'ordre du pourcent pour la sélection. Ces résultats sont donc globalement indépendants du nombre d'événements choisis pour servir d'entraînement à l'établissement de la matrice de décision W. On observe que les performances convergent lors de l'augmentation de l'échantillon d'entraînement. Cependant les éléments varient significativement d'une simulation à l'autre avant de converger pour un nombre de 500 événements tests par population.

Les performances sont aussi indépendantes de l'échantillon choisi pour l'entraînement pourvu qu'il soit choisi homogène et représentatif de chaque population. L'utilisation de différents sets de 1000 événements ne montre pas de modification majeure des performances, celles-ci variant au plus de 1%.

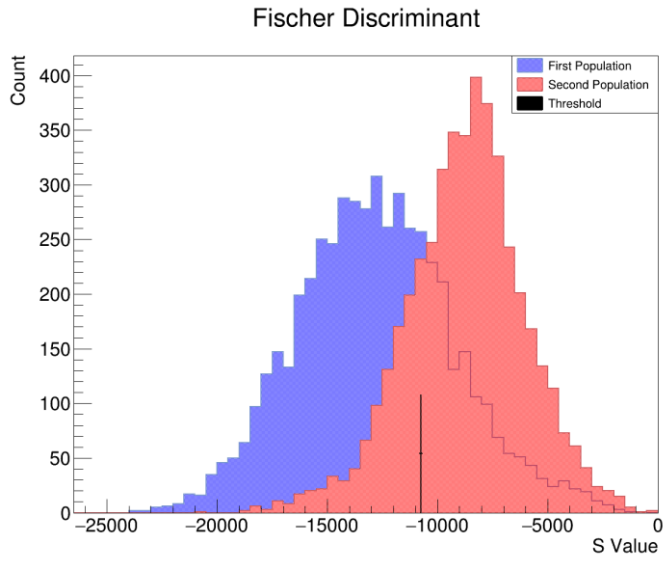

Figure 5-26 : Spectre des scores S calculées pour la population de double bêta sans émission de neutrino (bleu) et de gamma (rouge). Le seuil c est matérialisé par une ligne noire. Les spectres ne sont pas disjoints indiquant qu'il ne sera pas possible d'obtenir une sélection parfaite sur l'une ou l'autre des populations. Si S < c, un événement sera reconnu comme étant un double bêta sans émission de neutrino.

	Reconnu comme double bêta (Sélection)	Reconnu comme gamma (Réjection)
Evénement double bêta	71,5 %	28,5 %
Evénement gamma	20 %	80%

Table 5-1 : Résultats du discriminant de Fisher

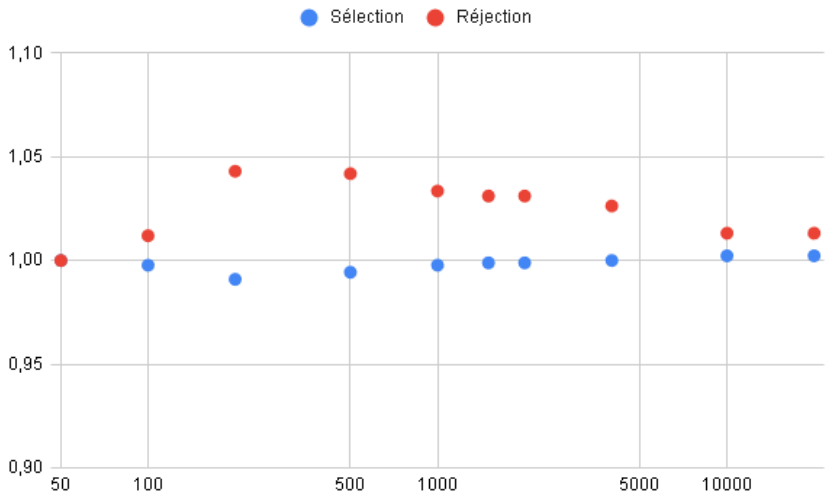

Figure 5-27 : Impact de la taille de la population d'entraînement sur les performances en réjection de bruit et sélection du signal. On observe une variation de 6% pour la réjection et une variation faible de l'ordre du pourcent pour la sélection.

Les performances sont aussi indépendantes de l'échantillon choisi pour l'entraînement pourvu qu'il soit choisi homogène et représentatif de chaque population (Figure 5-28). L'utilisation de différents sets de 1000 événements ne montre pas de modification majeure des performances, celles-ci variant au plus de 1%.

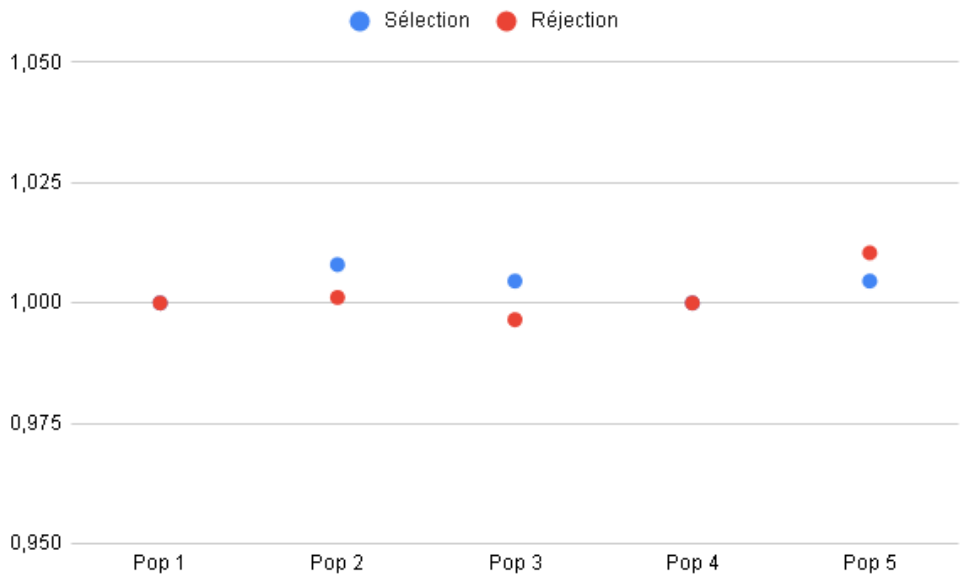

Figure 5-28 : Impact de la population d'entrainement sur les performances relatives en réjection de bruit et sélection du signal. Les performances varient d'environ 1% en changeant les échantillons tests mais en conservant la même taille de 1000 événements tests. Dans le cadre de l'expérience PandaX-III, on cherche à maximiser la sélection des événements double bêta tout en maintenant une haute réjection des événements provenant de rayonnements gammas.

Ces résultats valident le choix d'utiliser 1000 événements d'entraînements pour chaque population et qu'il faut considérer une erreur liée aux populations d'entraînement de l'ordre du pourcent.

Dans un deuxième temps, il est intéressant d'observer l'impact du nombre de hits par trace normalisée sur les performances. Des simulations ont été réalisées pour obtenir des traces avec un nombre de hits réduit (5 hits par trace) ou largement augmenté (50 hits par trace). On observe que les capacités de sélection de la méthode augmentent avec le nombre de hits jusqu'à obtenir un optimum autour de 10 hits par trace. (Figure 5-29)

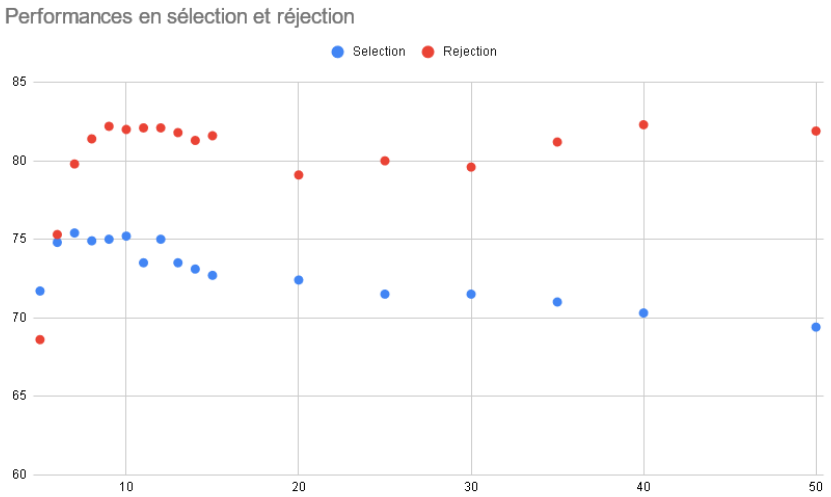

Figure 5-29 : Impact du nombre de hits normalisé dans chaque profil sur les performances en sélection et Réjection. On observe un optimum des deux performances conjointes au niveau de profils à 10 hits normalisés. Les valeurs ne sont pas normalisées pour donner un aperçu des performances réellement atteintes par la méthode.

La diminution des performances à faible nombre de hits provient probablement du fait que l'information est répartie dans un nombre trop faible de points (Figure 5-30). Le comportement des électrons dans le gaz (une boucle réalisée par l'électron est alors lue comme un regroupement ponctuel d'énergie) n'est alors pas correctement retranscrit dans le profil énergétique. A l'opposé, la baisse plus mesurée des performances de sélection à haut nombre de hits serait liée à la densité d'information 2D disponible. En effet, les hits initiaux sont tous positionnés à l'emplacement des pistes qui sont elles-mêmes positionné le long de l'axe X (ou Y) avec un pas de 3mm. Au-delà de 15 hits, on observe le positionnement de hits au milieu de l'espace entre les pistes. Les htis ont alors une énergie nulle car n'ayant pas de dépôts d'énergie à proximité. Plus le nombre de hits est grand, plus ce phénomène crée des discontinuités supplémentaires dans les profils en énergie et ajoute de la variance dans les populations. Ceci a pour effet de rendre moins précise l'évaluation de la matrice W et par voie de conséquence, la sélection devient moins performante.

Cette étude montre néanmoins qu'il est intéressant d'utiliser un nombre de hits réduit pour lisser les variations des événements tout en conservant l'information à l'extrémité des traces.

Figure 5-30 : Différentes répartitions moyennes de la projection XZ avec un nombre de hits normalisés égal à 5 (haut-gauche), 10 (haut-droite), 25 (bas-gauche), 50 (bas-droite) pour une population d'événements double bêta.

Il est aussi possible de jouer sur la position du premier et du dernier hit des traces normalisées en utilisant la méthode d'allongement présentée précédemment pour tenir compte du fait que le premier et le dernier hit ne sont pas forcément situés sur le bout de la trace (Figure 5-31). Les simulations ont été réalisées en utilisant un nombre de hits égal à 10 correspondants à l'optimisation étudiée précédemment à laquelle on ajoute une modification de longueur variant de 1 à 9 mm au total (la moitié de cette valeur à chaque extrémité). Les capacités de sélection en utilisant le discriminant de Fisher ne varient que très peu malgré des modifications de la longueur des traces. Ceci est principalement dû à la distance entre les hits qui se situe entre 10 et 20 mm sur les traces considérées. Ainsi, une modification de 9mm amène une modification de 0,9 mm sur la distance entre les hits. Cette modification de position des hits n'est significative sur la forme du profil en énergie que lorsque la distance entre hits est du même ordre que l'erreur de positionnement des hits terminaux. Dans notre cas où l'on positionne 10 hits par trace, l'impact d'une telle modification est négligeable. La sélection sélectionne correctement 1% d'événements en plus et la réjection rejette 2,5 % d'événements gamma en moins pour un allongement de 9 mm.

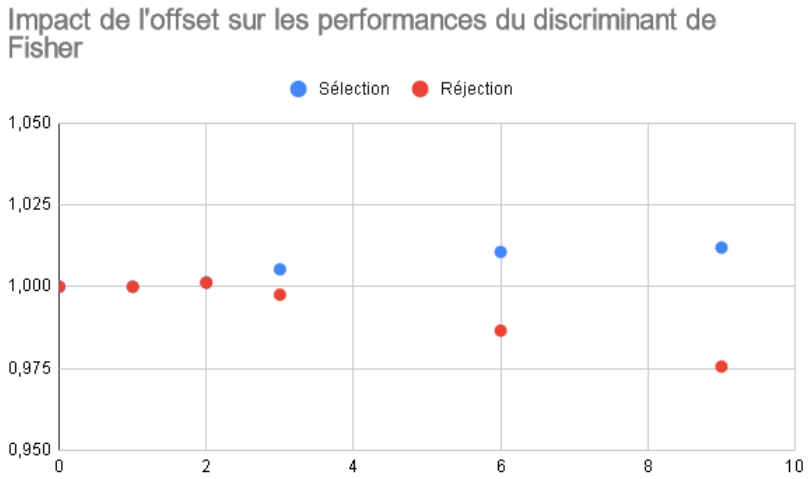

Figure 5-31 : Impact de l'allongement des traces de 10 hits sur les performances de la sélection et de la réjection par le discriminant de Fisher. On observe une augmentation de 1% sur les performances de sélection et une baisse de 3% sur la réjection.

Ce résultat permet d'améliorer les résultats obtenus avec le discriminant de Fisher avec une optimisation des traces normalisées possédant 10 hits. On obtient des performances de sélection de 75,3 ±1 % pour les événements double bêta et 82,1 ± 1 %pour les événements gammas. Il est possible de conclure grâce aux travaux préalablement réalisés en 2019 par la collaboration que cette méthode permet d'ajouter une observable intéressante pour la réjection du bruit de fond. Les performances du discriminant de Fisher sont du même ordre de grandeur que les autres observables utilisées par la collaboration. Il faut cependant prendre en compte que les performances affichées dans le Tableau 5-1 ont été extraites de l'étude réalisée par la collaboration en combinant les sélections basées sur les observables Track, puis Blob puis Twist. Les observables Track et Blob étant utilisées pour réduire drastiquement le bruit de fond puis l'observable de Twist pour avoir un fort taux de sélection au détriment de la réjection des événements gammas. Le discriminant de Fisher se positionne au même niveau que l'observable de Twist dans la chaîne d'analyse et seulement sur les événements dans la région d'intérêt. Il offre alors des performances intéressantes puisqu'il permet d'améliorer d'un facteur 4 le ratio signal sur bruit.

Paramètre	Sélection Double bêta	Réjection Chaîne ^{238}U	Réjection Chaîne ^{232}Th
Track	69,2 %	88,8 %	97,2 %
Blob	65,4 %	86,1 %	86,0 %
Twist	94,2 %	19,4 %	18,9 %
Fisher	75,3 ± 1 %	82,1 ± 1 %	

Tableau 5-1 : Performances relatives des différentes observables présentées dans ce travail : le ratio d'énergie de la trace principale sur l'énergie totale (Track), le ratio d'énergie des blobs (Blob), le paramètre de twist (Twist) et la méthode du discriminant de Fisher.

Malheureusement, il n'a pas été possible dans le temps imparti à cette étude de réaliser des simulations complètes et exhaustives des performances de ces quatre observables une fois combinées ensemble dans la TPC prototype de l'expérience.

On peut étendre les résultats obtenus à partir du discriminant de Fisher en faisant varier le seuil de décision c. En effet, le discriminant de Fisher permet de calculer un optimum basé sur la séparation des vecteurs moyens des deux populations. On peut aussi optimiser d'autres paramètres tels que :

- La pureté du signal : définie comme le ratio entre le nombre d'événements double bêta sélectionnés sur le nombre total d'événements sélectionnés.
- L'efficacité : définie comme le pourcentage d'événements double bêta conservés après sélection
- Le taux de réjection des événements gammas.
- Le ratio R signal sur la racine du bruit.

Ces quatre paramètres sont présentés Figure 5-32 dans le cas d'une simulation avec 25 hits normalisés par trace et un facteur d'allongement nul. On observe un maximum local de la courbe de R à S = 13000 permettant ainsi d'obtenir une sélection maximisant cette figure de mérite sans sacrifier la quasi-totalité des événements double bêta. Un seuil de décision positionné à $c = 13000$ permet d'obtenir un taux de sélection avoisinant 40%.

Un second cas intéressant serait de sélectionner un seuil assurant d'obtenir 90% de pureté dans le signal après sélection. Cette performance est obtenue en choisissant un seuil égal à 13000 avec les mêmes résultats que précédemment.

Lorsque l'on fait varier le seuil de décision autour du seuil optimal donné par l'analyse de Fisher, on observe qu'au minimum une performance, soit la sélection soit la réjection, diminue drastiquement pour un gain faible pour la seconde. Dans notre cas, ceci se matérialise par le fait que le seuil c soit positionné sur les bords des courbes de chaque population. Ce seuil est alors le seul disponible qui maximise la sélection et la réjection.

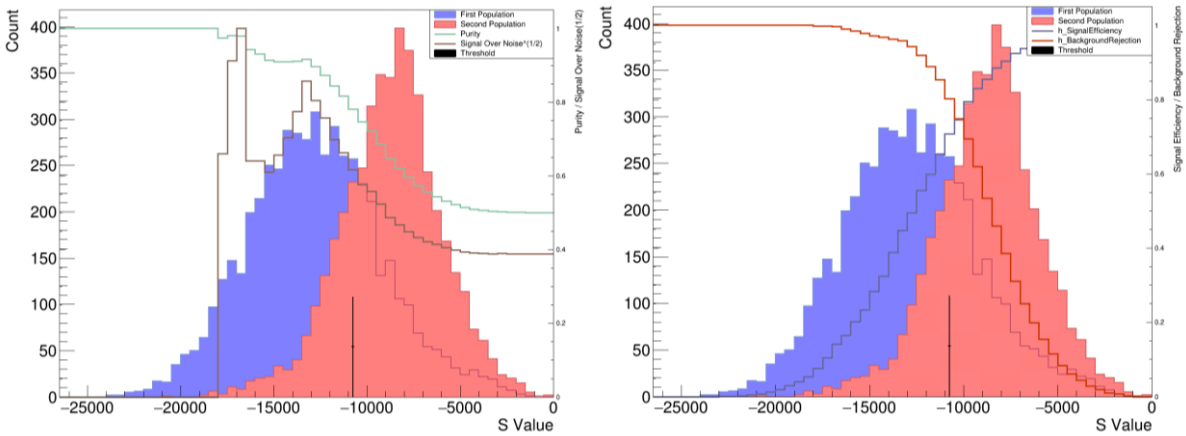

Figure 5-32 : Spectres des scores S obtenus après l'application du discriminant de Fisher sur les populations tests avec le nombre de hits normalisés par trace de 25 et un facteur d'allongement nul. Les événements double bêta (bleu) et gammas (rouge) sont séparés par le seuil de décision (trait noir). Les courbes de la pureté du signal (gauche - courbe verte), du ratio signal sur la racine carré du bruit (gauche - courbe marron), de l'efficacité de sélection (droite - courbe bleue) et de réjection du bruit de fond (droite - courbe rouge) permettent de sélectionner un seuil de décision différent selon les besoins. On observe notamment qu'il est possible d'obtenir une pureté à 90% en obtenant un taux de sélection des événements double bêta à 40%.

5.4 Limites du discriminant de Fisher

Cette méthode possède quelques limites qu'il convient de détailler ici. On observe que les performances dépendent en grande partie de la manière dont on représente les données des événements pour utiliser le discriminant de Fisher. Cette méthode est particulièrement performance (85,6% de taux de sélection et 93,8% de réjection [66]) si l'on possède des données en 3D avec des cellules de 3mm. Des résultats similaires ont été reproduits avec les simulations sur PandaX-III. La localisation des hits le long des pistes dans la reconstruction crée une limite de précision qui empêche cependant d'obtenir ces résultats.

Outre cette limitation purement technique, il est aussi important de noter que l'homogénéité et la fidélité des populations d'entraînement influe grandement sur les performances de sélections. Ainsi, obtenir une représentation fidèle des événements est un point vital pour obtenir les meilleures performances du discriminant de Fisher (notamment dans les cas où la reconstruction crée une fourche dans le chemin de la trace ou une boucle, deux cas difficiles à analyser). Meilleure sera la reconstruction finale du chemin des données réelles, meilleures seront les performances de sélection.

La dernière limitation de cette méthode proviendra probablement des divergences entre les données simulées. Malgré des efforts constants déployés pour simuler les événements au plus proche de la réalité, il est possible que les données réelles de la TPC diffèrent des simulations actuelles. Il faudrait alors revoir les modèles de simulations pour établir les performances finales de cette méthode.

La prolongation de la chaîne d'analyse de PandaX-III avec l'utilisation des traces normalisées en combinaison avec le discriminant de Fisher permet d'ajouter une observable basée sur la topologie des événements. L'utilisation du discriminant de Fisher permet de diviser par 5 le nombre d'événements gammas dans la région d'intérêt tout en conservant 75% des événements double bêta dans les conditions idéales utilisant des détecteurs avec une résolution de 3% FWHM sans aucune piste coupée. Cependant, les détecteurs ne seront pas parfaits. Il faut donc établir l'impact de ces défauts sur la qualité de la reconstruction des données dans l'expérience PandaX-III.

Chapitre 6.

Impact des défauts des détecteurs Micromegas

« In theory,
theory and practive are the same.
In practice,
they are not. »
- Albert Einstein

6.1 Simulation des pistes défectueuses

Les détecteurs Micromegas de la TPC de PandaX-III seront probablement sujet à des dysfonctionnement de certaines de leurs pistes. Parmi les causes de ces pistes défectueuses la fabrication des détecteurs, la manutention ainsi que l'âge de ceux-ci joueront un rôle majeur. La coupure d'une piste ou l'apparition d'un courant de fuite important sur celle-ci peuvent amener à la désactivation de la piste. Tout signal provenant de cette piste sera alors totalement perdu. Il devient alors important d'obtenir une estimation de l'impact futur de ces défauts sur l'analyse des événements qui seront mesurés.

