



HAL
open science

Mesure de processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3. RetD du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo.

Mathieu Bongrand

► **To cite this version:**

Mathieu Bongrand. Mesure de processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3. RetD du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00342721

HAL Id: tel-00342721

<https://theses.hal.science/tel-00342721>

Submitted on 28 Nov 2008

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.

LAL 08-125
Septembre 2008

UNIVERSITE PARIS-SUD 11

THESE

présentée pour obtenir

**le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de l'UNIVERSITE PARIS-SUD 11**

par

Mathieu BONGRAND

**Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans
l'expérience NEMO 3. R&D du projet SuperNEMO : étude d'un
détecteur BiPo.**

Soutenue le 4 septembre 2008 devant le jury composé de :

Asmaa	ABADA	
Corinne	AUGIER	Directrice de thèse
Chiara	BROFFERIO	Rapporteur
José	BUSTO	Rapporteur
Xavier	SARAZIN	
Guy	WORMSER	Président du Jury

A Magali,
ma mère
et mes grands-parents.

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier Guy Wormser, de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay pour cette thèse, en tant que Directeur, et aussi pour avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie également tous les membres du jury qui ont accepté d'examiner mon travail de thèse. Je tiens spécialement à remercier mes rapporteurs, Chiara Brofferio et José Busto, pour le travail supplémentaire que cela vous a demandé cet été.

Je voudrais maintenant remercier les membres du groupe NEMO au LAL, vous m'avez tellement apporté durant ces années...

Tout d'abord Corinne, ma directrice de thèse. Avant même le début de ma thèse, tu as beaucoup travaillé pour passer l'HDR afin de m'encadrer dans les meilleures conditions. Je pense ensuite à ces derniers mois de rédaction. Sans toi, ce manuscrit ne serait lisible que par moi, et encore... Finalement, je n'ai pas trop souffert durant cette thèse d'une part, grâce à mes connaissances de base en boxe qui m'ont permis d'encaisser les coups (que je méritais certes) et d'autre part, grâce à mes esquives toujours bien préparées : "*J'peux pas, j'ai piscine*". Je suis fier d'avoir été ton "*petit*" ces années et te souhaite tout le bonheur que tu mérites pour cette nouvelle vie à Lyon.

Xavier, "*Le Chef*". Ta présence durant ma thèse a été indispensable, tu t'es beaucoup investi dans mon travail et dans mon apprentissage. Tu m'as initié au travail de physicien sur détecteur en laboratoire souterrain avant même ma thèse, ce qui, malgré les conditions parfois extrêmes, correspondait à mes attentes et a guidé mes choix de recherche. J'ai énormément appris auprès de toi, y compris l'usage du scotch sous toutes ses formes et pour toutes les applications. Je te dois beaucoup.

Laurent, "*Professeur Simard*", c'est très amicalement que je veux te remercier de m'avoir supporté pendant trois ans dans ton bureau. Pourtant la tâche n'était pas facile : tu n'as jamais rien dit pour les mots doux que j'ai régulièrement échangé avec mon ordi, ni pour t'avoir forcé à ranger ton bureau et tes étagères... Mais, ma plus belle victoire a finalement été de réussir à te faire jeter ton terminal X! Plus sérieusement, cette thèse te doit beaucoup car tu as été constamment impliqué dans mon travail. Tes connaissances et tes idées ont été précieuses. Enfin, ton optimisme m'a souvent permis de retrouver de la motivation.

Serge, merci pour ton enthousiasme et l'intérêt que tu as porté à mon travail et aux différents résultats que j'ai pu obtenir. Ton expérience et tes conseils avisés m'ont guidé tout au long de cette thèse et m'ont permis de mieux comprendre certains phénomènes. De mon côté, j'ai échoué, tu n'as pas acheté de Peugeot...

Georges, j'ai souvent été témoin des efforts extrêmes que te demandait l'arrivée matinale au labo... Tes remarques et indications, lors de mes présentations, ont toujours été très importantes pour moi. Un grand merci pour ton aide à Modane et ton soutien ces derniers mois.