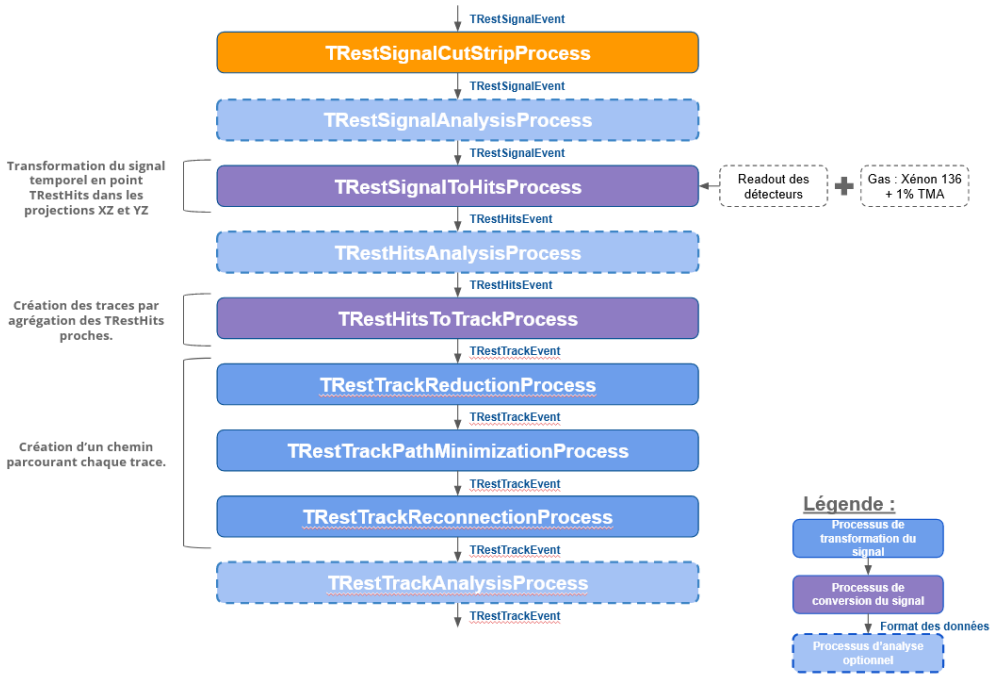

Figure 6-1 : Modification de la chaîne d'analyse avec le processus TRestSignalCutStripProcess simulant les pistes coupées des détecteurs en supprimant du TRestSignalEvent les signaux temporels des pistes concernées.

Pour simuler ces défauts, il faut adapter la chaîne de simulation de REST en ajoutant un processus nommé TRestSignalCutStripProcess avant TRestSignalToHitsProcess (Figure 6-1). Ce processus utilise un fichier de configuration extérieur qui définit pour chaque piste de chaque détecteur, la position de la piste, son statut (actif ou désactivé) ainsi que les correspondances entre le numéro de piste dans le détecteur et le numéro logique fourni par les cartes AGET de l'expérience. Le fichier permet de pointer un ensemble de pistes à désactiver pour TRestSignalCutStripProcess. Le signal temporel de chaque piste désactivée est enlevé du TRestSignalEvent qui sera transmis à TRestSignalToHitsProcess, ce qui simule effectivement une piste désactivée (Figure 6-2). Pour chaque événement, on conserve l'énergie avant l'application des coupures ainsi que l'énergie enlevée à des fins d'analyses. En relevant le nombre d'événements ayant perdu de l'énergie à cause d'une piste désactivée pour différentes configurations, on observe que dès l'apparition d'une piste défectueuse par détecteur près de 39% des événements sont affectés (Figure 6-3). Cette proportion augmente à 89% pour des détecteurs avec cinq pistes défectueuses. Ces chiffres sont influencés par la répartition des défauts sur la surface des détecteurs. On observera des valeurs plus faibles pour des défauts regroupés et plus élevées s'ils sont uniformément répartis.

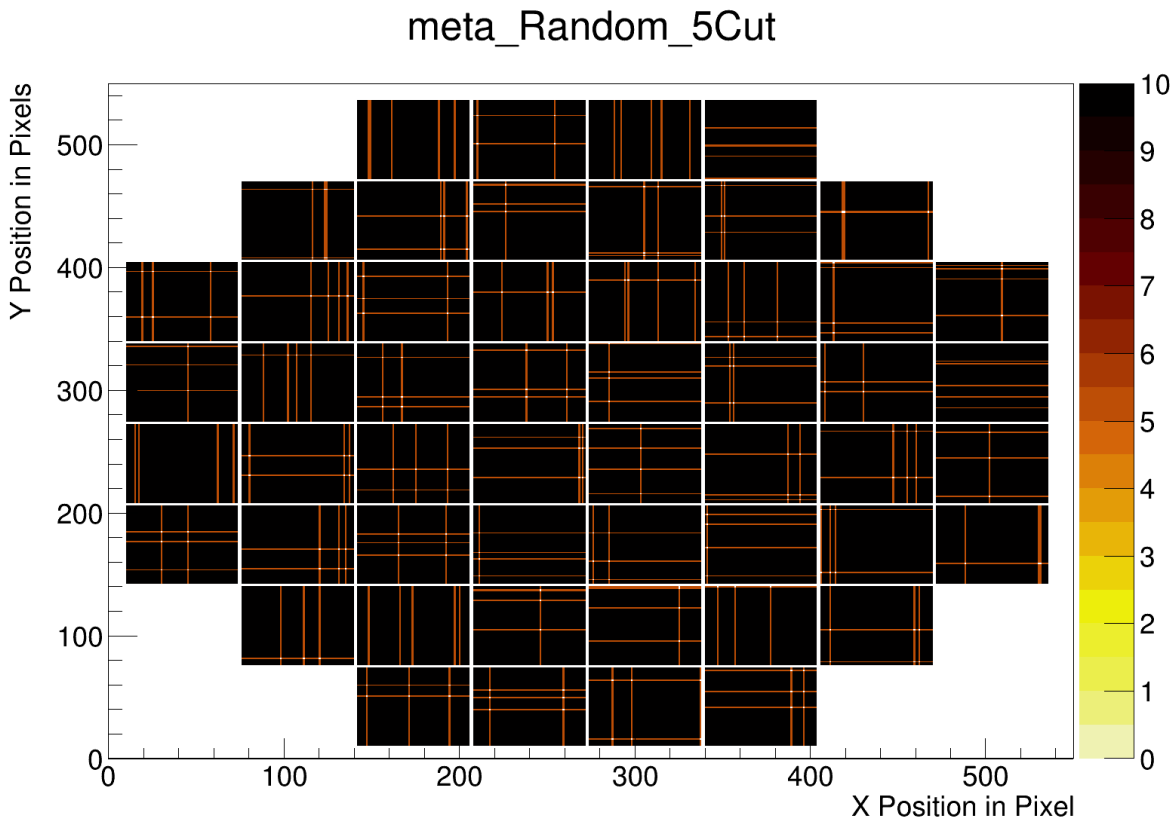

Figure 6-2 : Plan de détecteurs avec 5 pistes défectueuses par détecteurs. Les pistes désactivées sont matérialisées par des lignes oranges et les pistes saines sont en noir.

Ce processus permet de simuler n'importe quelle configuration de détecteurs, ou readout (Figure 6-2). Il reste à étudier les implications pratiques des différentes configurations possibles. Les configurations de base desquelles vont dériver l'immense majorité des défauts sont :

- Une piste désactivée seule
- Le croisement de deux pistes désactivées : une en X et l'autre en Y
- Un ensemble de pistes désactivées de manière continue : par exemple les pistes X numérotées de 29 à 32

Du point de vue de la simulation et de l'analyse, un événement peut être réduit à un ensemble de TRestHits dans les projections XZ et YZ. Ainsi, un croisement de pistes désactivées est similaire à l'étude d'une piste seule dans la projection XZ et dans la projection YZ. Dans ce chapitre, il sera donc question d'étudier l'impact des pistes désactivées sur la reconstruction de la projection XZ des événements ainsi que d'estimer l'impact sur l'énergie mesurée des événements dans la région d'intérêt de readout qui mêleront des détecteurs quasi parfaits à des détecteurs possédant un nombre élevé de pistes désactivées. Il est aussi intéressant d'identifier la valeur seuil de pistes désactivées pour un détecteur qui le rendrait inutilisable par la collaboration.

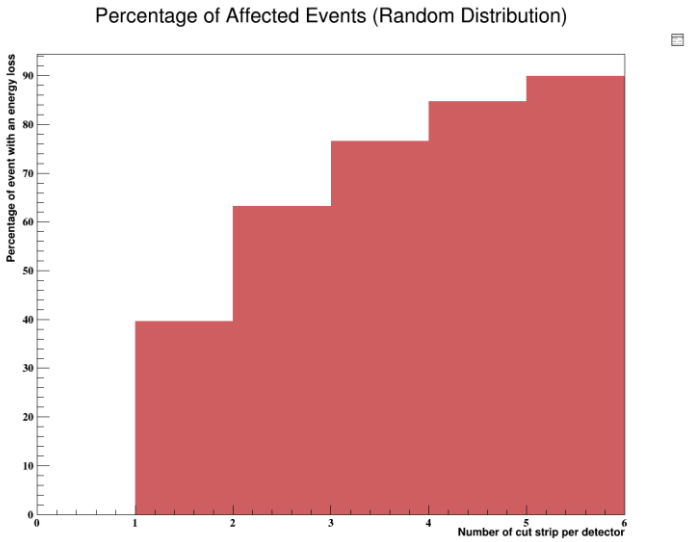

Figure 6-3 : Pourcentage d'événements double bêta sans émission de neutrino perdant de l'énergie dans un défaut en fonction du nombre de pistes défectueuses par détecteur. On observe que le pourcentage d'événements affectés atteint rapidement 90% des événements pour un total de 5 pistes défectueuses.

6.2 Impacts des pistes défectueuses

6.2.1 Rappels sur les observables importantes de la reconstruction

Les défauts présents dans les détecteurs affectent la reconstruction des événements et donc les valeurs des différentes observables nécessaires à la sélection des événements double bêta sans émission de neutrino et à la réjection des événements gammas. En premier lieu, il s'agit de réussir à identifier les différences portions d'une trace comme une seule et unique trace. Ensuite, il faut être capable de reconstituer le chemin parcouru par les électrons et d'attribuer le blob correspondant à leur arrêt dans le mélange gazeux. Ainsi, on obtient des traces pour lesquelles on extrait des observables utilisées pour séparer les événement double bêta. Chacune des observables présentées à ce jour par la collaboration PandaX-III dépend d'un paramètre particulier de la reconstruction :

- Le ratio énergétique entre les blobs identifiés au bout des traces : cette observable nécessite que la totalité de l'énergie au bout de chaque trace soit correctement reconstruite.
- Le ratio d'énergie de la trace de plus haute énergie, sur l'ensemble de l'énergie des traces secondaire : cette observable est particulièrement sensible à la capacité de la chaîne d'analyse à ne pas séparer une partie de l'énergie de la trace principale en une trace secondaire.
- Le paramètre de Twist : Cette observable utilisant les angles entre les segments formés par les hits de la trace nécessite que la position des hits en bout de trace soit aussi précise que possible pour fonctionner correctement.
- Le profil énergétique des traces : cette observable nécessite principalement la bonne reconnaissance du positionnement des blobs ainsi que l'établissement d'un parcours correct des hits sur la trace.

A partir de ces observables, on infère certaines situations qui conduiraient à obtenir des observables dégradées :

- Une coupure de la trace par une piste en deux traces distinctes
- Un blob affecté par une coupure importante.

6.2.2 **Morcellement des traces**

Dans un premier temps, il convient d'observer l'impact d'un défaut s'élargissant à partir d'une piste désactivée jusqu'à obtenir un ensemble de pistes désactivées consécutives. Ce test permet d'obtenir la taille minimale à partir de laquelle un défaut coupe une trace en deux. Pour cela, on compte le nombre de traces obtenues après analyse pour un ensemble de détecteurs parfaits et le nombre obtenu avec l'application d'un readout constitué de 1 à 5 pistes désactivées consécutives. La Figure 6-4 présente un exemple de l'effet de l'élargissement du défaut sur la projection XZ d'un événement. On observe ici qu'une piste désactivée ne modifie pas l'analyse de cet événement mais qu'en élargissant le défaut, on voit l'apparition de coupures en trace plus petites.

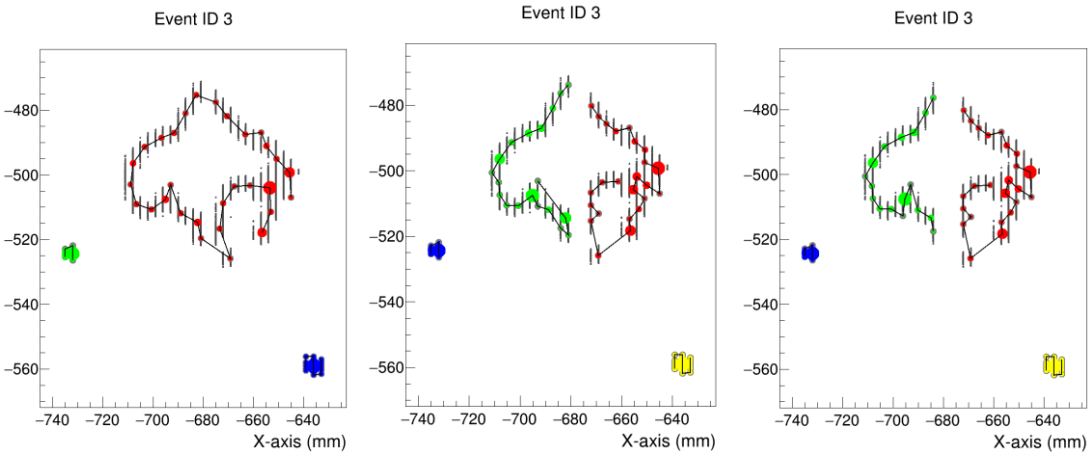

Figure 6-4 : Impact de l'augmentation progressive de la taille d'un défaut sur la reconstruction des traces. Une piste désactivée (gauche) ne morcelle pas la trace rouge, mais deux (milieu) et trois pistes désactivées consécutives la fragmentent en deux traces (rouge et vert).

En comparant le nombre de traces reconnues dans la projection XZ de 1000 événements, il est possible de voir que la séparation en deux des traces à lieu à partir d'un défaut équivalent à trois pistes désactivées.

6.2.3 **Importance de la taille du défaut**

L'impact de la désactivation d'une piste sur un blob s'analyse en prenant en compte l'étalement spatial d'un blob. Par construction, un blob est un regroupement d'énergie autour de quelques hits proches d'un point central qui définit la position du blob. Cette agglomération d'énergie se fait dans un cercle d'environ 10 mm de diamètre.

L'analyse qualitative des événements dont des blobs facilement identifiables sont traversés par un défaut montre qu'un défaut de deux pistes de large est capable de cacher partiellement un blob selon la manière dont la trace est formée dans la projection. Un défaut de trois pistes de large est même capable de faire disparaître complètement un blob ce qui transforme une trace produite par un double bêta en une trace similaire à celle produite par un événement gamma (Figure 6-5).

Dans ces deux cas, on observe une perte d'énergie importante due au fait que la majorité de l'énergie des traces se trouve dans le blob.

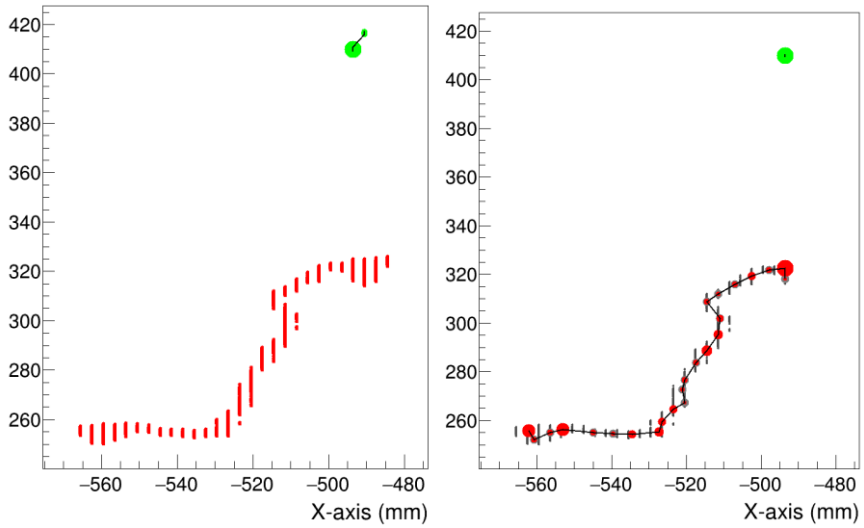

Figure 6-5 : Evénement double bêta sans émission de neutrino avec 3 pistes désactivées en bout de trace. L'événement simulé sans pistes désactivées (gauche) montre deux blobs étalés sur 4 et 5 pistes en bout de trace. Le même événement simulé avec les pistes désactivées est reconstruit avec le blob situé à X = - 490 mm amputé de trois pistes.

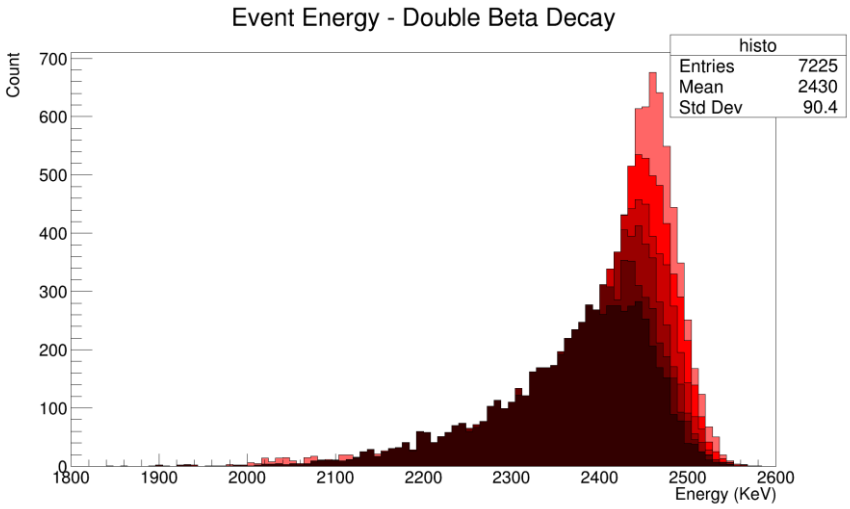

Figure 6-6 : Spectre en énergie pour des événements double bêta sans émission de neutrino en désactivant un nombre croissant de pistes (Aucune piste en rouge clair, une en rouge puis la couleur fonce lorsque le nombre de pistes désactivées augmente).

6.2.4 Impact sur le spectre en énergie des événements double bêta dans la région d'intérêt

Pour estimer de manière réaliste l'impact de défauts sur le spectre en énergie des événements dans la région d'intérêt, des plans de détecteurs abîmés ont été simulés avec un nombre croissant de pistes désactivées. Pour chaque simulation, l'ensemble des détecteurs possèdent le même nombre de pistes désactivées mais la position des pistes sur le détecteur varie. On observe comme attendu que le

spectre en énergie se dégrade au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de pistes désactivées (Figure 6-6). De plus, la proportion d'événements sortant de la région d'intérêt augmente linéairement avec le nombre de pistes désactivées (Figure 6-7).

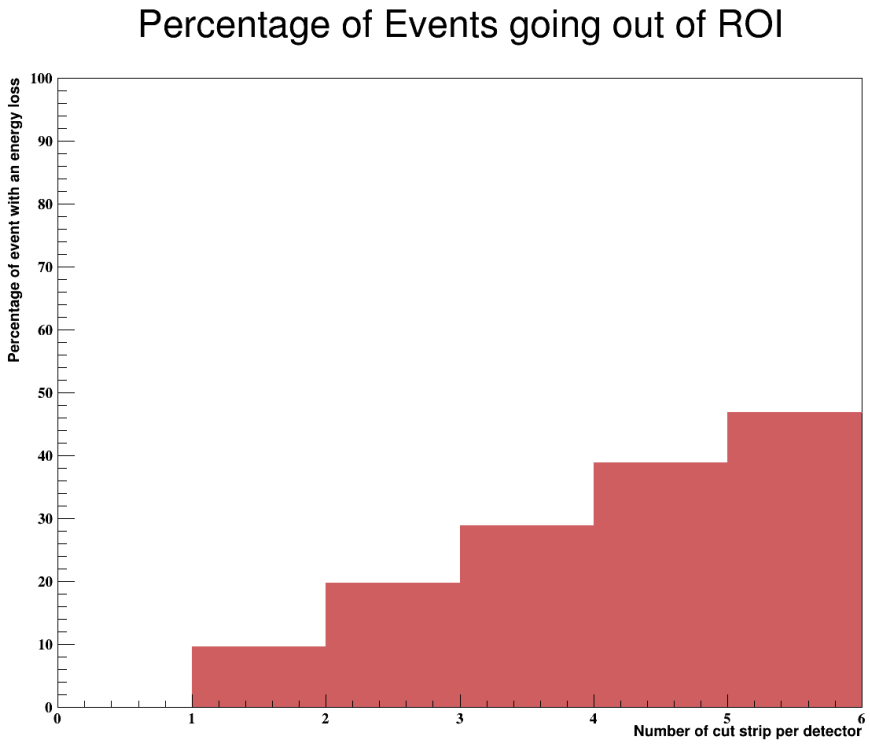

Figure 6-7 : Nombre d'événements double bêta sans émission de neutrino sortant de la région d'intérêt en fonction du nombre de pistes désactivées.

6.2.5 **Impact sur la méthode du discriminant de Fisher**

Les effets du nombre de défauts dans les détecteurs sur la normalisation du nombre de TRestHits des traces ont été évalués. Cette normalisation est nécessaire pour réaliser l'analyse du discriminant de Fisher. L'impact est évalué en fonction du nombre de pistes désactivées par détecteur. Il faut noter que tous les détecteurs possèdent le même nombre de piste coupée, la position de ces pistes est déterminée aléatoirement. A ce plan de détecteur à N-1 voies désactivées, on ajoute aléatoirement une piste désactivée supplémentaire de manière à créer un plan à N voies désactivées (Figure 6-8). Cette méthode permet d'assurer que l'on puisse comparer les résultats d'un plan de détecteurs à l'autre quant aux des interactions des pistes désactivées avec le signal. Cette méthode de génération de plan de détection évite la création de défauts larges responsables du morcelage des traces. Il s'agit ici d'une simulation réaliste puisque le discriminant de Fisher est appliqué après l'observable du ratio d'énergie des traces principales et secondaires qui éliminerait tout événement morcelé en deux ou trois traces. On conserve cependant les événements dont les blobs seraient affectés par une piste désactivée. Le discriminant de Fisher est alors entraîné à partir des populations provenant de chaque readout.

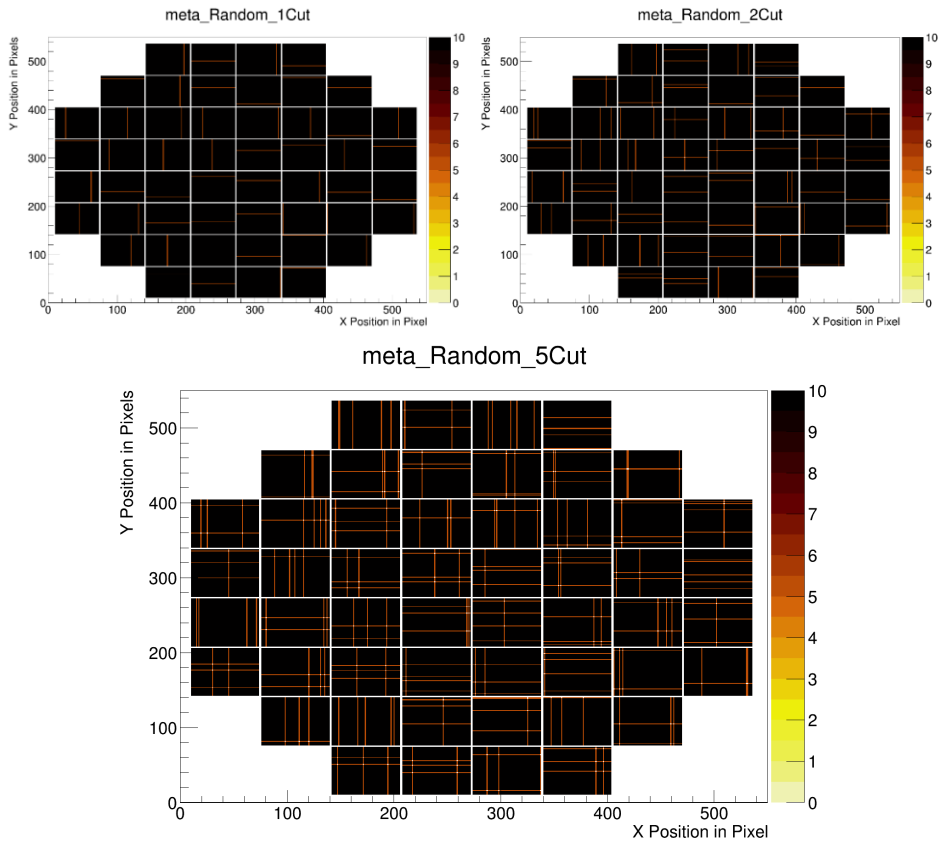

Figure 6-8 : Différents readouts composés de détecteurs avec une piste désactivée (haut gauche) puis 2 (haut droite) puis 5 (bas).

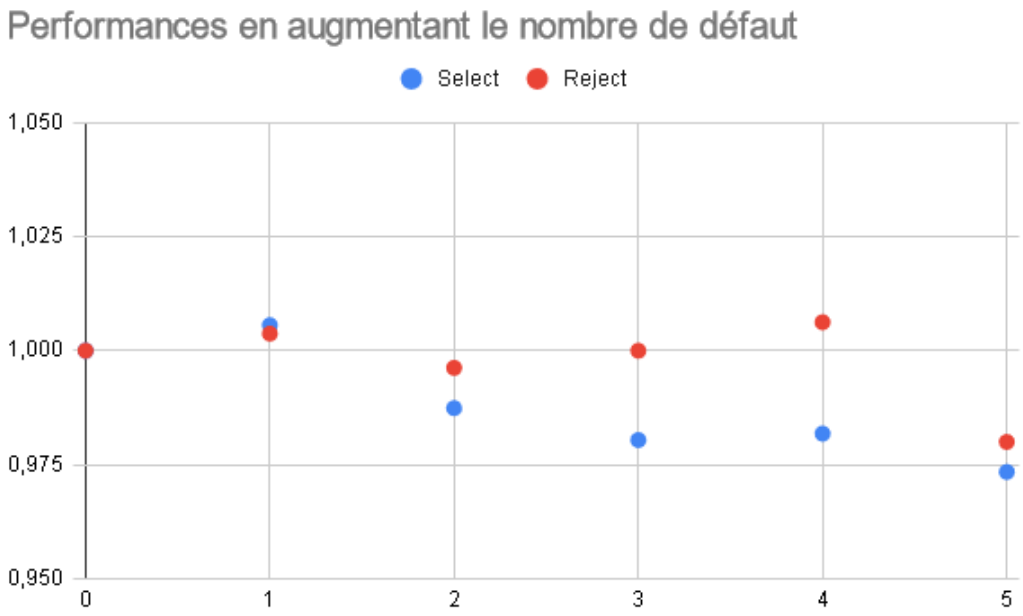

Figure 6-9 : Performances en sélection et en réjection du discriminant de Fisher en fonction du nombre de pistes désactivées par détecteur. On observe une diminution de la réjection des événements gammas pouvant atteindre 2,5 % de la valeur nominale et 2% dans le cas de la sélection des événements double bêta.

On observe que le discriminant de Fisher n'est que peu sensible à l'introduction de pistes désactivées puisque l'on observe une diminution de 2,5% des performances de sélection des événements double bêta sans émission de neutrino et de réjection des gammas en ajoutant 5 pistes défectueuses par détecteur (Figure 6-9). Cependant, il faut noter que lorsque l'on introduit des suites consécutives de pistes désactivées, les performances peuvent diminuer de 11% en sélection et 2,5% en réjection (Figure 6-10).

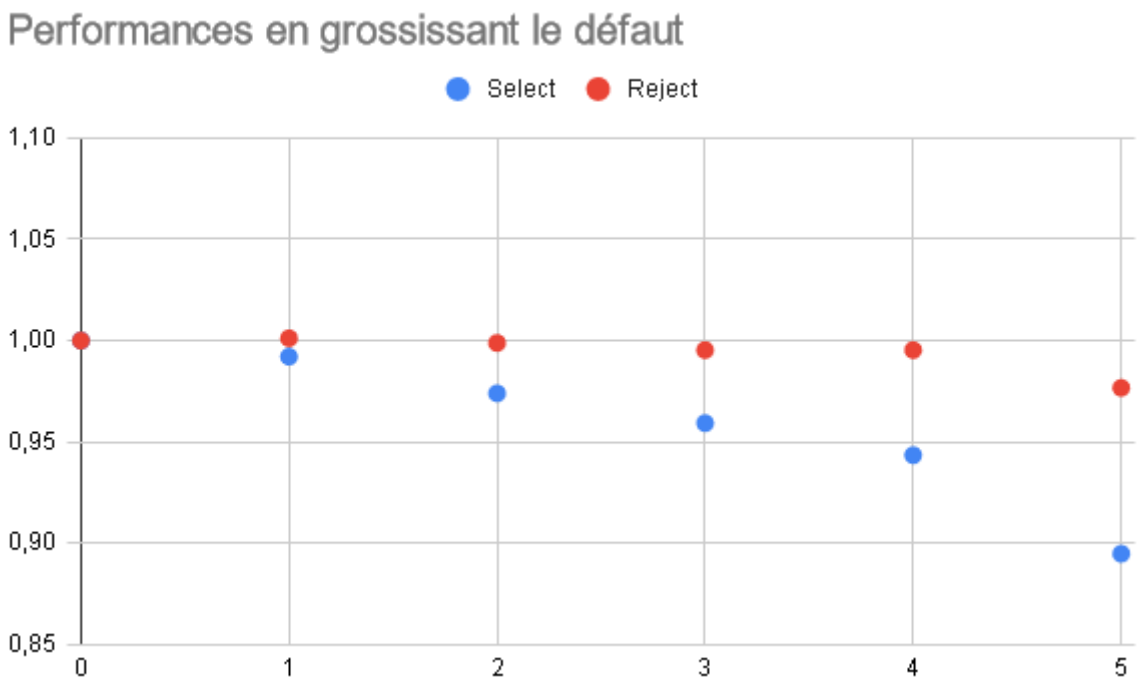

Figure 6-10 : Performances en sélection et réjection en augmentant la taille d'un défaut sur les détecteurs allant de 0 à 5 pistes désactivées consécutives. On observe une diminution allant jusqu'à 2,5% des performances en réjection et 11% pour la sélection.

On observe que la méthode du discriminant de Fisher est robuste vis à vis de l'apparition de défauts. La performance de détection des événements gamma reste globalement stable pour l'ensemble des readouts. A l'inverse, la sélection des événement double bêta baisse significativement. Ceci est dû à la manière dont fonctionne le discriminant de Fisher. L'impact des pistes désactivées est faible sur la moyenne des répartitions en énergie des populations et donc sur l'établissement du seuil c. La matrice de décision W est elle aussi peu affectée car réagissant à la moyenne des événements. A l'inverse, les événements des deux populations proposent une variance plus importante de par la présence de hits normalisés ne possédant aucune énergie (notamment s'ils sont positionnés sur une piste désactivée). Cette variance s'exprime au niveau de l'établissement du score de décision S qui est calculé grâce à la matrice de décision W. Cette matrice valorise les hits possédant une grande énergie pour classer les événements en tant que Double bêta. L'énergie retirée à certaines traces a pour effet de faire baisser leur score ce qui les ramène dans le domaine de score attribué aux événements gammas.

L'impact des défauts est suffisamment important pour qu'il faille développer des méthodes spécialisées dont le but sera d'estimer l'énergie perdue dans les défauts et de reconnecter les traces fragmentées.

6.3 Reconstruction de l'énergie perdue

L'impact de la coupure de certaines pistes sur les détecteurs a été évalué et il en ressort deux effets délétères pour l'analyse des signaux. Le premier provient de la séparation des traces en plusieurs sous traces qui affecte l'ensemble des algorithmes de reconstruction. Le second provient du cas où un blob est positionné sur un défaut engendrant au minimum une large perte d'énergie et au maximum la disparition complète du blob dans la trace concernée.

Ce travail propose une première approche de la reconstruction de ces défauts dans le but de poser des bases pour le travail de fond qui suivra dans la collaboration PandaX-III. Ceci est fait à travers l'étude de nouvelles observables permettant d'obtenir une estimation des dégâts causés par les défauts et dans un second temps par la mise en place d'un algorithme d'interpolation du signal devant restituer l'énergie perdue et le chemin coupé par l'effet d'une piste désactivée.

6.3.1 Evaluation de la sévérité du défaut par de nouvelles observables

Dans un premier temps, il s'agit d'essayer d'obtenir de nouvelles observables tenant compte des défauts des détecteurs pour obtenir une estimation de l'énergie perdue en se mettant dans le cas d'une prise de données réelles. Pour cela, un nouveau processus TRestTrackRepairAnalysisProcess est ajouté à la chaîne d'analyse juste après TRestTrackReconnectionProcess (Figure 6-11). Ce processus utilise la position des défauts sur chacun des détecteurs et la position des traces reconstruites par la chaîne d'analyse pour déterminer plusieurs observables :

- La proximité terminale : c'est une estimation de la proximité des blobs par rapport à la piste désactivée la plus proche.
- L'énergie proche des traces : c'est la quantité d'énergie mesurée à sur les pistes adjacentes à une piste désactivée.

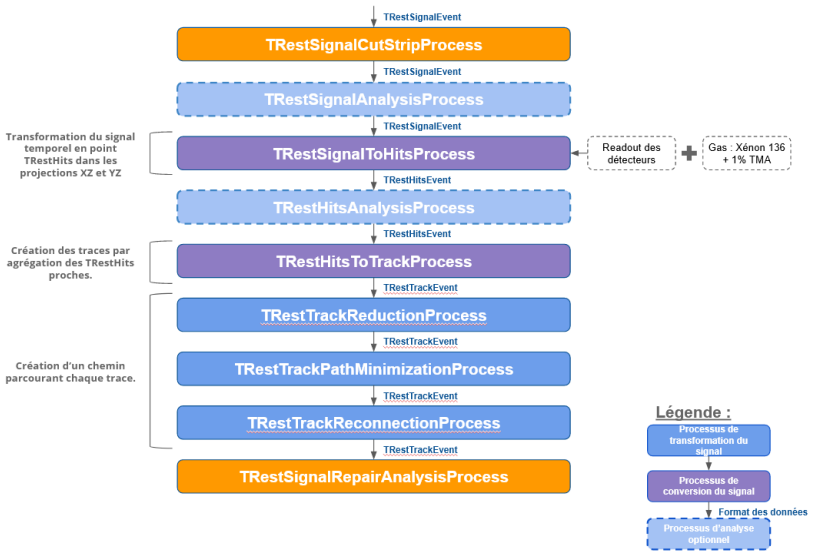

Figure 6-11 : Modification de la chaîne d'analyse de PandaX-III pour ajouter le processus TRestSignalRepairAnalysisProcess chargé de l'analyse des événements pour déceler leur interaction avec des défauts présents sur les détecteurs.

6.3.1.1 Proximité terminale d'une trace à un défaut

La proximité terminale est une observable qui fonctionne sur un principe proche de la proximité. L'idée est de calculer la distance des blobs de cette trace au défaut le plus proche. Le calcul de cette observable se réalise différemment du calcul de la proximité. Les hits d'origine sont utilisés pour créer une liste des positions des défauts à prendre en compte. La distance minimale des trois premiers et trois derniers hits de la trace reconstruite aux défauts listés est calculée. Des six valeurs obtenues, la valeur minimale est nommée proximité terminale (Figure 6-12).

Il faut noter que l'on utilise ici les hits d'origine pour identifier les positions des défauts mais que l'on utilise les hits reconstruits pour calculer les distances. Ceci provient du fait que l'on dispose de l'information du positionnement des blobs seulement sur les hits au prix de la perte d'information du détecteur qui a lu ce hit. En effet, TRestTrackReductionProcess réduit le nombre de hits contenus dans chaque trace (d'environ 2000 hits initialement à environ 25) en les regroupant indépendamment du détecteur d'origine ayant mesuré le signal responsable de la création du hit. Cette méthode de calcul introduit un biais qui dépend du nombre de détecteurs touchés par une trace et du nombre de pistes désactivées sur le détecteur.

Il est possible d'ajuster le nombre de hits pris en compte pour calculer cette observable. Ce paramètre a été optimisé à 3 pour prendre en compte le fait que les blobs déterminés dans l'analyse de REST sont constitués d'un ensemble de hits et non d'un seul et unique hit.

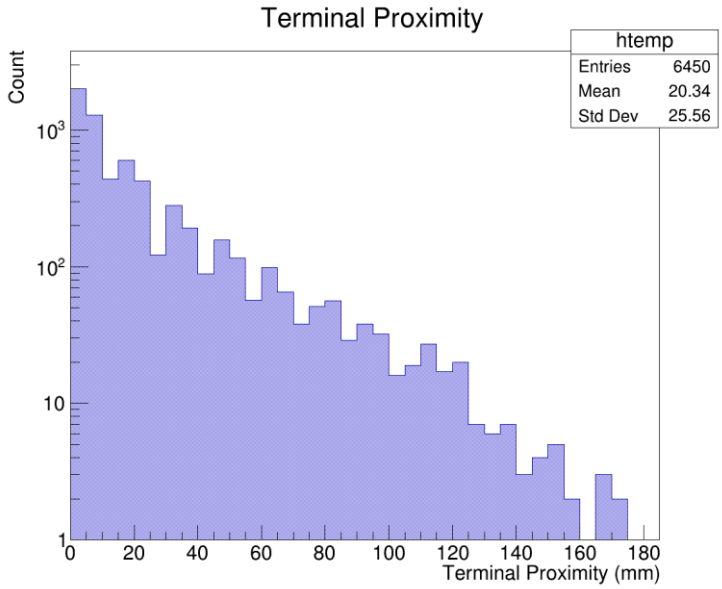

Figure 6-12 : Proximité terminale mesurée de l'ensemble des événements sur un readout composé de 5 pistes désactivées par détecteur.

On observe que, dans le cas d'un plan de détecteur affecté de 5 pistes défectueuses par détecteurs, 25 % des événements possèdent une proximité terminale inférieure à 3 mm, signifiant qu'une des

extrémités de leur trace se trouve affecté. Il est ainsi intéressant d'observer la possible corrélation entre l'énergie retirée de l'événement, calculée sous la forme d'une observable dans TRestSignalCutStripProcess, et la proximité terminale (Figure 6-13). Aucune corrélation n'est observée entre ces deux observables pour les différents scénarios testés.

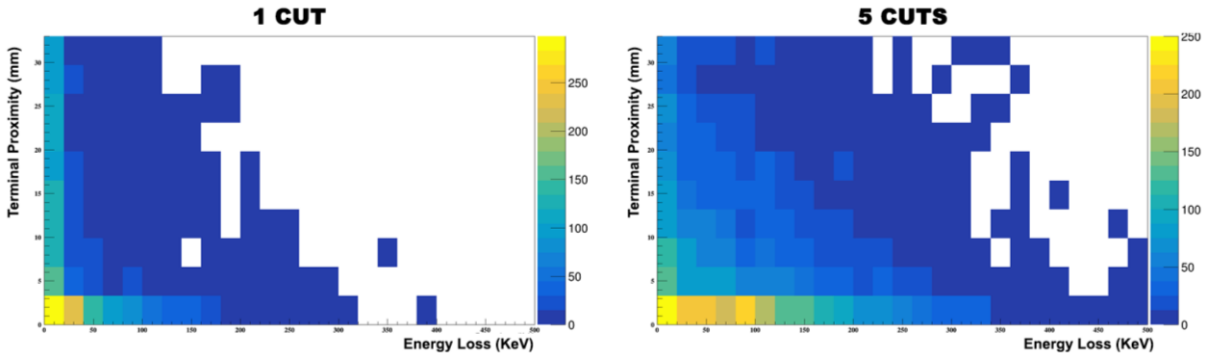

Figure 6-13 : Corrélation entre l'énergie retirée d'un événement par TRestSignalCutStripProcess (Energy Loss) et la proximité terminale (terminal Proximity). On n'observe aucune corrélation particulière entre ces deux observables.

On observe aussi un effet intéressant lorsqu'une trace est fragmentée en deux. Alors la proximité terminale des deux fragments est nécessairement égale à 3mm.

L'intérêt de cette observable est de permettre de catégoriser des événements qui nécessitent une attention particulière. La proximité terminale signale notamment toute dégradation de l'extrémité des traces. Les méthodes de sélection montrent une forte dépendance à la reconstruction de la partie terminale des traces autant au niveau de la position des hits (Paramètre de twist, discriminant de Fisher) ou de l'énergie reconstruite (charge des blobs, discriminant de Fisher, énergie de la trace principale) [26].

6.3.1.2 Énergie proche d'un défaut

Il est intéressant d'essayer d'identifier une corrélation entre l'énergie immédiatement déposée proche d'un défaut et d'autres observables secondaires. Pour cela, il suffit simplement de travailler sur les hits d'origines de chaque trace. L'énergie disponible à une distance paramétrique d'un défaut est calculée pour chaque détecteur. En additionnant ensuite ces énergies, on déterminer l'énergie proche d'un défaut pour l'événement entier (Figure 6-14). On observe sur une configuration avec 5 pistes désactivées et une distance de 3 mm correspondant à l'énergie déposée sur les pistes directement voisines que seul un tiers des événements ne déposent pas d'énergie à proximité immédiate d'une piste désactivé. Par extension, les deux tiers des événements sont concernés par un défaut.

Une corrélation entre l'énergie enlevée à l'événement au niveau de TRestSignalCutProcess responsable de la simulation des pistes désactivées et la valeur calculée de l'énergie proche des défauts par TRestSignalRepairAnalysisProcess permettrait d'avoir accès à une estimation intéressante de l'énergie perdue dans les pistes désactivées à partir d'une mesure de l'énergie mesurée. Cependant, il ne semble pas exister de corrélation simple entre ces deux variables (Figure 6-15). Ceci rend la variable inutile pour identifier des événements perdant énormément d'énergie sur la base de l'énergie avoisinant le défaut concerné.

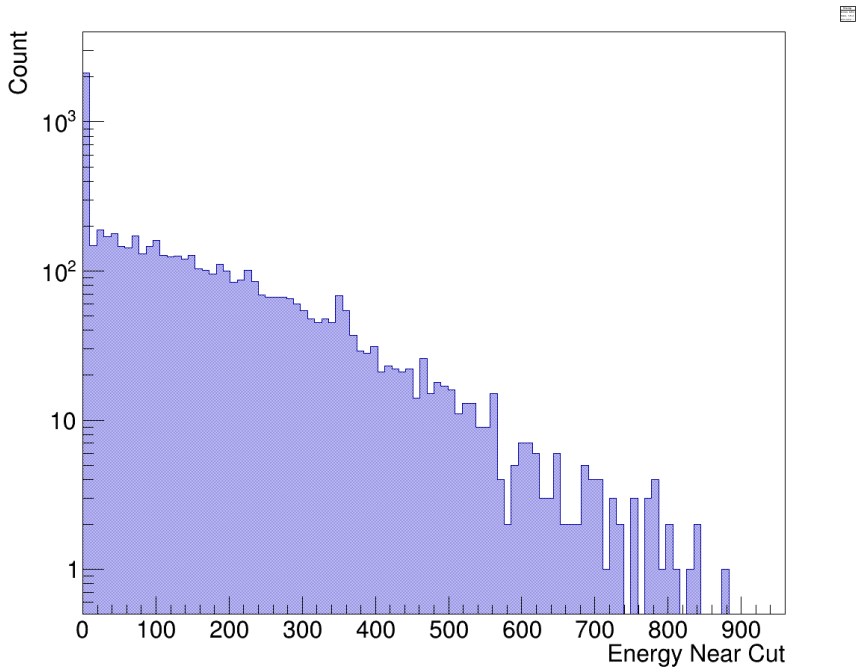

Figure 6-14 : Répartition de l'énergie proche d'un défaut (Energy near Cut) sur une simulation d'événements double bêta sans émission de neutrino avec un readout composé de détecteurs avec 5 pistes désactivées.

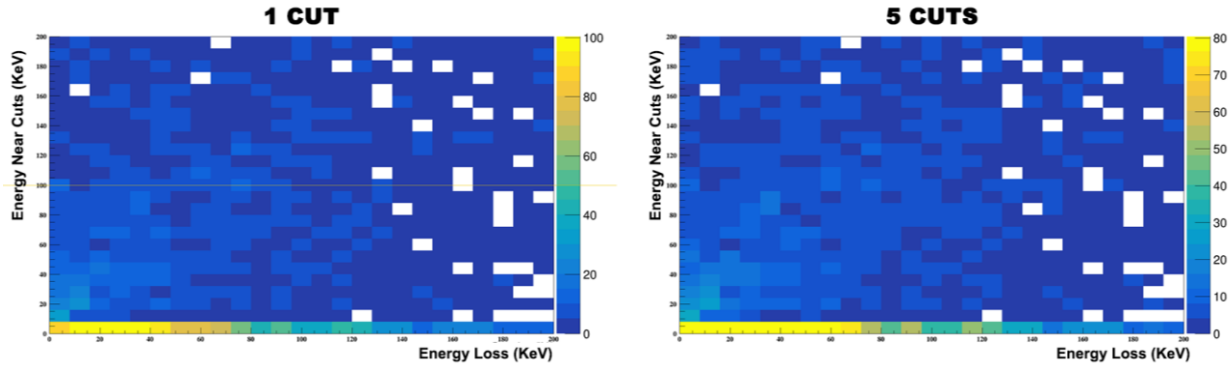

Figure 6-15 : Corrélation entre l'énergie retirée d'un événement par TRestSignalCutStripProcess (Energy Loss en abscisse) et l'énergie proche des défauts (Energy near cuts en ordonnée). On observe aucune corrélation particulière entre ces deux observables

6.3.1.3 Sélection sur les observables

Il est possible d'émettre des conclusions sur l'impact d'éventuelles sélections d'événements basées sur les observables présentées dans cette partie. Il serait intéressant d'exploiter de concert le dépôt d'énergie proche d'un défaut et la proximité terminale. La première observable permet d'identifier les événements ayant probablement perdu de l'énergie dans un défaut. Dans un second temps, la proximité terminale permet d'identifier si le blob de l'événement est affecté, impliquant une large perte d'énergie pour la trace.

Cependant, les travaux réalisés dans cette thèse n'ont pas permis d'identifier une observable pertinente qui permettrait d'estimer l'énergie perdue dans un défaut à partir de l'énergie mesurée à

proximité de celui-ci. Il est alors certain qu'il faut étudier l'effet d'algorithmes d'interpolation pour tenter d'estimer cette énergie. Dans le cas où il ne serait pas possible de le faire avec une précision suffisante pour un événement, il faudrait alors ne pas en tenir compte de l'événement dans la chaîne d'analyse.

6.3.2 **Réparation des événements**

Il est intéressant d'essayer de réparer les événements à travers des méthodes d'estimation de l'énergie perdue. Ce travail propose une méthode d'interpolation des signaux basée sur les hits d'origine des traces dans le triple but suivant : rejoindre les traces morcelées, obtenir une estimation de l'énergie perdue dans les défauts, reconstruire au plus proche la forme du signal perdu dans les défauts dans le but de maintenir les performances des observables de twist et de profil en énergie.

6.3.2.1 Méthodologie de réparation

Cette méthode est insérée dans la chaîne d'analyse de PandaX-III à travers un processus REST nommé TRestTrackRepairProcess en sortie de TRestHitToTrackProcess (Figure 6-16) . Le positionnement de ce processus avant TRestTrackReductionProcess permet d'effectuer la réparation du signal avant la partie intensive en puissance de calcul de la reconstruction au prix de la perte d'information du chemin de la trace.

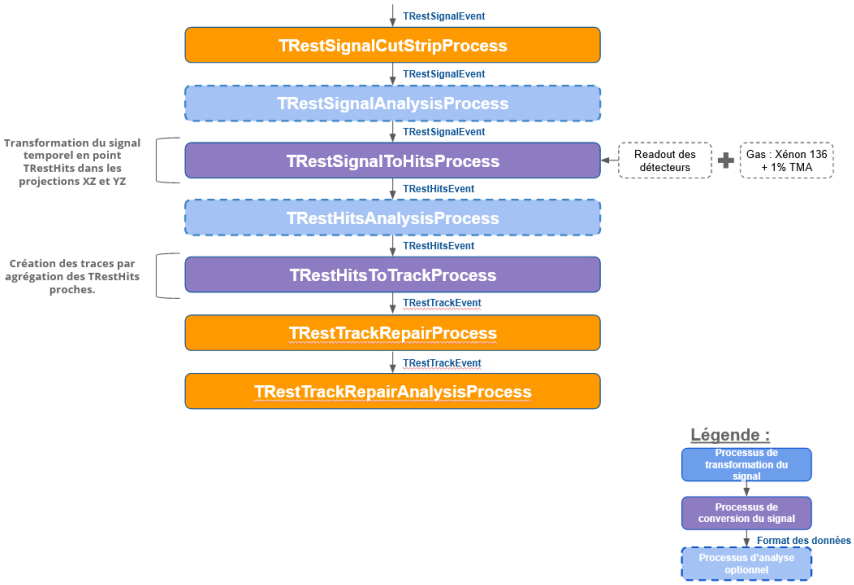

Figure 6-16 : Chaîne d'analyse utilisée pour tester et qualifier une méthode de réparation de l'énergie. On remarque l'absence des processus chargés de la reconstruction des traces qui doivent être employés après la reconstruction des événements.

TRestTrackRepairProcess fonctionne sur une méthode d'interpolation linéaire qui cherche à positionner de nouveaux hits d'origine dans la trace d'origine directement sur les pistes désactivées dans chaque projection de l'événement. Dans un souci de simplification des notations, on utilisera la projection XZ et on appelle défaut un ensemble de pistes désactivées consécutives. Dans un premier temps, on considère la projection XZ de chaque détecteur et on considère seulement les hits enregistrés par le détecteur en question. Si l'énergie enregistrée par le détecteur n'est pas nulle, une tentative de réparation du signal est effectuée pour chaque défaut présent dans le détecteur. Cette

réparation du signal génère des hits sur les pistes désactivées sur la base d'une interpolation des hits présents sur les hits des pistes adjacentes au défaut. Une fois toutes les projections traitées, on obtient une trace réparée qui remplace la trace d'origine dans la chaîne de reconstruction (Figure 6-17).

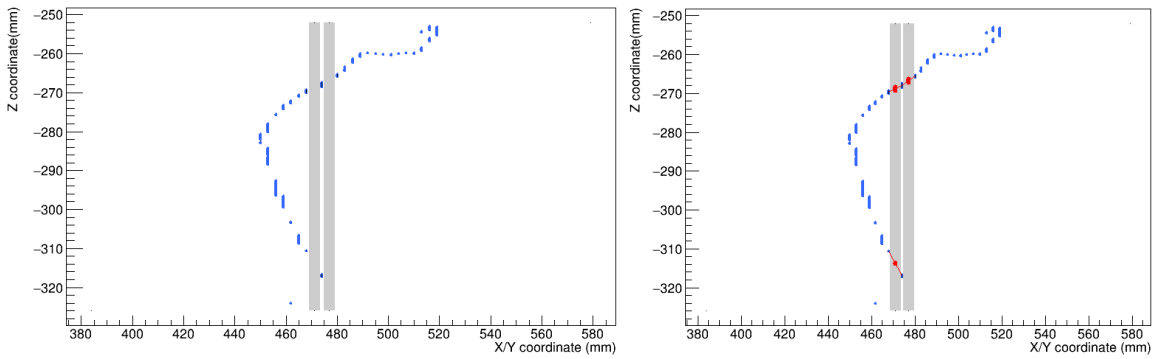

Figure 6-17 : Exemple d'une trace dont deux pistes ont été désactivées (bandes grises) à droite et de la réparation proposée avec les nouveaux TRestHits (rouge) positionnés sur les pistes désactivées. Cette réparation est réalisée à partir d'une interpolation des regroupements d'énergie présents sur les pistes voisines

Le principe de réparation en lui-même utilise la disposition du signal autour du défaut. On répère les pistes défectueuses contenues dans le défaut puis on essaie d'interpoler l'énergie manquante à partir des pistes fonctionnelles adjacentes au défaut. On distingue la piste adjacente gauche (resp. Droite) comme la piste la plus proche du défaut et dont la position X ou Y est inférieure (resp. Supérieure) à celles contenues dans le défaut (Figure 6-18).

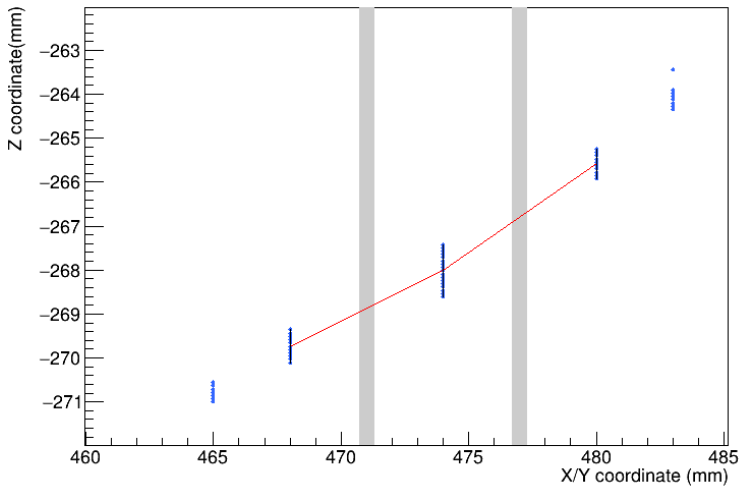

Figure 6-18 : Zone de travail pour l'algorithme de TRestTrackRepairProcess. Pour chaque piste défectueuse (bande grise), on identifie les groupements de hits (bleu) et on les groupe en segments (traits noirs). Ensuite, on apparie les segments basés sur l'angle entre le segment formé par leur centre (rouge) et l'axe X/Y

Pour chaque piste adjacente, les hits sont regroupés en segments. L'identification des segments se fait en parcourant la piste adjacente des valeurs en z les plus élevées jusqu'à rencontrer un hit d'énergie non nulle qui définit le premier point du segment. Ensuite, on cherche s'il existe un hit dans une distance d sur la piste adjacente. Si c'est le cas, on continue la recherche de hit dans une distance d à

partir du précédent hit trouvé. Dans le cas contraire, le segment est refermé avec le dernier point ajouté. Ensuite, on attribue au segment une énergie égale à la totalité de l'énergie de ses hits. Une fois l'opération réalisée pour les pistes adjacentes droite et gauche, une étape d'appairage des segments a lieu.

On cherche alors à créer des paires de segment de gauche et droite basé sur la proximité des dépôts d'énergie entre eux. Pour chaque segment de gauche identifié sur la piste adjacente gauche, une recherche de segment de droite est effectuée. Pour générer une paire, l'angle θ formé par les centres des segments gauche et droite et l'axe Z = 0 mm doit être inférieur à un angle d'appairage θ_{repair} fourni en paramètre de TRestTrackRepairProcess. Une paire est créée pour chaque segment de droite remplissant ce critère. Ces paires de segments identifient les chemins empruntés par les électrons à travers le défaut, il s'agit alors de recréer l'énergie sur chacune des pistes désactivées du défaut sur la base de l'énergie de chacun des segments.

Pour chaque paire de segments, on cherche à recréer les segments constitutifs du chemin emprunté par les électrons dans l'événement. Ces segments, dit réparés, sont positionnés sur les pistes désactivées, leur limite minimale (resp. Maximale) en z est définie de manière à être positionnée sur les segments formés par les valeurs minimales (resp. Maximales) des segments droite et gauche. L'énergie de ces segments réparés est établie à partir d'une interpolation linéaire de l'énergie des segments gauche et droite (Figure 6-19).

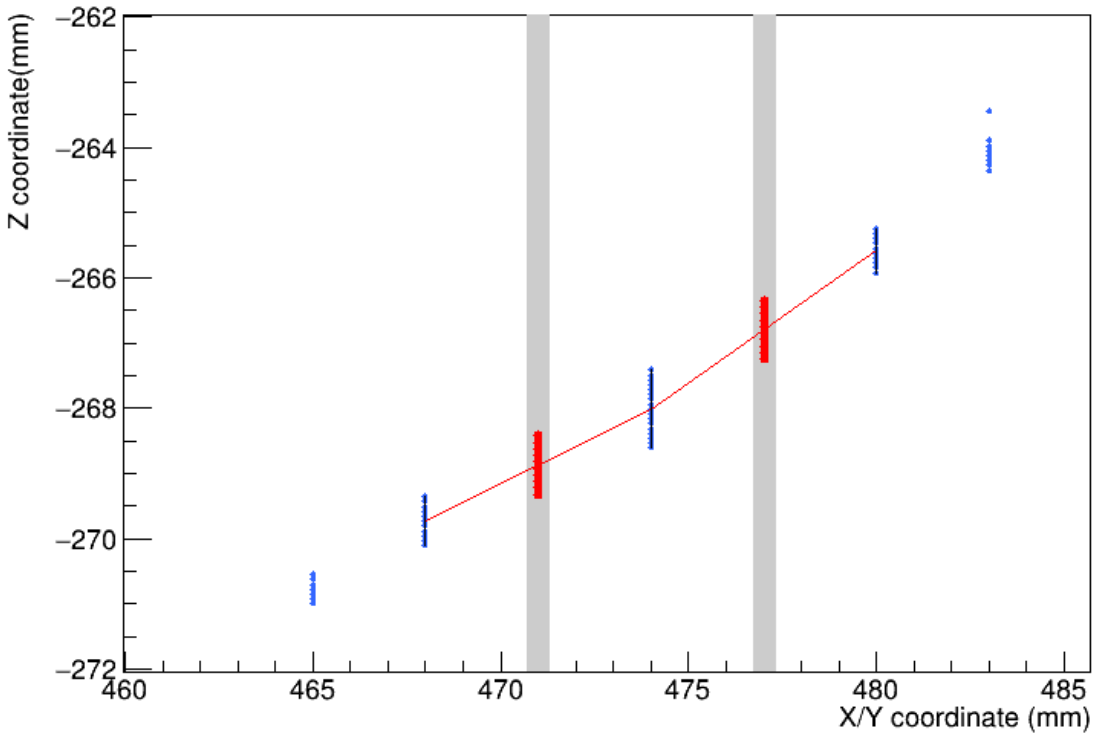

Figure 6-19 : Ajout des TRestHits interpolé à partir des segments adjacents à la piste désactivée considérée sur la piste désactivée.

Une dernière étape consiste à répartir l'énergie des segments réparés en un nombre de hits répartis uniformément le long du segment. Ce nombre dépend d'un paramètre donné à TRestTrackRepairProcess. Les hits sont alors ajoutés à la trace d'origine.

Il existe une option supplémentaire à TRestTrackRepairProcess qui permet de forcer l'énergie des segments réparés à être 1 eV. Cette option permet de connecter des traces morcelées entre elles en ajoutant une somme d'énergie négligeable. En effet, les processus de reconstruction subséquents prendront en compte ces points mais cela n'influence pas l'analyse de l'énergie de l'événement outre mesure.

6.3.2.2 Performances

TRestTrackRepairProcess permet d'identifier et de reconnecter des traces qui ont été fragmentées par un défaut. Dans le cas d'une configuration avec un défaut par détecteur de cinq pistes consécutives par détecteur, 71 % des traces fragmentées ont pu être reconstituées en utilisant un angle d'appairage $\theta_{repair} = 60°$ (Figure 6-22). Les traces encore fragmentées après réparation possédaient des caractéristiques rendant difficile l'identification de la fragmentation, deux cas sont d'ailleurs remarquables. Le premier est créé par une trace avec une trajectoire possédant un angle d'incidence avec le défaut supérieur à θ_{repair}. Alors, par construction l'appairage des segments ne sera pas possible puisque l'on aura toujours $\theta > \theta_{repair}$. Le second provient des traces effectuant un demi-tour de la trace dans le défaut ce qui crée deux fragments du même côté du défaut. Par construction de la méthode, il est impossible de réparer un tel cas.

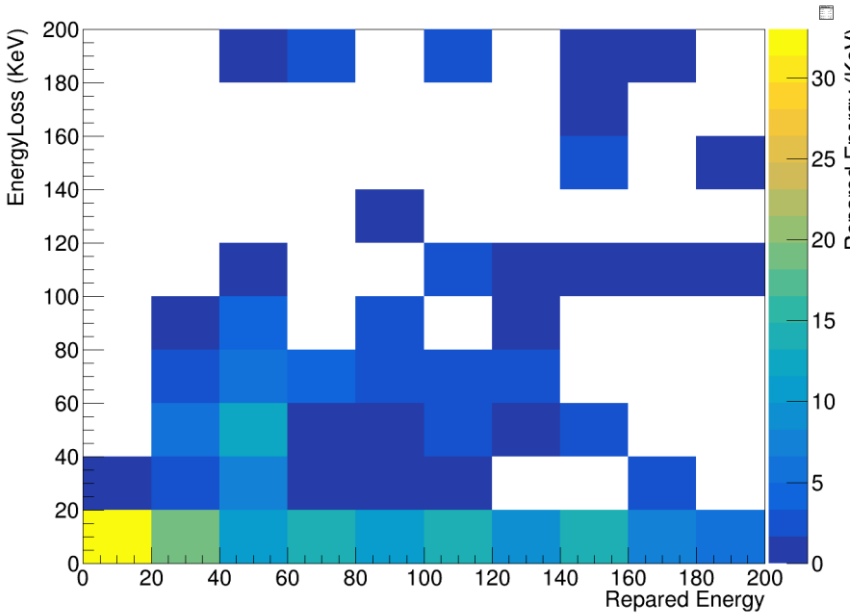

Figure 6-20 : Corrélation entre l'énergie réparée par TRestTrackRepairProcess (abscisse) et l'énergie perdue dans les défauts par TRestSignalCutStripProcess (ordonnée). On simule ici des événements double bêta sans émission de neutrino dans le cas d'un détecteur ayant un défaut de 5 pistes défectueuses consécutives. On observe que l'énergie réparée peut être très grande par rapport à l'énergie réellement perdue dans le cas d'une perte inférieure à 20 keV.

Bien que la reconnexion des fragments ait un taux de reconnexion suffisant, il n'est pas possible d'en dire autant de l'estimation de l'énergie perdue (Figure 6-20). La majorité des réparations qui sont réalisées sur une configuration avec un défaut de cinq pistes consécutives par détecteur échouent à identifier l'énergie perdue. De plus, on observe un grand nombre de réparations ajoutant une grande quantité d'énergie à l'événement. Ceci se caractérise par l'apparition d'événements réparés avec une énergie supérieure à la zone d'intérêt (Figure 6-21). Ce phénomène n'est observé que sur les cas extrêmes avec des défauts d'au moins trois pistes et n'est pas présent sur les configurations avec des défauts constitués d'une piste désactivée.

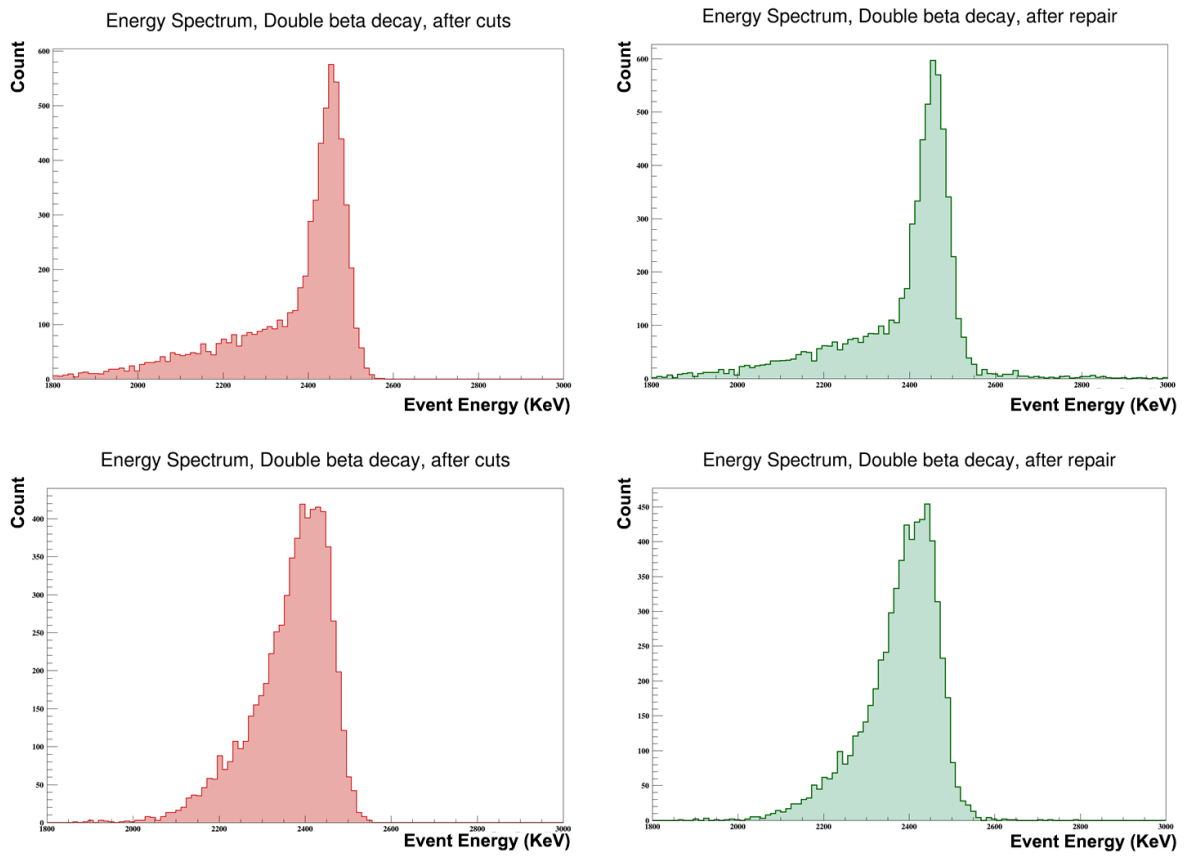

Figure 6-21 : Spectre en énergie après application des pistes désactivées (rouge) et après réparation (vert) pour une configuration avec un défaut de cinq pistes défectueuses consécutives par détecteur (haut) et cinq défauts d'une piste par détecteur (bas).

6.3.2.3 Limites de la méthode

Bien qu'intéressante dans son approche, la réparation des traces telle que développée dans ces travaux présente quelques limites qu'il convient de citer.

La première provient du paramètre θ_{repair} utilisé pour déterminer si deux segments doivent être appairés. Il se traduit littéralement par l'angle maximal d'incidence qu'une trace peut avoir avec un

défaut. Cependant, les défauts larges impliquent que la trace puisse faire demi-tour ou suivre un chemin courbé dans le défaut qui fausse l'angle effectif mesuré entre le segment de gauche et le segment de droite. Les simulations réalisées dans ces travaux montrent qu'il est intéressant de choisir θ_{repair} au minimum à 45 degrés pour maximiser la capacité de reconnexion des traces morcelées. Cependant, plus θ_{repair} est choisi élevé, plus il y a de risque de reconnecter plusieurs segments de gauches à un segment de droite.

Il existe ainsi la possibilité de créer des segments réparés qui se superposent les uns aux autres, ajoutant la possibilité de compter deux fois l'énergie sur la zone de superposition tout en ajoutant des non linéarités dans la répartition de l'énergie le long de la piste désactivée. Cette limite peut être évitée en obligeant la répartition de l'énergie le long de la piste désactivée à être continue et dérivable par partie. Ainsi, les portions communes de chaque segment seraient remplacées par un ensemble de hits dont l'énergie crée un pseudo-segment dont l'énergie suit la répartition d'une pente allant de l'énergie du premier segment au second (Figure 6-22).

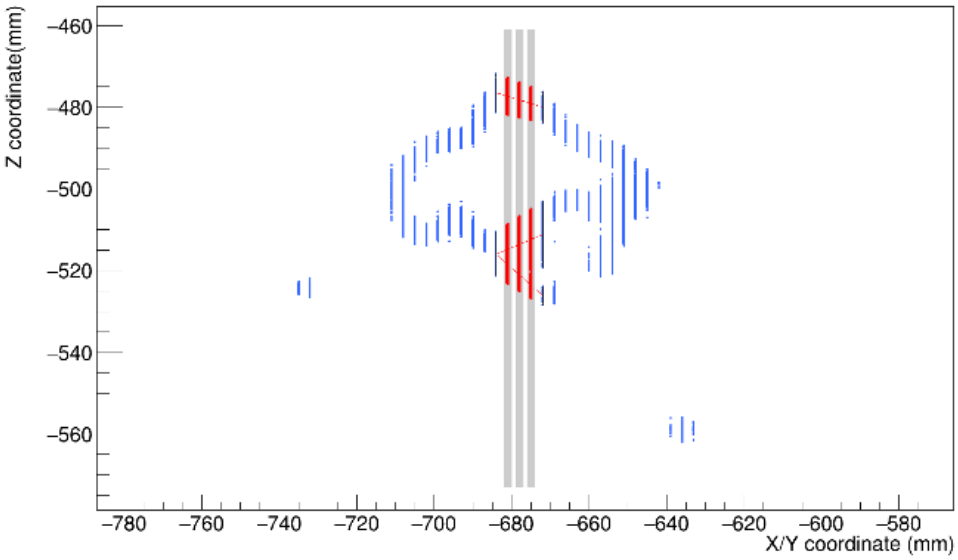

Figure 6-22 : Cas de superposition de hits. On observe que deux segments de raccord (traits rouges) partagent le même point de départ. Ceci conduit à l'ajout d'énergie supplémentaire dans l'événement réparé.

Une seconde limitation provient de la manière dont les événements traversent un défaut. Cette méthode est incapable de proposer une réparation satisfaisante d'un événement s'exprimant majoritairement selon l'axe Z ou faisant un demi-tour dans un défaut large. Ces événements créent des reconnexions qui nécessitent d'augmenter l'angle d'appairage des segments à une valeur qui augmente sensiblement le nombre de fausses reconnexions lors de l'inspection visuelle des événements.

Plus généralement, cette méthode d'interpolation possède une limitation fondamentale qui est de ne pas tenir compte dynamiquement de l'angle d'incidence de l'événement dans le défaut pour adapter ses paramètres de reconstruction. Il serait possible d'identifier les regroupements de segments avec un angle d'incidence faible et leur appliquer un angle de reconnexion faible tout en ouvrant le même angle lorsque l'on trouverait des segments éloignés en Z auxquels aucune paire n'était trouvée.

6.3.2.4 Pistes d'améliorations

A partir des résultats encourageants de cette étude, quelques points d'amélioration de la méthode de réparation sont à établir. Ils prennent en compte la manière dont l'environnement REST fonctionne et la topologie des événements lus dans la TPC de PandaX-III.

En premier lieu, il paraît important de créer un système d'observables spécifique à la réparation des traces. A l'heure actuelle, seule l'énergie réparée dans l'événement est connue mais il serait intéressant d'ajouter des observables permettant de juger de la quantité et de la qualité des réparations :

- Nombre de réparations effectuées
- Angle formé par les centres des paires de segment
- Longueur de la réparation
- Largeur du défaut sur lequel on réalise une réparation
- Réparation effectuée sur la projection XZ, YZ ou les deux.
- Angle d'incidence général de l'événement
- Nombre de traversées du défaut par l'événement

Ces observables permettraient d'émettre un jugement sur le nombre de réparations et la difficulté de celles-ci. Ainsi, avec des paramètres simples il serait possible de tenter de réparer des événements classifiés « affectés » ou « très affectés » avant la reconstruction des traces et de ne pas converser ceux qui seraient trop difficiles à réparer.

Ensuite, cette méthode n'adapte pas ses paramètres de reconstruction en fonction notamment de l'angle formé par les centres des paires de segments. Cela apporterait le bénéfice de prendre en compte la topologie de l'événement pour réaliser la répartition.

Enfin, le problème provenant de la superposition des segments réparés doit être pris en compte et étudié dans le but d'améliorer cette méthode.

6.4 Conclusion sur l'effet des pistes désactivées

Les défauts constatés sur les détecteurs affectent la reconstruction des événements mesurés. Ces travaux ont montré un impact tant sur le spectre en énergie qui serait mesuré que sur la quantité d'événements qui n'atteindront pas les standards de qualité requis pour être analysés jusqu'au bout. Il en ressort des recommandations sur le processus de contrôle qualité des détecteurs Micromegas et sur la manière de traiter les données. Enfin, des axes de développement de la chaîne d'analyse seront proposés suite à ces travaux.

6.4.1 **Impact sur la reconstruction**

L'impact mesuré des pistes défectueuses est important. Le taux d'événements affectés dépasse 40 % des événements dès la présence d'une de ces pistes par détecteur et atteint 90 % de la population totale lorsque cinq pistes sont défectueuses. Il a été montré que la présence de pistes désactivées consécutives fragmente les traces lors de la reconstruction. Il est possible regrouper les différents fragments avec une efficacité de 71%.

Cependant, de nouveaux développements seront nécessaires pour reconstruire l'énergie perdue par les signaux dans les pistes défectueuses. Les travaux effectués lors de cette thèse ont permis d'établir des observables d'étude pour identifier les pistes affectées mais pas d'obtenir une estimation fiable de l'énergie perdue.

6.4.2 **Limites admissibles**

De cette étude, il ressort que le nombre de pistes désactivées est un facteur important pour déterminer si un détecteur est d'une qualité suffisante pour reconstruire correctement les traces des événements qu'il mesurera. Bien que chaque piste désactivée soit dommageable, c'est surtout l'agencement des défauts qui déterminera les performances de reconstruction des détecteurs. Dans le but de ne mesurer que des événements réparables dans l'état actuel des performances, il est probable que l'on ne veuille travailler que sur des événements affectés par des défauts d'une piste désactivée consécutives. Il est aussi envisageable de travailler avec quelques défauts de deux pistes désactivées consécutives à l'échelle du plan de détection. Cependant, il serait délétère de conserver un détecteur avec un défaut initial de trois pistes défectueuses consécutives ou plus. En effet, à partir de cette taille de défaut il est hautement probable qu'il ne soit pas possible de réparer un événement affecté de manière satisfaisante.

En outre, il serait intéressant de positionner ces défauts de manière à ce qu'ils mesurent les parties les moins actives du volume de gaz. Ceci dans le but de minimiser le nombre d'événements affectés.

Par ailleurs, ces travaux ont montré qu'il est possible d'utiliser un plan de détection affecté d'un nombre de pistes désactivées inférieur à 5 pistes par détecteur sans rencontrer de problématiques importantes vis à vis des capacités de réparation et du nombre d'événements affectés. Une meilleure estimation de l'énergie perdue sera nécessaire mais il est probable qu'il soit possible de l'obtenir dans le cadre de défauts d'une ou deux pistes défectueuses consécutives.

A partir de ces travaux préliminaires, des axes supplémentaires pour la gestion des pistes désactivées des détecteurs Micromegas de PandaX-III sont proposés. Il apparaît nécessaire de continuer l'effort de tentatives d'interpolations des événements autour des défauts mais il peut être intéressant de changer de type de données pour le faire. Une interpolation efficace des signaux à partir de leurs signaux temporels stockés en début de chaîne d'analyse doit être obtenue. Ces signaux possèdent une quantification très fine de l'énergie lue au cours du temps qui pourrait se révéler efficace pour régénérer le signal perdu des pistes désactivées dès la source.

Dans la même approche de diversification, il serait intéressant d'approcher le problème de l'interpolation des données manquantes à travers l'usage de méthodes d'apprentissage supervisées ou de réseau de neurones. En effet, la possibilité existe de pixeliser l'information contenue dans les projections XZ et YZ de manière à considérer un événement comme une matrice de pixels. Une piste désactivée se réduit alors à une ligne de pixels vides dont il faudrait interpoler la valeur à partir des pixels adjacents. Ces méthodes alternatives se sont révélées très efficaces dans l'usage du traitement de signal vidéo ou d'image et pourraient être utiles à la résolution du problème de réparation des traces abîmées.

Enfin, dans le cadre du développement de nombreuses méthodes de réparation, un effort continu de catégorisation des cas possibles doit être réalisé. Il doit résulter dans l'établissement de populations tests normalisées pour qualifier ces méthodes.

Conclusion

Les neutrinos resteront probablement des particules méconnues au cours des prochaines années. Les sensibilités attendues des expériences de cette génération, dont PandaX-III, permettront d'explorer l'espace de masse de Majorana des neutrinos de la hiérarchie inverse des masses. L'étude des désintégrations double bêta sans émission de neutrino permettent d'atteindre la sensibilité de XXX sur la masse de Majorana dans le cas où l'on assemble une masse minimale d'une tonne d'isotope radioactif. Cette masse pose un ensemble de problèmes de mise à l'échelle des dispositifs instrumentaux pour équiper une telle quantité de matière en détecteurs. La collaboration PandaX-III a choisi d'aborder le problème en prévoyant de construire 5 modules identiques équipés de détecteurs Micromegas Microbulk. Cependant, entre le début de cette thèse et l'écriture de ce document, le premier module servant de prototype a été réduit à une masse de 140 kg et 52 détecteurs pour accommoder la quantité de Xénon 136 enrichi actuellement disponible.

Cette thèse s'insère dans le travail de conception et de validation des différents éléments du module prototype. Trois séries de détecteurs prototypes ont été fabriquées pour conduire la validation de l'écosystème permettant leur bonne opération. L'unique détecteur de la seconde série a pu être testé extensivement dans un mélange d'argon-isobutane à 5% à pression ambiante. Il a montré un gain maximal situé à 2500 et une résolution en énergie à 35% à 5,9 keV. Ces résultats sont à l'heure actuelle considérés comme insuffisants vis à vis de l'objectif de PandaX-III. La répartition du gain sur les différents pixels du détecteur présente des inhomogénéités. Des disparités allant du simple au double du gain des pixels ont été observées. Elles sont fortement corrélées au diamètre du fond des trous d'amplification du détecteur. Ce défaut semble n'être dû qu'à une erreur de fabrication n'affectant pas les autres séries. Cependant, l'ensemble des détecteurs produits à ce jour possèdent un nombre de pistes défectueuses allant de 5 à 30 pistes. Ces pistes doivent être désactivées pour réaliser des mesures avec ces détecteurs. Les premières conséquences de ce défaut sur la reconstruction des événements lus dans la chambre à projection temporelle ont été explorées dans les travaux de cette thèse.

Grâce à des simulations Monte Carlo utilisant une modélisation Geant4 du module prototype, il est possible de générer des événements Double bêta et gamma possédant les mêmes caractéristiques que

ceux attendus dans l'expérience. L'environnement REST a permis de simuler la chaîne de reconstruction des événements dans ce nouveau module. Ensuite, le profil en énergie des traces a été étudié dans le but de créer une observable pertinente pour séparer les événements double bêta des événements gamma formant le bruit de l'expérience. Cette séparation est réalisée en utilisant le discriminant de Fisher qui permet de calculer préalablement à l'analyse une matrice de décision et un seuil de décision sur la base d'une population d'entraînement de double bêta et une seconde composée de gamma. La comparaison du score de chaque événement, calculé à partir de la matrice de décision, au seuil de décision permet de classer un événement comme étant un gamma ou un double bêta. Après optimisation de la méthode, un taux de sélection de 75% des événements double bêta a été obtenu ainsi qu'un taux de réjection de 80% du bruit de fond. On obtient ainsi une amélioration d'un facteur 4 du ratio signal sur bruit. De plus, le discriminant de Fisher s'est montré robuste à des variations d'échantillons d'entraînement avec une variation de l'ordre du pourcent sur ses performances en réjection et sélection. Ces résultats sont comparables avec les autres observables utilisées par la collaboration pour la discrimination du bruit de fond. Cependant, par manque de temps, il n'a pas été possible de produire des résultats concernant l'efficacité de la méthode du discriminant de Fisher après les sélections de ces observables. Cette méthode semble être une piste intéressante à intégrer dans l'étude des signaux réels lors du démarrage de l'expérience. Elle possède aussi des similarités de conception avec des méthodes d'apprentissage supervisé et les réseaux de neurones. L'observable du profil en énergie pourrait être utilisée en conjonction de ces nouvelles méthodes pour étendre les travaux entrepris avec le discriminant de Fisher.

Enfin, l'impact des défauts des détecteurs a été étudié sur le processus de reconstruction et la méthode de sélection basée sur le discriminant de Fisher. Deux cas différents ont été distingués : le nombre de défauts par détecteur et le nombre de pistes consécutives désactivées constituant le défaut. En considérant 5 pistes désactivées par détecteur, plus de 80% des événements sont mesurés avec une énergie inférieure à l'énergie déposée dans la TPC. De plus, un total de 40 % des événements double bêta sans émission de neutrino sont mesurés avec une énergie en dehors de la région d'intérêt. Il a été observé qu'à partir d'un défaut de 3 pistes consécutives désactivées, une trace coupée par le défaut est morcelée en plusieurs traces plus petites par le processus de reconstruction des traces de PandaX-III. Ces résultats compromettent considérablement les ambitions de l'expérience. Il est devenu impératif d'évaluer les dégâts infligés à chaque événement et d'essayer d'évaluer l'énergie perdue dans ces défauts. La chaîne de reconstruction a été améliorée de manière à évaluer à travers des observables, l'énergie déposée aux bords des défauts ainsi que la proximité des blobs des traces par rapport aux défauts. Aucune corrélation n'a été trouvée entre l'énergie déposée sur les bords des défauts et l'énergie perdue dans les défauts. La proximité des blobs permet de montrer les événements où l'on ne sait pas déterminer la valeur de l'énergie perdue. Dans un second temps, un mécanisme d'interpolation a été ajouté pour estimer et replacer les dépôts d'énergie manquants sur les pistes désactivées. Cette méthode d'interpolation permet de rejoindre les traces qui ont été morcelées dans 71% des cas mais l'interpolation en énergie n'est pour l'heure pas suffisante pour permettre d'envisager de l'utiliser sur les futures données de l'expérience. Des tests supplémentaires ont été réalisés pour établir l'impact des défauts sur la sélection d'événements basée sur la méthode de Fisher. On observe une diminution de sa capacité à sélectionner les événements double bêta sans affecter les performances en réjection du bruit de fond qui restent constantes à 80%.

Il est à présent attendu que les détecteurs de l'expérience présenteront un certain nombre de défauts. Cette thèse montre que pourvu que les défauts restent fins, une piste désactivée, ces défauts ne portent pas atteinte aux capacités de reconstruction des traces. Au-delà de deux pistes défectueuses consécutives les performances de la reconstruction des traces diminuent. On observe qu'à partir de trois pistes consécutives défectueuses il est possible de perdre la totalité de l'énergie d'un blob. Malheureusement, un algorithme performant d'estimation de l'énergie manquante est nécessaire pour reconnaître correctement les événements double bêta sans émission de neutrino. Il sera important d'établir une chaîne de contrôle qualité des détecteurs pour ne sélectionner que ceux respectant les critères choisis par la collaboration. Ce travail propose de n'accepter que des détecteurs avec des défauts inférieurs à 3 pistes désactivées consécutives et un nombre de défauts inférieur à 3 dans l'état actuel des capacités de réparation disponibles. Ceci dans le but de réduire la proportion d'événements atteints tout en restant réaliste sur la qualité de production qu'il sera possible d'atteindre. Il sera de plus intéressant de réaliser une étude systématique du diamètre des trous d'amplification de chaque détecteur pour obtenir un aperçu de son homogénéité en gain. Enfin, il sera nécessaire d'étudier l'utilisation des mesures de calibrations prises pendant les prises de données sur la reconstruction des événements et évaluer les gains qui peuvent en être retirés.

« There are no wrong turns, only unexpected paths. »
-Mark Nepo

Bibliographie

[1] W. Pauli, Pauli letter collection : letter to Lise Meitner, Letter 259, 1930.

[2] F. Reines et C. Cowan, «The Neutrino,» *Nature,* vol. 178, p. 446, 1956.

[3] G. Danby et al, «Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos,» *Phys.Rev.Lett.,* vol. 9, pp. 36-44, 1962.

[4] DONUT Collaboration, «Observation of Tau Neutrino Interactions,» *Physical Letters,* vol. 504, pp. 218-224, 2000.

[5] «Wikipedia : Modèle standard de la physique des particules,» [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Modèle_standard_de_la_physique_des_particules. [Accès le 11 2020].

[6] «Wikipedia : First neutrino Observation,» [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:First_neutrino_observation.jpg. [Accès le 10 2020].

[7] Y. Fukuda, «Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande's First 300 Days,» *Physical Review Letters,* vol. 81, n° %16, 1998.

[8] SNO+ collaboration, «The SNO+ experiment,» *arXiv:0810.3694 [hep-ex].*

[9] K. Eguchi et al, «First results from KamLAND: evidence for reactor antineutrino disappearance,» *Physical Review Letters,* vol. 90, n° %12, p. 021802, 2003.

[10] Z. Maki, M. Nakagawa et S. Sakata, «Remarks on the Unified Model of Elementary Particles,» *Progress of Theoretical Physics,* vol. 28, p. 870, 1962.

[11] S. Gariazzo et al, «Neutrino masses and their ordering : global data, priors and models,» *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics,* vol. 2018, n° %13, pp. 011--011, 2018.

[12] M. Aker et al, «An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN,» *Physical Review Letter,* vol. 123, n° %122, p. 221802, 2019.

[13] «3.bp.blogspot,» [En ligne]. Available: https://3.bp.blogspot.com/-kNUqffN0co0/V3v1v_NAJ2I/AAAAAAAAKW4/nrMlEVlLXcU5lqY_f2xexE2bFEknbNrMACLcB/s1600/mass-hierarchy.png. [Accès le Novembre 2020].

[14] S. T. Petcov, «The Nature of the Neutrino (Dirac/Majorana) and Double Beta Decay with or without Neutrinos,» *Proceedings of the International Conference on History of the Neutrino, Paris, France, September 5-7, 2018 (eds. M. Cribier, J. Dumarchez, D. Vignaud, AstroParticle and Cosmology Laboratory, May 2019), p. 417,* n° %1arXiv:1910.09331 [hep-ph], 2019.

[15] [En ligne]. Available: https://warwick.ac.uk/study/csde/gsp/eportfolio/directory/crs/phsgbu/research/phdresearch/theory/betadecay/neutrinoless/. [Accès le Novembre 2020].

[16] AMoRE Collaboration, «Technical Design Report for the AMoRE 0νββ0\nu\beta\beta0νββ Decay Search Experiment,» n° %11512.05957 [physics.ins-det].

[17] C. CUORE, «Improved Limit on Neutrinoless Double-Beta Decay in 130Te with CUORE,» *arXiv:1912.10966 [nucl-ex].*

[18] E.-2. Collaboration, «Measurement of the scintillation and ionization response of liquid xenon at MeV energies in the EXO-200 experiment,» *Arxiv,* n° %1arXiv:1908.04128 [physics.ins-det], 2019.

[19] G. Collaboration, «Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double-β Decay,» *Arxiv,* n° %1arXiv:2009.06079 [nucl-ex], 2020.

[20] S. I. A. e. al., «Search for neutrinoless double-β decay in 76Ge with 26 kg yr of exposure from the MAJORANA DEMONSTRATOR,» *Phys. Rev. C,* vol. 100, n° %12, p. 025501, 2019.

[21] J. Paton, «Neutrinoless Double Beta Decay in the SNO+ Experiment,» *Arxiv,* n° %1arXiv:1904.01418 [hep-ex], 2019.

[22] X. Chen et al, «PandaX-III: Searching for Neutrinoless Double Beta Decay with High Pressure 136Xe Gas Time Projection Chambers,» *Science China Physics, Mechanics & Astronomy,* vol. 60, p. 061011, 2017.

[23] A. Giuliani et al, «Double Beta Decay APPEC Committee Report,» *arXiv:1910.04688 [hep-ex],* 2019.

[24] P.A Zyla et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Particle Data Group, 2020.

[25] Collaboration NEXT, «Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay,» *Journal of High Energy Physics (JHEP),* n° %1159, 2016.

[26] J. Galan et Al, «Topological background discrimination in the PandaX-III neutrinoless double beta decay experiment,» *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics,* vol. 47, n° %14, 2019.

[27] «PandaX Website,» [En ligne]. Available: https://pandax.sjtu.edu.cn/sites/underground/files/upload/jp-tunnel.jpg. [Accès le Octobre 2020].

[28] S. Wang, «The TPC detector of PandaX-III Neutrinoless Double Beta Decay experiment,» *Journal of Instrumentation,* vol. 15, 2020.

[29] «Jinping Underground laboratory website,» [En ligne]. Available: http://jinping.hep.tsinghua.edu.cn/img/official/mountain.png. [Accès le Octobre 2020].

[30] «Wikipedia : Thorium 232,» [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Thorium_232.

[31] https://fr.wikipedia.org/wiki/Thorium_232. [En ligne].

[32] «CloudyLabs : Interactiongamma,» [En ligne]. Available: http://www.cloudylabs.fr/wp/interactiongamma/].

[33] E. R. H. Geiger, *Proc. Royal Soc. A 81, 141,* 1908.

[34] H. Geiger et W. Mueller, *Phys. Zeits. 29, 839,* 1928.

[35] G. Charpak et al, «The Use of Multiwire Proportional Counters to select and localize charged particles,» *Nuclear Instruments and methods,* vol. 62, n° %13, pp. 262-268, 1968.

[36] A. Oed, *Nucl. Instrum. Methods A 263, 351,* 1988.

[37] F. Sauli, *Nucl. Instrum. Methods A 386, 531,* 1997.

[38] Y. Giomataris et et Al, «MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments,» *Nucl. Inst. & Methods,* vol. 376, n° %11, pp. 29-35, 1996.

[39] «Wikipedia : Micromegas detector,» [En ligne]. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/MicroMegas_detector.

[40] S. Procureur, «Micromegas, a tracking detector for high energy physics and beyond,» 2015.

[41] «LPHE,» [En ligne]. Available: https://lphe.epfl.ch/~lhcb/Micromegas/img/drift_lines.gif.

[42] Z. He, «Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in,» *Nucl. Instr. & Methods A 463,* vol. 463, n° %11-2, pp. 250-267, 2001.

[43] I. Giomataris et et Al, «Micromegas in a Bulk,» *Nucl. Instr. & Methods,* vol. 560, n° %12, pp. 405-408, 560.

[44] S. Andriamonje et et Al, «Development and performance of Microbulk Micromegas detectors,» *JINST,* n° %15, p. P02001, 2010.

[45] F. Iguaz et al, «New developments in Micromegas Microbulk detectors,» *Physics Procedia,* vol. 37, pp. 448-455, 2012.

[46] A. Delbart et al, «Micromegas for chargereadout of double phase Liquid Argon TPCs,» *Journal of Physics : Conference Series,* p. 308, 2017.

[47] D. Zhu et al, «Development of the Front-End Electronics for PandaX-III Prototype TPC,» *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* vol. 66, pp. 1123--1129, 2019.

[48] S. Anvar et al, «AGET, the GET front-end ASIC, for the readout of the Time Projection Chambers used in nuclear physic experiments,» chez *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Valencia, 2011.

[49] A. Acker et al, «The CLAS12 Micromegas Vertex Tracker,» *Nucl. Instru. & Methods,* vol. 957, p. 163423, 2020.

[50] I. Manthos et al, «The Micromegas Project for the ATLAS New Small Wheel,» *AIP Conference Proceedings,* vol. 2075, p. 080010, 2019.

[51] S. White, «PICOSEC: Charged particle Timing to 24 picosecond Precision with MicroPattern Gas Detectors,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research,* vol. 912, pp. 298-299, 2018.

[52] C. Adloff et al, «Development of MicroMegas for a Digital Hadronic Calorimeter,» chez *International Linear Collider Workshop (LCWS08 and ILC08)*, 2009.

[53] J. Galán, «REST v2.0 : A data analysis and simulation framework for micro-patterned readout detectors,» chez *8th Symposium on Large TPCs for Rare Event Detection*.

[54] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also root.cern.ch/..

[55] S. Agostinelli, «Geant4—a simulation toolkit,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics,* vol. 506, n° %13, pp. 250-303, 2003.

[56] R. Veenhof, «GARFIELD, recent developments,» *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research,* vol. 416, pp. 726-739, 1998.

[57] J. Allison et al, «Recent developments in Geant4,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research,* vol. 835, pp. 186-225, 2016.

[58] «Geant 4 a Simulation toolkit : Reference manual,» Décembre 2019. [En ligne]. Available: http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html. [Accès le Novembre 2020].

[59] F. Mauger, V. Tretyak et E. Mauger, «BxDecay0 - C++ port of the legacy Decay0 FORTRAN library,» 2020. [En ligne]. Available: https://github.com/BxCppDev/bxdecay0. [Accès le December 2020].

[60] O. Ponkratenko, V. Tretyak et Y. Zdesenko, «The event generator DECAY4 for simulation of double beta processes and decay of radioactive nuclei,» *Physics of Atomic Nuclei,* vol. 63, p. 1282–1287, 2000.

[61] Collaboration CUORE, «Detailed studies of 100Mo two-neutrino double beta decay in NEMO-3,» *Eur. Phys. J. C,* n° %179, p. 440, 2019.

[62] Laboratoire National Henri Becquerel, «Table des Radionucléides, Thallium 208».

[63] Laboratoire National Henry Becquerel, «Table de Radionucléides : Bismuth 214».

[64] R. Bellman, «Dynamic programming treatment of the travelling salesman problem,» *Journal of Assoc. Computing Mach,* 1962.

[65] R. Fisher, «The Use of Multiple Measurements in Taxonomic Problems,» *Annals of Eugenics,* vol. 7, pp. 179-188, 1936.

[66] M. Zeng et al, «3-D topological signatures and a new discrimination method for single-electron events and neutrinoless double beta events in CdZnTe: A monte Carlo Simulation Study,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research,* vol. 858, pp. 44-52, 2017.

[70] W. R. S. Z. Guo-yuan Huang, «Effective neutrino masses in KATRIN and future tritium beta-decay experiments,» *Arxiv,* n° %1arXiv:1910.08332 [hep-ph], 2019.

[71] S. Wang, «The TPC detector of PandaX-III Neutrinoless Double Beta Decay experiment,» *Arxiv,* n° %1arXiv:2001.01356 [physics.ins-det], 2020.

[72] Clyde, Cowan et Reines, «The Neutrino,» *Nature,* p. 178, 1956.

[73] Wikipedia, «Wikipedia : Modèle standard,» Octobre 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Modèle_standard_de_la_physique_des_particules.

[74] «Cel Archives,» CEL, [En ligne]. Available: https://cel.archives-ouvertes.fr/in2p3-00022196/document. [Accès le 10 2020].

FIGURE 1-1 : MODELE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES, COMPOSE DE SES 16 PARTICULES AUXQUELLES ON AJOUTE LE BOSON DE HIGGS NOUVELLEMENT DECOUVERT. LES NEUTRINOS FORMENT UN DUO LEPTONIQUE AVEC LE LEPTON QUI LEUR DONNE LEUR NOM. [5] 8
FIGURE 1-2 : PREMIERE PHOTOGRAPHIE DE L'OBSERVATION D'UN NEUTRINO DANS UNE CHAMBRE A BULLE REMPLIE D'HYDROGENE. ON Y OBSERVE LA COLLISION D'UN NEUTRINO DANS UN PROTON A TRAVERS LA TRAJECTOIRE DES PARTICULES CREEES PAR L'INTERACTION, LE TRAJET DU NEUTRINO ETANT INVISIBLE DANS LA CHAMBRE. [6] 8
FIGURE 1-3 : HIERARCHIE DE MASSE NORMALE ET INVERSEE TELLES QU'ELLES SONT ENVISAGEABLES A PARTIR DES RESULTATS OBTENUS PAR L'ETUDE DES NEUTRINOS SOLAIRES ET ATMOSPHERIQUES. CES ETUDES ONT PERMIS DE CALCULER LES DIFFERENCES DE MASSES ENTRE LES NEUTRINOS 1 ET 2 ET 2 ET 3. LA VALEUR ABSOLUE DE LA MASSE EST ENCORE INCONNUE. LES DIFFERENTES COULEURS CORRESPONDENT AUX MELANGES DES DIFFERENTES SAVEURS DE CHAQUE NEUTRINO : NEUTRINO ELECTRONIQUE (ROUGE), MUONIQUE (BLEU), TAUIQUE (VERT). [13] 10
FIGURE 1-4 : DIAGRAMME DE FEYNMAN DE LA DESINTEGRATION DOUBLE BETA AVEC EMISSION DE NEUTRINO (GAUCHE), ET LA DESINTEGRATION SANS EMISSION DE NEUTRINO (DROITE) OU LES DEUX NEUTRINOS VIRTUELS S'ANNIHILENT ENTRE EUX. CETTE DEUXIEME REACTION VIOLE LA CONSERVATION DU NOMBRE LEPTONIQUE ET EST DONC INTERDITE DANS LE MODELE STANDARD. ON NE L'OBSERVERAIT QUE DANS LE CAS OU LE NEUTRINO EST UNE PARTICULE DE MAJORANA. [15] 11
FIGURE 1-5 : DEMI-VIES DES PRINCIPAUX ELEMENTS SE DESINTEGRANT PAR DESINTEGRATION DOUBLE BETA. ELLES ONT ETE CALCULEES POUR L'EXPERIENCE AMORE. [16] 11
FIGURE 2-1 : ETAT DE L'ART EN 2019 DE L'ESPACE SONDE PAR LES DIFFERENTES COLLABORATIONS TRAVAILLANT SUR LA NATURE DU NEUTRINO. ON OBSERVE LES LIMITES POSEES SUR LA MASSE DE MAJORANA DU NEUTRINO ET SUR LA MASSE MINIMALE DU NEUTRINO LE PLUS LEGER. LA SENSIBILITE NECESSAIRE A ATTEINDRE POUR OBSERVER DES DESINTEGRATIONS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO DANS LE CAS DE LA HIERARCHIE INVERSEE EST INDIQUEE EN JAUNE. [24] 14
FIGURE 2-2 : LE LABORATOIRE CJPL (CHINA JIN-PING DEEP UNDERGROUND LABORATORY). IL SE SITUE A UNE PROFONDEUR DE 2400 M SOUS LES MONTAGNES JINPING AU NIVEAU D'UN BARRAGE HYDROELECTRIQUE SITUE SUR LE FLEUVE JALONG. [27] 15
FIGURE 2-3 : POSITIONNEMENT DU LABORATOIRE CJPL DANS LES MONTAGNES DU JINPING. LE LABORATOIRE EST PROTEGE DES RAYONNEMENTS COSMIQUES PAR UNE EPAISSEUR DE 2400 METRES DE ROCHES, L'ACCES AU SITE SE REALISE PAR LE TUNNEL JINPING CREUSE DANS LA MONTAGNE. [29] 16
FIGURE 2-4 : ENSEMBLE DES MODULES DE L'EXPERIENCE PANDAX-III DANS LEUR PISCINE DE STOCKAGE. [23] 17
FIGURE 2-5 : SCHEMA DE FONCTIONNEMENT DE LA DOUBLE TPC PREVUE INITIALEMENT POUR PANDAX-III. LE PREMIER MODULE DE L'EXPERIENCE SERA UN MODELE A SIMPLE TPC BASE SUR LE MEME PRINCIPE. LES PARTICULES IONISANTES TRAVERSANT LE GAZ DEPOSENT LEUR ENERGIE SOUS LA FORME D'ELECTRONS PRIMAIRES QUI DERIVENT SOUS L'EFFET DU CHAMP ELECTRIQUE DE DERIVE E_{FIELD} JUSQU'AU PLAN DE DETECTION OU ILS SERONT LUS PAR DES DETECTEURS MICROMEGAS. [23] 18
FIGURE 2-6 : CHAINES DE DESINTEGRATIONS DU THORIUM 232 [30] (GAUCHE) ET DE L'URANIUM 238 [31] (DROITE). LES ISOTOPES PROBLEMATIQUES POUR L'EXPERIENCES PANDAX-III SONT : LE RADON DE PAR SON ETAT DE GAZ ET LES DESINTEGRATIONS DU BISMUTH 214 ET DU THALLIUM 208 DONT LES DESINTEGRATIONS ENGENDRENT L'EMISSION DE RAYONNEMENT GAMMA D'ENERGIE PROCHE DE $Q\beta\beta$ 20
FIGURE 2-7 : POSSIBLES INTERACTIONS D'UN PHOTON AVEC LA MATIERE. L'EFFET PHOTOELECTRIQUE VOIT LE PHOTON ABSORBE PAR UN ELECTRON DU CORTEGE ELECTRONIQUE D'UN ATOME, CE QUI L'EJECTE DU CORTEGE. L'EFFET COMPTON VOIT LA REEMISSION D'UN PHOTON GAMMA AVEC L'ENERGIE NON ABSORBEE PAR L'ELECTRON. A DES ENERGIES PLUS ELEVEES, LE PHOTON GAMMA PEUT SE CONVERTIR EN UNE PAIRE D'ELECTRON-POSITRON LORS DE SON INTERACTION AVEC LE NOYAU OU UN ELECTRON DU CORTEGE. [32] 20
FIGURE 2-8 : GEOMETRIE DE LA CHAMBRE A PROJECTION TEMPORELLE DE PANDAX-III UTILISEE DANS LES SIMULATIONS. LA GEOMETRIE PREND EN COMPTE LES DIFFERENTS ELEMENTS SERVANT A LA DETECTION (CATHODE, GARDES DE CHAMP, PLAN DE DETECTEURS MICROMEGAS), LES ELEMENTS DE PROTECTION (SUBSTRAT DE CUIVRE, PROTECTION EN PLOMB OU EN PTFE) AINSI QUE LA CUVE EN ACIER INOXYDABLE. [28] 23
FIGURE 3-1 : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN DETECTEUR MICROMEGAS, UNE PARTICULE IONISANTE (1) CREE DES ELECTRONS PRIMAIRES DANS L'ESPACE DE COLLECTION, CES ELECTRONS SONT GUIDES (2) VERS L'ESPACE D'AMPLIFICATION (4) OU LES SIGNAUX ELECTRIQUES SONT LUS PAR LES PISTES DE LECTURE (5). [39] 27
FIGURE 3-2 : SIMULATION DES LIGNES DE CHAMPS AUTOUR DE LA MICROGRILLE POSITIONNEE A Z = 0 CM. LOIN DE LA MICROGRILLE, LES LIGNES DU CHAMP DE DERIVE (EN JAUNE) ET DU CHAMP D'AMPLIFICATION (EN ROUGE) SONT PARALLELES ET HOMOGENES. PROCHE DE LA MICROGRILLE, LE RAPPORT ENTRE LES CHAMPS DE DERIVE ET D'AMPLIFICATION DETERMINE LA FORME PRISE PAS

LES LIGNES DE CES DEUX CHAMPS. UN RAPPORT ADEQUAT PERMET LE PASSAGE DE LA QUASI-TOTALITE DES ELECTRONS A TRAVERS LA MICROGRILLE. [41] 30
FIGURE 3-3 : SCHEMA MONTRANT DEUX DISPOSITIONS DE GRILLE SUR UN DETECTEUR. LA GRILLE EST SOIT POSEE SUR LES PLOTS EN RESINE (HAUT) OU INTEGREE A CES PLOTS POUR UNE PLUS GRANDE SOLIDITE MECANIQUE (BAS). [44] 35
FIGURE 3-4 : LA FABRICATION D'UN DETECTEUR MICROMEGAS BULK SE PASSE EN PLUSIEURS GRANDES ETAPES. DES PISTES EN CUIVRE D'EPAISSEUR MICROMETRIQUE (5 MICRONS) SONT DEPOSEES SUR UN SUBSTRAT. DEUX COUCHES DE RESINE PHOTOSENSIBLE MAINTIENNENT LA GRILLE QUI EST TENDUE SUR UN CADRE. UN PROCESSUS D'INSOLATION POLYMERISE DES PORTIONS DE LA RESINE POUR CREER DES PLOTS DE SOUTIEN POUR LA GRILLE. ENFIN, UN PROCESSUS DE RINÇAGE ENLEVE LA RESINE NON POLYMERISEE. 36
FIGURE 3-5 : LA FABRICATION D'UN DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK SE PASSE EN PLUSIEURS GRANDES ETAPES. A PARTIR D'UNE EPAISSEUR DE KAPTON RECOUVERTE DE QUELQUES MICRONS DE CUIVRE, ON PERCE LE MOTIF DES PISTES ET DES GRILLES PAR ATTAQUE CHIMIQUE. ENSUITE, LES TROUS D'AMPLIFICATION SONT PERCES A L'AIDE D'UNE SECONDE ATTAQUE CHIMIQUE. 37
FIGURE 3-6 : PHOTOGRAPHIE DE LA MICROGRILLE DES DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK, ON OBSERVE LA REPARTITION DES TROUS EN UN ENSEMBLE DE PADS CONTENANT CHACUN 288 PUITS AMPLIFICATEURS. CHAQUE PAD APPARTIENT A UNE PISTE EN X OU EN Y. 38
FIGURE 3-7 : LE SCHEMA DE FABRICATION D'UN DETECTEUR EXPLOITANT DEUX DIMENSIONS AVANT DE PERCER LES TROUS D'AMPLIFICATION SUR LA FACE SUPERIEURE DU SUBSTRAT. UNE MODIFICATION DE CE SCHEMA EST UTILISEE POUR LES DETECTEURS PANDAX-III OU LES PADS DES VOIES X (BLEU-DROITE) SONT CONNECTES ENTRE EUX ET SEULEMENT UN PAD EST CONNECTE A LA VOIE. A L'INVERSE LES PADS DES VOIES Y SONT SEPARES LES UNS DES AUTRES ET DOIVENT ETRE CONNECTES INDIVIDUELLEMENT A LA VOIE (ROUGE-DROITE). [43] 38
FIGURE 3-8 : DEMONSTRATION DU PRINCIPE D'ACQUISITION SUR UNE TPC REDUITE A 7 DETECTEURS UTILISEE PAR LA COLLABORATION PANDAX-III. LES DETECTEURS MICROMEGAS SONT CONNECTES AUX CARTES FEC RESPONSABLES DE LA NUMERISATION DU SIGNAL ANALOGIQUE AVANT QU'IL NE SOIT ENVOYE A UN MODULE S-TDCM. DANS LE CAS OU UN EVENEMENT EST DETECTE DANS LES DONNEES, L'ENSEMBLE DES SIGNAUX NUMERISES EST ENREGISTRE DANS UN ORDINATEUR D'ACQUISITION. [46] 39
FIGURE 3-9 : SCHEMA DE LA CARTE FEC, ON OBSERVE UN ENSEMBLE DE QUATRE CONNECTEURS PROTEGES DES SURTENSIONS PAR UN ENSEMBLE DE DIODES. LE SIGNAL PROVENANT DE CHAQUE CONNECTEUR EST LU PAR UN MODULE AGET METTANT EN FORME LE SIGNAL AVANT SA NUMERISATION (ADC) ET SON ENVOI AU MODULE DE COLLECTION DE DONNEES GERE PAR LE MODULE FPGA. 40
FIGURE 3-10 : REPONSE D'UNE FEC EN SIGNAUX ADC POUR DIFFERENTES CHARGES EN ENTREE DES CONNECTEURS. LA REPONSE DES AGET EST AFFINE. [46] 41
FIGURE 3-11 : SCHEMA FONCTIONNEL DU CIRCUIT INTEGRE AGET. LE SIGNAL D'UNE VOIE PASSE PAR UN AMPLIFICATEUR PROPORTIONNEL (CSA) PUIS PAR UNE MISE EN FORME (PZC+FILTER) AVANT D'ETRE STOCKE DANS UN CIRCUIT A CAPACITE COMMUTE (SCA). LES AGET PEUVENT GENERER UN SIGNAL DE DECLENCHEMENT PROPRE (AUTOTRIGGER PARAMETRE PAR UN SYSTEME SLOW CONTROL). [23] 42
FIGURE 3-12 : GAIN RELATIFS DES PISTES D'UNE CARTE FEC DE PANDAX-III BASEES SUR LE CIRCUIT AGET. LES INHOMOGENEITES DE GAINS ONT ETE MESUREES DE L'ORDRE DE 0,7%. [46] 43
FIGURE 3-13 : DISTRIBUTION DU BRUIT (RMS) SUR LES 256 VOIES D'UNE FEC PANDAX-III BASEES SUR LE CIRCUIT AGET. LE BRUIT EST EN TOUT CAS INFERIEUR A 0,9 FC. [46] 43
FIGURE 4-1 PHOTO D'UN DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK POUR PANDAX-III DE VERSION 1 (GAUCHE) ET UN ZOOM SUR SON CONNECTEUR (DROITE) AU BOUT DE LA LIMANDE DE CONNEXION. LA SURFACE ACTIVE DU DETECTEUR EST DE 20X20 CM^2 45
FIGURE 4-2 : CONNECTEUR DES DETECTEURS MICROMEGAS MICROBULK DE VERSION 2. LA LIMANDE DE CONNEXION A ETE RACCOURCIE ET LE CONNECTEUR CHANGE POUR UN SYSTEME PLUS ROBUSTE. 45
FIGURE 4-3 : PLAN ELECTRIQUE D'UN DETECTEUR MICROMEGAS S2V1. ON OBSERVE LES PISTES ET LA LIGNE DE MASSE ENTOURANT L'ENSEMBLE DU DETECTEUR. LES MESURES D'ISOLATION SONT PRISES ENTRE LES PADS DU CONNECTEUR CORRESPONDANT A CHAQUE PISTE ET LA LIGNE DE MASSE. LES MESURES DE CAPACITANCES SONT PRISES ENTRE LES PADS ET LE PAD D'ALIMENTATION DE LA MICROGRILLE. 47
FIGURE 4-4 : MESURE DES DIFFERENTES CAPACITES DU DETECTEUR S2V1. LES CAPACITES MESUREES DES PISTES EN X (BLEU) PRESENTENT UNE VALEUR PLUS HAUTE QUE CELLES DES PISTES EN Y (ROUGE). 49
FIGURE 4-5 : SCHEMA DE PRINCIPE POUR LA MESURE DU GAIN D'UN DETECTEUR. LE DETECTEUR EST SOUMIS A UN RAYONNEMENT IONISANT GENERANT DES ELECTRONS PRIMAIRES DANS L'ESPACE DE DERIVE. LES ELECTRONS PRIMAIRES SUIVENT LES LIGNES DE

CHAMPS DU CHAMP DE DERIVE AVANT DE DECLENCHER DES AVALANCHES ELECTRONIQUES DANS L'ESPACE D'AMPLIFICATION. LE SIGNAL GENERE PAR CES AVALANCHES EST LU PAR LA CARTE FEC. 50
FIGURE 4-6 : SCHEMA FONCTIONNEL DE MESURE DE GAIN SUR UN DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK AVEC UNE CARTE FRONT-END AGET. LE DETECTEUR EST CONNECTE VIA DEUX LIMANDES A DEUX AGET POUR LA LECTURE DES SIGNAUX LUS PAR L'ENSEMBLE DE SES PISTES. UN GENERATEUR DE SIGNAUX PULSES PERMET D'INJECTER A TRAVERS UN CONDENSATEUR UNE QUANTITE D'ENERGIE CONNUE DANS UNE TROISIEME AGET POUR SERVIR DE SOURCE DE CALIBRATION. IL FAUT NOTER QU'UN CONDENSATEUR POSSEDANT LA MEME CAPACITE QUE LES PISTES DU DETECTEUR EST POSITIONNE EN PARALLELE AU CONDENSATEUR D'INJECTION ET CONNECTE A LA MASSE POUR IMITER L'IMPEDANCE DE SORTIE DU DETECTEUR. 51
FIGURE 4-7 : FIGURE MONTRANT UN FIT GAUSSIEN D'UNE DISTRIBUTION MESUREE A PARTIR D'UNE SOURCE DE FER 55 DANS UN MELANGE D'ARGON-ISOBUTANE A 5%. LES CARACTERISTIQUES DE LA FONCTION GAUSSIENNE SONT UTILISEES ENSUITE POUR DETERMINER LE GAIN DU DETECTEUR ET SA RESOLUTION EN ENERGIE. 53
FIGURE 4-8 : SPECTRE EN ENERGIE DU DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK S2V1 MESURE A L'AIDE D'UNE SOURCE EN FER 55 AVEC UN MELANGE D'ARGON ISOBUTANE A 5%. ON OBSERVE TROIS PICS REPARTIS ENTRE LE PIC PRINCIPAL A 5,9 KEV ET LE PIC D'ECHAPPEMENT A 3 KEV DU FER 55 AINSI QU'UN PIC DE CALIBRATION AJOUTE POUR CREER UNE REFERENCE ENERGETIQUE AU SIGNAL MESURE. LE PIC PRINCIPAL A 5,9 KEV EST DECRIT PAR UN FIT GAUSSIEN, LA LARGEUR A MI-HAUTEUR ET LA POSITION DU PIC SONT UTILISES ENSUITE POUR CALCULER LA RESOLUTION. 54
FIGURE 4-9 : PHOTO DU BANC DE TEST POUR L'ACQUISITION DE SIGNAUX POUR UN DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK. 56
FIGURE 4-10 : PROTOCOLE DE TEST D'UN DETECTEUR MICROMEGAS. LE SIGNAL EST LU PAR LES PISTES GRACE A UNE CARTE FRONT-END AGET QUI NUMERISE ET TRAITE LE SIGNAL AVANT DE L'ENVOYER A UN ORDINATEUR D'ACQUISITION RESPONSABLE DU STOCKAGE DES DONNEES. LE DECLENCHEMENT DE L'ENVOI EST GERE PAR UN SYSTEME D'AUTODECLENCHEMENT DE L'AGET. LA GRILLE DU DETECTEUR EST ALIMENTEE EN HAUTE TENSION A TRAVERS UN ANALYSEUR MULTI-CANAL (MCA) QUI PERMET DE LIRE LES FLUCTUATIONS DE LA TENSION DE GRILLE SUR UN OSCILLOSCOPE APRES AMPLIFICATION DU SIGNAL. UN GENERATEUR DE SIGNAUX PULSE PERMET DE GENERER UN SIGNAL D'ENERGIE CONNUE DANS LE SPECTRE MESURE PAR LA CARTE FRONT-END. ... 57
FIGURE 4-11 : SPECTRE EN ENERGIE DU DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK S2V1 MESURE A L'AIDE D'UNE SOURCE EN FER 55 AVEC UN MELANGE D'ARGON ISOBUTANE. ON OBSERVE TROIS PICS REPARTIS ENTRE LE PIC PRINCIPAL A 5,9 KEV ET LE PIC D'ECHAPPEMENT A 3 KEV DU FER 55 AINSI QU'UN PIC DE CALIBRATION AJOUTE POUR CREER UNE REFERENCE ENERGETIQUE AU SIGNAL MESURE. 58
FIGURE 4-12 : COURBE DE GAIN COMPAREE A LA RESOLUTION. ON OBSERVE QUE LA RESOLUTION DIMINUE AVEC LE GAIN, CEPENDANT LES VALEURS FAIBLES DE GAINS NOUS EMPECHENT D'ATTEINDRE L'OPTIMUM PREVU PAR LA THEORIE. 58
FIGURE 4-13 : COURBE DE GAIN MESUREE SUR LE DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK S2V1 POUR DIFFERENTS RAPPORTS DE CHAMPS DE DERIVE ET D'AMPLIFICATION. ON OBSERVE QU'IL EXISTE UN LARGE PLATEAU OU LE GAIN EST MAXIMUM. CELA CORRESPOND AU MAXIMUM DE TRANSPARENCE ELECTRONIQUE DE LA GRILLE. DEUX METHODES D'ANALYSE DU SIGNAL SONT EMPLOYEES POUR ESTIMER L'ENERGIE A PARTIR DES SIGNAUX MESURES : LA PREMIERE SE BASE SUR LA VALEUR MAXIMALE DU SIGNAL LE PLUS ELEVE ; LA SECONDE SUR L'INTEGRALE DES SIGNAUX DEPASSANT LE SEUIL DE DECLENCHEMENT. ON OBSERVE DES RESULTATS SIMILAIRES POUR CES METHODES. 59
FIGURE 4-14 : CARTE DES POSITIONS (X ; Y) DES DIFFERENTS EVENEMENTS LUS. LA POSITION D'UN EVENEMENT EST IDENTIFIEE EN PRENANT COMME POSITION X (RESP. Y) LA POSITION DE LA PISTE X (RESP. Y) AVEC LA PLUS GRANDE AMPLITUDE. LA SOURCE DE FER 55 EST MAINTENUE FIXE DURANT LES PRISES DE MESURE. 60
FIGURE 4-15 : CARTE DE GAIN OBTENU EN COMBINANT DEUX JOURS DE MESURES AVEC UNE SOURCE DE FER55 POSITIONNEE SUR UN PENDULE POUR ASSURER L'ILLUMINATION DE L'ENSEMBLE DU DETECTEUR. ON OBSERVE QUE LE GAIN VARIE DU SIMPLE AU DOUBLE ENTRE LES DIFFERENTS PIXELS DU DETECTEUR. 61
FIGURE 4-16 : SPECTRE EN ENERGIE DE LA PISTE X34 DU DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK S2V1 PRIS AVEC UNE SOURCE DE FER 55 DANS UN MELANGE D'ARGON-ISOBUTANE A 5%. 62
FIGURE 4-17 : GAIN CALCULE SUR L'ENSEMBLE DES PISTES DU DETECTEUR. 63
FIGURE 4-18 : DISTRIBUTION DE L'ENERGIE MESUREE PAR LE PIXEL (X34 ; Y34) DU DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK S2V1 OBTENU AVEC UNE SOURCE DE FER 55. 64
FIGURE 4-19 : CARTE DES POSITIONS (X ;Y) DES DIFFERENTS EVENEMENTS LUS. LA POSITION D'UN EVENEMENT EST IDENTIFIEE EN PRENANT COMME POSITION X (RESP. Y) LA POSITION DE LA PISTE X (RESP. Y) AVEC LA PLUS GRANDE AMPLITUDE. LA SOURCE DE FER 55 EST MAINTENUE FIXE DURANT LES PRISES DE MESURE. 65

FIGURE 4-20 : CARTE DES POSITIONS D'UN DETECTEUR MICROMEGAS MICROBULK ILLUMINE PAR UNE SOURCE DE FER 55 MOBILE. LE CALCUL DU GAIN ET DE LA RESOLUTION D'UN PIXEL NE PEUT SE REALISER QUE SI L'ON POSSEDE AU MINIMUM 100 EVENEMENTS SUR CE PIXEL. 65
FIGURE 4-21 : CARTE DE GAIN MESUREE A PARTIR DE L'AGREGATION DE PLUSIEURS MESURES AVEC DEUX SOURCES DIFFERENTES DE FER 55. UNE DES SOURCES RESTE POSITIONNEE AU CENTRE DE L'IMAGE (X32-Y32) POUR SERVIR DE POINT DE REFERENCE ET LA SECONDE EST DEPLACEE POUR COUVRIR L'ENSEMBLE DE LA SURFACE. ON OBSERVE DES VARIATIONS IMPORTANTES DU GAIN EN FONCTION DE LA POSITION. 66
FIGURE 4-22 : DEFAUTS MESURES A L'ORIGINE DE COURTS CIRCUITS AYANT OBLIGE UNE OPERATION SUR LES PISTES CONCERNEES, CES PISTES ONT ETE DESACTIVEES POUR LA SUITE DES MESURES. 67
FIGURE 4-23 : ETAT DE SURFACE DU FOND DES TROUS D'AMPLIFICATION. ON OBSERVE UNE SURFACE EN CUIVRE SUR L'IMAGE DE GAUCHE ET A DROITE UNE SURFACE EN CHROME DUE A UNE ATTAQUE CHIMIQUE INSUFFISANTE. 67
FIGURE 4-24 : ZOOM SUR UN ENSEMBLE DE TROUS AUX DIMENSIONS IRREGULIERES, ON OBSERVE ICI DES TROUS TOTALEMENT RECOUVERTS DE KAPTON (NOIR), PARTIELLEMENT RECOUVERT (NOIR ET GRIS CLAIR) ET NORMAUX (GRIS CLAIR). 68
FIGURE 4-25 : CORRELATION DU GAIN DES PIXELS AVEC LE DIAMETRE MESURE AU FOND DES TROUS D'AMPLIFICATION. EN RETIRANT LES DONNEES PROVENANT D'UNE ABSENCE DE MESURE D'UNE DES DEUX VARIABLES ON PEUT OBSERVER DEUX POPULATIONS. LA PREMIERE PROVIENT D'UN ENSEMBLE DE MESURES OU LE DIAMETRE DE FOND DES TROUS D'AMPLIFICATION A ETE MAL MESURE CAR CES TROUS SONT SITUES EN BORDURE DES ZONES SANS MESURE. LA SECONDE CORRESPONDANT A LA MAJORITE DES MESURES REALISEES, ON OBSERVE ALORS UNE CORRELATION POSITIVE ENTRE LE DIAMETRE MESUREE ET LE GAIN DU PIXEL. 69
FIGURE 5-1 : PROJECTION XZ ET YZ D'UN EVENEMENT GAMMA PROVOQUE PAR LA DESEXCITATION DU BISMUTH 214 QUI PRODUIT UN GAMMA DE 2448 KEV. ON OBSERVE LES TRACES DE LA PROJECTION XZ (ROUGE) ET DE LA PROJECTION YZ (VERT). LES TRACES DE CHAQUE PROJECTION POSSEDENT UN DEPOT D'ENERGIE IMPORTANT (NOMME BLOB) A UNE SEULE DE LEURS EXTREMITES, CETTE REPARTITION EST REPRESENTATIVE DES EVENEMENTS GAMMAS. 71
FIGURE 5-2 : TRACES MESUREES D'UN EVENEMENT DOUBLE BETA POUR LES PROJECTIONS XZ (ROUGE) ET YZ (VERT). ON OBSERVE DES DEPOTS D'ENERGIE IMPORTANTS (NOMMES BLOBS) AUX EXTREMITES DE CHAQUE TRACE CARACTERISTIQUE DE CES EVENEMENTS. 72
FIGURE 5-3 : SCHEMA DE FONCTIONNEMENT SIMPLIFIE DE REST DANS LE CADRE DE L'ANALYSE DE TRACES SE PRODUISANT DANS UNE TPC SIMULEE ET REELLE. IL EST POSSIBLE D'UTILISER LA MEME CHAINE D'ANALYSE POUR DES DONNEES REELLES COMME SIMULEES A CONDITION DE FORMATER CES DONNEES DANS UN UNIQUE FORMAT REST SANS PERDRE DE DONNEES. 73
FIGURE 5-4 : SCHEMA DE LA CHAINE DE SIMULATION DE PANDAX-III. DES EVENEMENTS MONTE CARLO SONT SIMULES DANS UN MODELE DE LA TPC PANDAX-III GRACE A RESTG4 QUI INTERFACE GEANT4 A REST. CES EVENEMENTS SONT CONVERTIS EN UN FORMAT EXPLOITABLE PAR REST AVANT D'ETRE MODIFIES PAR TRESTELECTRONDIFFUSIONPROCESS ET TRESTHITSMEARINGPROCESS POUR AJOUTER LA REPONSE DE LA TPC. ENFIN, LES SIGNAUX SONT CONVERTIS DANS LE FORMAT D'ENTREE DE LA CHAINE D'ANALYSE : TRESTSIGNALEVENT 74
FIGURE 5-5 : GEOMETRIE DE LA CHAMBRE A PROJECTION TEMPORELLE DE PANDAX-III UTILISEE DANS LES SIMULATIONS. LA GEOMETRIE PREND EN COMPTE LES DIFFERENTS ELEMENTS SERVANT A LA DETECTION (CATHODE, GARDES DE CHAMP, PLAN DE DETECTEURS MICROMEGAS), LES ELEMENTS DE PROTECTION (SUBSTRAT DE CUIVRE, PROTECTION EN PLOMB OU EN PTFE) AINSI QUE LA CUVE EN ACIER INOXYDABLE. [28] 75
FIGURE 5-6 : DISTRIBUTION DE L'ENERGIE DES RAYONNEMENTS GAMMA EMIS PAR LES CHAINES DE DESINTEGRATION DU THORIUM 232 (HAUT - GAUCHE) ET DE L'URANIUM 238 (HAUT - DROITE) ET LES MEMES DISTRIBUTIONS EXPRIMEES DANS LA REGION D'INTERET, LES PICS OBSERVES PROVIENNENT DES DESEXCITATIONS RADIATIVES. 76
FIGURE 5-7 : EFFET DE L'APPLICATION DE TRESTSMEARINGPROCESS ET TRESTELECTRONDIFFUSIONPROCESS SUR LA PROJECTION XZ D'UN EVENEMENT (HAUT) ET SUR LE SPECTRE EN ENERGIE (BAS) DE 1000 EVENEMENT DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO. ON OBSERVE A GAUCHE LES FIGURES SANS L'APPLICATION DES PROCESSUS, AU MILIEU CELLES APRES L'APPLICATION DE TRESTSMEARINGPROCESS ET A DROITE CELLES APRES L'APPLICATION DES DEUX PROCESSUS. 79
FIGURE 5-8 : SPECTRE EN ENERGIE DES POPULATIONS SIMULEES DANS GEANT4. ON OBSERVE LES GAMMAS PROVENANT DU PLAN DE DETECTION ET DU SUPPORT EN CUIVRE (GAUCHE) AINSI QUE LE SIGNAL PROVENANT DES EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO (DROITE). 80
FIGURE 5-9 : SPECTRE EN ENERGIE DES EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO SIMULES AVEC GEANT4 AVANT (GAUCHE) ET APRES L'APPLICATION D'UNE SELECTION SUR LES EVENEMENTS DEPOSANT LA TOTALITE DE LEUR ENERGIE DANS LE VOLUME DE GAZ. 81

FIGURE 5-10 : SCHEMA DE LA CHAINE D'ANALYSE DES SIGNAUX FOURNIS SOUS FORME DE TRESTSIGNALEVENT. ILS SONT D'ABORD TRANSFORMES SOUS FORME DE POINTS 2D (TRESTHITSEVENT) PUIS COMME DES POINTS DANS DES TRACES (TRESTTRACKEVENT). CES TRACES SONT ENSUITE RECONSTRUITES POUR CREER LE CHEMIN LE PLUS COURT PARCOURANT LES TRESTHITS GRACE A TRESTTRACKREDUCTIONPROCESS, TRESTTRACKPATHMINIMIZATION ET TRESTTRACKRECONNECTIONPROCESS. ENFIN, IL EST POSSIBLE D'ENREGISTRER A CHAQUE ETAPE GRACE AUX PROCESSUS "ANALYSIS" SUR CHAQUE FORMAT DE DONNEES. 81
FIGURE 5-11 : EXEMPLE DE TRESTSIGNALEVENT. ON OBSERVE L'ENSEMBLE DES SIGNAUX TEMPORELS SUR LES DETECTEURS DE PANDAX-III. CHAQUE COULEUR CORRESPOND A UNE PISTE DE LECTURE. 82
FIGURE 5-12 : EXEMPLE DE TRESTTRACKEVENT APRES L'APPLICATION DE L'ENSEMBLE DE LA CHAINE D'ANALYSE. ON OBSERVE LES PROJECTIONS XZ (GAUCHE) ET YZ (DROITE) COMPOSEES D'UN ENSEMBLE DE TRACES (ROUGE, VERT, BLEU) IDENTIFIEES A PARTIR DES TRESTHIT FORMES DEPUIS LE TRESTSIGNALEVENT CORRESPONDANT (GRIS). LE CHEMIN RECONSTRUIT DES TRACES EST MATERIALISE PAR UNE LIGNE NOIRE. 83
FIGURE 5-13 : DISTRIBUTION DU NOMBRE DE TRESTHITS PAR TRACE RECONSTRUITE PAR LA CHAINE D'ANALYSE DE PANDAX-III SUR DES EVENEMENTS SIMULES DE DESINTEGRATION DOUBLE-BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO. ON OBSERVE QUE LA MAJORITE DES EVENEMENTS RECONSTRUIS POSSEDENT ENTRE 20 ET 30 TRESTHITS. 84
FIGURE 5-14 : CHEMIN DE RECONSTRUCTION DES TRESTTRACKEVENT. LES 2500 HITS DE LA TRACE ORIGINELLE (HAUT GAUCHE) SONT REDUITS A UNE TRENTAINE DE HITS PAR TRESTTRACKREDUCTIONPROCESS (HAUT DROITE). TRESTTRACKPATHMINIMIZATIONPROCESS SELECTIONNE LE PARCOURS LE PLUS RAPIDE DES HITS PRESENTS A L'EXCEPTION DE SES POINTS DE DEPART ET D'ARRIVE (BAS GAUCHE). TRESTTRACKRECONNECTIONPROCESS RECONNECTE LES POINTS CORRECTEMENT (BAS DROITE) 85
FIGURE 5-15 : EXEMPLE D'UNE TRACE REPRESENTEE SUIVANT LES DIFFERENTS NIVEAUX D'ANALYSE : LE PREMIER JUSTE APRES TRESTHITSTOTRACKPROCESS EN GRIS COMPOSE D'UN GRAND NOMBRE DE TRESTHITS, LE SECOND EN NOIR COMPOSE DE 27 TRESTHITS ET ENFIN LA TRACE NORMALISEE A 50 TRESTHITS EN ROUGE. 88
FIGURE 5-16 : POSITION DES TRESTHITS (HAUT) ET PROFIL (BAS) EN ENERGIE DES PROJECTIONS XZ (GAUCHE) ET YZ (DROITE) POUR UN EVENEMENT DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO. ON OBSERVE SUR LA PROJECTION YZ UNE ERREUR D'IDENTIFICATION DU CHEMIN DE LA TRACE QUI CONDUIT A UN PROFIL EN ENERGIE POSSEDANT UN TROU. 89
FIGURE 5-17 : PROFILS EN ENERGIE MOYENS POUR LES POPULATIONS SIMULEES DE SIGNAUX DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO ET GAMMA SUR LES PROJECTIONS XZ ET YZ. ON OBSERVE LES DEUX DEPOTS D'ENERGIE EN BOUT DE PROFIL POUR LES EVENEMENTS DOUBLE BETA ET L'UNIQUE DEPOTS D'ENERGIE POUR LES EVENEMENTS GAMMAS. 90
FIGURE 5-18 : RESULTAT DE L'ALGORITHME D'ALLONGEMENT DES TRACES POUR DES VALEURS D'ALLONGEMENT DE 0MM (HAUT-GAUCHE), 1MM (HAUT-DROITE), 3MM(BAS-GAUCHE), 9MM(BAS-DROITE). LE POSITIONNEMENT DU DERNIER POINT DE LA TRACE NORMALE (ROUGE) EST DEPLACE PAR RAPPORT A L'ULTIME TRESTHIT DE LA TRACE (NOIRE) EN SORTIE DE TRESTTRACKRECONNECTIONPROCESS. POUR UN ALLONGEMENT DE 9MM, LE DERNIER POINT EST POSITIONNE SUR LES DERNIERS TRESTHITS DE LA TRACE D'ORIGINE DE L'EVENEMENT(GRIS) 90
FIGURE 5-19 : IMPACT DE L'ALLONGEMENT D'UNE TRACE SUR LA REPARTITION EN ENERGIE D'UN EVENEMENT DANS LE CAS D'UN ALLONGEMENT DE 0MM (HAUT-GAUCHE), 1MM (HAUT-DROITE), 3MM(BAS-GAUCHE), 9MM(BAS-DROITE). ON N'OBSERVE QUASIMENT AUCUNE DIFFERENCE. 91
FIGURE 5-20 : PRINCIPE D'UTILISATION DU DISCRIMINANT DE FISHER POUR SEPARER DEUX POPULATIONS REPRESENTEES PAR DES VECTEURS DE VARIABLES. DES POPULATIONS TESTS SERVENT A ETABLIR UNE MATRICE DE DECISION ET UN SEUIL DE DECISION BASE SUR LES AUTOCORRELATIONS DES VARIABLES DE CHAQUE POPULATION. L'UTILISATION DE LA MATRICE DE DECISION PERMET D'ATTRIBUER UN SCORE A CHAQUE EVENEMENT DE LA POPULATION TEST. LE SCORE EST COMPARE AU SEUIL DE DECISION POUR DETERMINER L'APPARTENANCE DE L'EVENEMENT A UNE POPULATION OU L'AUTRE. 92
FIGURE 5-21 : DEUX POPULATIONS TYPES DANS L'ESPACE DES VARIABLES $(a; b)$. LES POPULATIONS SONT DISTINCTES ET IL EST POSSIBLE DE REALISER UNE SELECTION SUR LA BASE DES DEUX VARIABLES. ON OBSERVE LES VECTEURS MOYENS A_M ET B_M POUR CHACUNE DES DEUX POPULATIONS. 94
FIGURE 5-22 : SCORE S CALCULE POUR LES POPULATIONS 1 (BLEU) ET 2 (ROUGE). LE SEUIL DE DECISION EST ICI EGAL A C = 0. CECI PERMET UNE PARFAITE IDENTIFICATION DES POPULATIONS. 95
FIGURE 5-23 : SIMULATION OU LES POPULATIONS NE SONT PAS PARFAITEMENT DISJOINTES. ON OBSERVE ALORS QUE LEUR REPARTITION EN S NE SONT AUSSI PAS DISJOINTES ET QU'IL EST IMPOSSIBLE DE SEPARER CORRECTEMENT LES DEUX POPULATIONS. LA SEPARATION OPTIMALE EST OBTENUE POUR C = 0 RESULTAT DE LA METHODE DU DISCRIMINANT DE FISHER. 95

FIGURE 5-24 : REPARTITIONS MOYENNES DE L'ENERGIE LE LONG DES TRACES POUR LES PROJECTIONS XZ ET YZ D'UNE POPULATION D'EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO (HAUT) ET DE GAMMA PROVENANT DU SUPPORT DE CUIVRE ET DU PLAN DE MICROMEGAS (BAS). 96
FIGURE 5-25 : VALEURS DES ELEMENTS DE LA MATRICE DE DECISION W. UNE VALEUR PROCHE DE ZERO INDIQUE UNE IMPORTANCE FAIBLE TANDIS QU'UNE VALEUR ABSOLUE ELEVEE INDIQUE UN FORT POIDS DANS LE CALCUL DE S POUR LES EVENEMENTS. LES BINS DE 0 A 24 CORRESPONDENT A LA PROJECTION XZ, LE RESTANT A LA PROJECTION YZ. ON OBSERVE UNE TRES FORTE IMPORTANCE DES VALEURS SITUEES SUR LE DEUXIEME BOUT DE LA TRACE. 97
FIGURE 5-26 : SPECTRE DES SCORES S CALCULEES POUR LA POPULATION DE DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO (BLEU) ET DE GAMMA (ROUGE). LE SEUIL C EST MATERIALISE PAR UNE LIGNE NOIRE. LES SPECTRES NE SONT PAS DISJOINTS INDIQUANT QU'IL NE SERA PAS POSSIBLE D'OBTENIR UNE SELECTION PARFAITE SUR L'UNE OU L'AUTRE DES POPULATIONS. SI S < C, UN EVENEMENT SERA RECONNU COMME ETANT UN DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO. 98
FIGURE 5-27 : IMPACT DE LA TAILLE DE LA POPULATION D'ENTRAINEMENT SUR LES PERFORMANCES EN REJECTION DE BRUIT ET SELECTION DU SIGNAL. ON OBSERVE UNE VARIATION DE 6% POUR LA REJECTION ET UNE VARIATION FAIBLE DE L'ORDRE DU POURCENT POUR LA SELECTION. 98
FIGURE 5-28 : IMPACT DE LA POPULATION D'ENTRAINEMENT SUR LES PERFORMANCES RELATIVES EN REJECTION DE BRUIT ET SELECTION DU SIGNAL. LES PERFORMANCES VARIENT D'ENVIRON 1% EN CHANGEANT LES ECHANTILLONS TESTS MAIS EN CONSERVANT LA MEME TAILLE DE 1000 EVENEMENTS TESTS. DANS LE CADRE DE L'EXPERIENCE PANDAX-III, ON CHERCHE A MAXIMISER LA SELECTION DES EVENEMENTS DOUBLE BETA TOUT EN MAINTENANT UNE HAUTE REJECTION DES EVENEMENTS PROVENANT DE RAYONNEMENTS GAMMAS. 99
FIGURE 5-29 : IMPACT DU NOMBRE DE HITS NORMALISE DANS CHAQUE PROFIL SUR LES PERFORMANCES EN SELECTION ET REJECTION. ON OBSERVE UN OPTIMUM DES DEUX PERFORMANCES CONJOINTES AU NIVEAU DE PROFILS A 10 HITS NORMALISES. LES VALEURS NE SONT PAS NORMALISEES POUR DONNER UN APERÇU DES PERFORMANCES REELLEMENT ATTEINTES PAR LA METHODE. 100
FIGURE 5-30 : DIFFERENTES REPARTITIONS MOYENNES DE LA PROJECTION XZ AVEC UN NOMBRE DE HITS NORMALISES EGAL A 5 (HAUT-GAUCHE), 10 (HAUT-DROITE), 25 (BAS-GAUCHE), 50 (BAS-DROITE) POUR UNE POPULATION D'EVENEMENTS DOUBLE BETA. 101
FIGURE 5-31 : IMPACT DE L'ALLONGEMENT DES TRACES DE 10 HITS SUR LES PERFORMANCES DE LA SELECTION ET DE LA REJECTION PAR LE DISCRIMINANT DE FISHER. ON OBSERVE UNE AUGMENTATION DE 1% SUR LES PERFORMANCES DE SELECTION ET UNE BAISSE DE 3% SUR LA REJECTION. 102
FIGURE 5-32 : SPECTRES DES SCORES S OBTENUS APRES L'APPLICATION DU DISCRIMINANT DE FISHER SUR LES POPULATIONS TESTS AVEC LE NOMBRE DE HITS NORMALISES PAR TRACE DE 25 ET UN FACTEUR D'ALLONGEMENT NUL. LES EVENEMENTS DOUBLE BETA (BLEU) ET GAMMAS (ROUGE) SONT SEPARES PAR LE SEUIL DE DECISION (TRAIT NOIR). LES COURBES DE LA PURETE DU SIGNAL (GAUCHE - COURBE VERTE), DU RATIO SIGNAL SUR LA RACINE CARRE DU BRUIT (GAUCHE - COURBE MARRON), DE L'EFFICACITE DE SELECTION (DROITE - COURBE BLEUE) ET DE REJECTION DU BRUIT DE FOND (DROITE - COURBE ROUGE) PERMETTENT DE SELECTIONNER UN SEUIL DE DECISION DIFFERENT SELON LES BESOINS. ON OBSERVE NOTAMMENT QU'IL EST POSSIBLE D'OBTENIR UNE PURETE A 90% EN OBTENANT UN TAUX DE SELECTION DES EVENEMENTS DOUBLE BETA A 40%. 103
FIGURE 6-1 : MODIFICATION DE LA CHAINE D'ANALYSE AVEC LE PROCESSUS TRESTSIGNALCUTSTRIPPROCESS SIMULANT LES PISTES COUPEES DES DETECTEURS EN SUPPRIMANT DU TRESTSIGNALEVENT LES SIGNAUX TEMPORELS DES PISTES CONCERNEES. 106
FIGURE 6-2 : PLAN DE DETECTEURS AVEC 5 PISTES DEFECTUEUSES PAR DETECTEURS. LES PISTES DESACTIVEES SONT MATERIALISEES PAR DES LIGNES ORANGES ET LES PISTES SAINES SONT EN NOIR. 107
FIGURE 6-3 : POURCENTAGE D'EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO PERDANT DE L'ENERGIE DANS UN DEFAUT EN FONCTION DU NOMBRE DE PISTES DEFECTUEUSES PAR DETECTEUR. ON OBSERVE QUE LE POURCENTAGE D'EVENEMENTS AFFECTES ATTEINT RAPIDEMENT 90% DES EVENEMENTS POUR UN TOTAL DE 5 PISTES DEFECTUEUSES. 108
FIGURE 6-4 : IMPACT DE L'AUGMENTATION PROGRESSIVE DE LA TAILLE D'UN DEFAUT SUR LA RECONSTRUCTION DES TRACES. UNE PISTE DESACTIVEE (GAUCHE) NE MORCELLE PAS LA TRACE ROUGE, MAIS DEUX (MILIEU) ET TROIS PISTES DESACTIVEES CONSECUTIVES LA FRAGMENTENT EN DEUX TRACES (ROUGE ET VERT). 109
FIGURE 6-5 : EVENEMENT DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO AVEC 3 PISTES DESACTIVEES EN BOUT DE TRACE. L'EVENEMENT SIMULE SANS PISTES DESACTIVEES (GAUCHE) MONTRE DEUX BLOBS ETALES SUR 4 ET 5 PISTES EN BOUT DE TRACE. LE MEME EVENEMENT SIMULE AVEC LES PISTES DESACTIVEES EST RECONSTRUIT AVEC LE BLOB SITUE A X = - 490 MM AMPUTE DE TROIS PISTES. 110
FIGURE 6-6 : SPECTRE EN ENERGIE POUR DES EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO EN DESACTIVANT UN NOMBRE CROISSANT DE PISTES (AUCUNE PISTE EN ROUGE CLAIR, UNE EN ROUGE PUIS LA COULEUR FONCE LORSQUE LE NOMBRE DE PISTES DESACTIVEES AUGMENTE). 110

FIGURE 6-7 : NOMBRE D'EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO SORTANT DE LA REGION D'INTERET EN FONCTION DU NOMBRE DE PISTES DESACTIVEES. 111
FIGURE 6-8 : DIFFERENTS READOUTS COMPOSES DE DETECTEURS AVEC UNE PISTE DESACTIVEE (HAUT GAUCHE) PUIS 2 (HAUT DROITE) PUIS 5 (BAS). 112
FIGURE 6-9 : PERFORMANCES EN SELECTION ET EN REJECTION DU DISCRIMINANT DE FISHER EN FONCTION DU NOMBRE DE PISTES DESACTIVEES PAR DETECTEUR. ON OBSERVE UNE DIMINUTION DE LA REJECTION DES EVENEMENTS GAMMAS POUVANT ATTEINDRE 2,5 % DE LA VALEUR NOMINALE ET 2% DANS LE CAS DE LA SELECTION DES EVENEMENTS DOUBLE BETA. 112
FIGURE 6-10 : PERFORMANCES EN SELECTION ET REJECTION EN AUGMENTANT LA TAILLE D'UN DEFAUT SUR LES DETECTEURS ALLANT DE 0 A 5 PISTES DESACTIVEES CONSECUTIVES. ON OBSERVE UNE DIMINUTION ALLANT JUSQU'A 2,5% DES PERFORMANCES EN REJECTION ET 11% POUR LA SELECTION. 113
FIGURE 6-11 : MODIFICATION DE LA CHAINE D'ANALYSE DE PANDAX-III POUR AJOUTER LE PROCESSUS TRESTSIGNALREPAIRANALYSISPROCESS CHARGE DE L'ANALYSE DES EVENEMENTS POUR DECELER LEUR INTERACTION AVEC DES DEFAUTS PRESENTS SUR LES DETECTEURS. 115
FIGURE 6-12 : PROXIMITE TERMINALE MESUREE DE L'ENSEMBLE DES EVENEMENTS SUR UN READOUT COMPOSE DE 5 PISTES DESACTIVEES PAR DETECTEUR. 115
FIGURE 6-13 : CORRELATION ENTRE L'ENERGIE RETIREE D'UN EVENEMENT PAR TRESTSIGNALCUTSTRIPPROCESS (ENERGY LOSS) ET LA PROXIMITE TERMINALE (TERMINAL PROXIMITY). ON N'OBSERVE AUCUNE CORRELATION PARTICULIERE ENTRE CES DEUX OBSERVABLES. 116
FIGURE 6-14 : REPARTITION DE L'ENERGIE PROCHE D'UN DEFAUT (ENERGY NEAR CUT) SUR UNE SIMULATION D'EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO AVEC UN READOUT COMPOSE DE DETECTEURS AVEC 5 PISTES DESACTIVEES. 117
FIGURE 6-15 : CORRELATION ENTRE L'ENERGIE RETIREE D'UN EVENEMENT PAR TRESTSIGNALCUTSTRIPPROCESS (ENERGY LOSS EN ABSCISSE) ET L'ENERGIE PROCHE DES DEFAUTS (ENERGY NEAR CUTS EN ORDONNEE). ON OBSERVE AUCUNE CORRELATION PARTICULIERE ENTRE CES DEUX OBSERVABLES 117
FIGURE 6-16 : CHAINE D'ANALYSE UTILISEE POUR TESTER ET QUALIFIER UNE METHODE DE REPARATION DE L'ENERGIE. ON REMARQUE L'ABSENCE DES PROCESSUS CHARGES DE LA RECONSTRUCTION DES TRACES QUI DOIVENT ETRE EMPLOYES APRES LA RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS. 118
FIGURE 6-17 : EXEMPLE D'UNE TRACE DONT DEUX PISTES ONT ETE DESACTIVEES (BANDES GRISES) A DROITE ET DE LA REPARATION PROPOSEE AVEC LES NOUVEAUX TRESTHITS (ROUGE) POSITIONNES SUR LES PISTES DESACTIVEES. CETTE REPARATION EST REALISEE A PARTIR D'UNE INTERPOLATION DES REGROUPEMENTS D'ENERGIE PRESENTS SUR LES PISTES VOISINES 119
FIGURE 6-18 : ZONE DE TRAVAIL POUR L'ALGORITHME DE TRESTTRACKREPAIRPROCESS. POUR CHAQUE PISTE DEFECTUEUSE (BANDE GRISE), ON IDENTIFIE LES GROUPEMENTS DE HITS (BLEU) ET ON LES GROUPE EN SEGMENTS (TRAITS NOIRS). ENSUITE, ON APPARIE LES SEGMENTS BASES SUR L'ANGLE ENTRE LE SEGMENT FORME PAR LEUR CENTRE (ROUGE) ET L'AXE X/Y 119
FIGURE 6-19 : AJOUT DES TRESTHITS INTERPOLE A PARTIR DES SEGMENTS ADJACENTS A LA PISTE DESACTIVEE CONSIDEREE SUR LA PISTE DESACTIVEE. 120
FIGURE 6-20 : CORRELATION ENTRE L'ENERGIE REPAREE PAR TRESTTRACKREPAIRPROCESS (ABSCISSE) ET L'ENERGIE PERDUE DANS LES DEFAUTS PAR TRESTSIGNALCUTSTRIPPROCESS (ORDONNEE). ON SIMULE ICI DES EVENEMENTS DOUBLE BETA SANS EMISSION DE NEUTRINO DANS LE CAS D'UN DETECTEUR AYANT UN DEFAUT DE 5 PISTES DEFECTUEUSES CONSECUTIVES. ON OBSERVE QUE L'ENERGIE REPAREE PEUT ETRE TRES GRANDE PAR RAPPORT A L'ENERGIE REELLEMENT PERDUE DANS LE CAS D'UNE PERTE INFERIEURE A 20 KEV. 121
FIGURE 6-21 : SPECTRE EN ENERGIE APRES APPLICATION DES PISTES DESACTIVEES (ROUGE) ET APRES REPARATION (VERT) POUR UNE CONFIGURATION AVEC UN DEFAUT DE CINQ PISTES DEFECTUEUSES CONSECUTIVES PAR DETECTEUR (HAUT) ET CINQ DEFAUTS D'UNE PISTE PAR DETECTEUR (BAS). 122
FIGURE 6-22 : CAS DE SUPERPOSITION DE HITS. ON OBSERVE QUE DEUX SEGMENTS DE RACCORD (TRAITS ROUGES) PARTAGENT LE MEME POINT DE DEPART. CECI CONDUIT A L'AJOUT D'ENERGIE SUPPLEMENTAIRE DANS L'EVENEMENT REPARE. 123

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE PHENIICS

Titre : Recherche d'événements double bêta sans émission de neutrinos grâce à une TPC de Xénon à haute pression lue par détection Micromegas auprès de l'expérience PandaX-III

Mots clés : Détecteurs gazeux Micromegas, neutrino de Majorana, chambre à projection temporelle, nature du neutrino, Xénon 136

Résumé : L'étude de la désintégration double bêta sans émission de neutrino de l'expérience PandaX-III a pour but d'explorer la nature du neutrino qui serait possiblement une particule de Majorana. Cette désintégration est étudiée dans une chambre à projection temporelle remplie avec un mélange gazeux à haute pression à base de Xénon 136. Les électrons émis par les désintégrations déposent leur énergie dans le volume gazeux. Les électrons créent ainsi des traces mesurées par des détecteurs Micromegas Microbulk. L'énergie de ces traces doit être mesurée avec une résolution en énergie à mi-hauteur inférieure à 3% à 2,457 MeV, l'énergie des désintégrations double bêta. Il est ainsi vital d'obtenir une caractérisation fine des détecteurs employés et d'évaluer l'impact de l'état des détecteurs sur la reconstruction des traces. Les tests conduits dans un mélange d'argon-isobutane à 5% ont montré que les prototypes de détecteurs de l'expérience PandaX-III présentent des gains maximums de 2000 et une résolution en énergie à 5,9 keV de l'ordre de 35% à mi-hauteur peu adaptée aux objectifs de l'expérience. De plus, les prototypes montrent un taux de défaut des pistes de lecture compris entre 5% et 20% qui est couplé à de larges inhomogénéités de gain en fonction de la position sur le détecteur. La présence de pistes défectueuses affecte 39,5% des événements lus par un détecteur dès la présence d'une piste défectueuse et peut conduire au morcellement des traces lors de leur reconstruction dès la présence de trois pistes coupées consécutives. De nouveaux processus d'analyse ont été développés pour tenir compte de ces défauts. Ils permettent de reconstituer plus de 71% des traces morcelées entre elles et d'estimer l'énergie perdue dans ces pistes coupées. Enfin, un processus de sélection des événements double bêta basé sur l'utilisation du discriminant de Fisher permet d'obtenir une amélioration du rapport signal sur bruit de fond d'un facteur 4 dans la région d'intérêt.

Title : Search for neutrinoless double-beta events in a high pressure Xenon TPC with Micromegas detection at the PandaX-III experiment

Keywords : Micromegas gaseous detectors, Majorana neutrino, time projection chamber, nature of the neutrino, Xenon 136

Abstract : The PandaX-III collaboration aims to explore the possible Majorana nature of the neutrino through the study of the neutrinoless double beta decays. This decay will be measured in a Time Projection Chamber filled with a Xenon 136 based gas mixture under high pressure. The Electrons emitted by the decay deposit their energy in the gas mixture. They leave tracks in the gas that are measured by Micromegas Microbulk detectors. The energy of the track is to be measured with a Full Width Half-Maximum Resolution below 3% at 2.457 MeV, the energy of the neutrinoless double beta decay. Then, it is of the utmost importance to have a precise characterization of the used detectors and to evaluate the effect of the detector defects on track reconstruction. Tests in a mixture of Argon-Isobutane at 5% shows that the Micromegas Microbulk prototypes have a maximum gain of 2000 and an energy resolution of 35% at 5.9 keV, which does not reach the goals of the collaboration. Moreover, the strips of the prototypes show a 5 % to 20 % defect rate which is also coupled with large gain inhomogeneities across the detector. These defective strips affect 39,5 % of the event measured by a detector from the first defective strip. It can also lead to the fragmentation of the tracks in the reconstruction process if there are more than two consecutive defective strips. News analysis processes have been implemented to tackle these defects. They manage to repair more than 71% of the reconstructed tracks and give an estimate of the energy loss in these strips. At last, a selection process of the Double beta decay events based on the use of the Fisher Discriminant allows it to increase by a factor of 4 the ratio signal over noise in the region of interest.

Maison du doctorat de l'Université Paris-Saclay
2ème étage aile ouest, Ecole normale supérieure Paris-Saclay
4 avenue des Sciences,
91190 Gif sur Yvette, France