J'ai également eu un réel plaisir à travailler avec l'ensemble des membres de la collaboration NEMO et SuperNEMO. Se retrouver en réunion en Russie, en Espagne, en Angleterre ou en France a toujours été enrichissant et motivant.

Je remercie plus spécialement les collaborateurs français auprès de qui je me suis naturellement senti intégré : Roger, Philippe, Françoise, Dominique, Etienne, Frédéric, Jean-Stéphane. Et aussi : François, pour tout ce que tu m'as appris, autant en informatique qu'en physique, ce fut un plaisir de venir à plusieurs reprises à Caen travailler. Christine, j'ai beaucoup apprécié de te connaître et de travailler avec toi (pas assez souvent malheureusement). Fabrice, merci pour ta gentillesse et pour tous tes précieux conseils sur l'après thèse et le Japon.

Merci aux "jeunes" physiciens de NEMO - Irina, Shiva, Nasim, Pia, Asun, Anastasia, Hector, Benton, Jérémy et Emmanuel - avec qui j'ai lié de réelles amitiés. Guillaume, tu m'as si bien "*formé*", comme tu le dis souvent, lors de mon premier séjour en Russie, que je n'ai plus réussi à boire de Vodka pendant un an. Yves tu m'as toujours très bien accueilli lors de mes séjours software à Caen et je pense qu'on était bien plus que de "*simples collègues*". Vivement les J.O. d'hiver d'Aussois : on est maintenant prêt pour la descente en luge ! Gwenaëlle, c'est avec plaisir que je t'ai vu arriver au LAL après ta thèse NEMO à Bordeaux. Nous avons formé une bonne équipe BiPo et les séjours à Modane étaient moins difficiles avec toi, grâce à ton humour et tes talents culinaires en conditions extrêmes : "*spaghettis sauce poivre blanc à la LSM*". Mais nos compétences réelles se sont révélées dans le renseignement !

J'aimerais aussi remercier tous les physiciens du LAL avec qui j'ai pu discuter et apprendre durant ces années de thèse, et qui sont trop nombreux pour être tous cités ici. Merci à Marie-Hélène d'avoir été ma tutrice et de m'avoir accompagné durant cette thèse ; Bernard, pour ton expérience des photomultiplicateurs et pour les nombreux tests que je t'ai donné à faire ; Jean-Eric, pour toutes les connaissances de physique du neutrino que tu m'as enseignées. Merci également aux plus jeunes que j'ai appris à connaître pendant ma thèse : Xavier, Caroline, Nicolas, Jean-Baptiste, Eve, François, Matthieu.

Merci à toutes les équipes du LAL : informatique, électronique, mission, secrétariat scientifique, bibliothèque, SILS et à la formidable équipe BiPo du SDTM : Jacques, Stéphane, Christian, Etienne, Matthieu, Alexandre, Jean, Jacques et Jocelyne. On a construit BiPo1 ensemble, dans une ambiance amicale, et vous êtes pour beaucoup dans les résultats obtenus dans cette thèse. Enfin, un grand merci à Geneviève de t'être si bien occupée de moi au labo et aussi pour tous les bonbons !

Je souhaite maintenant remercier tous les enseignants de l'Université de Paris 12 Val de Marne avec qui j'ai travaillé durant mes 3 années de Monitorat. Merci Alain de m'avoir donné l'opportunité d'encadrer les travaux pratiques d'Initiation à la Physique Quantique au niveau L3. Je remercie toute l'équipe d'Optique : Jacques, Jean-Guillaume et Monique, grâce à qui j'ai pu découvrir tous les aspects de l'enseignement universitaire. Un remerciement plus particulier

pour Jean-Guillaume et Jacques pour votre encadrement durant ces 3 années, j'aurai aimé être moins loin de l'université pour vous voir plus souvent. Je tiens enfin à te remercier Mokhtar, pour ton aide indispensable durant tous les travaux pratiques et leurs préparations, mais aussi pour toutes les discussions enrichissantes que nous avons pu avoir.

Je remercie également toute l'équipe du CIES Jussieu et Michel Landau, son directeur, pour le travail que vous avez effectué afin de toujours nous proposer des formations de qualités qui ont été pour moi un véritable plus durant ma thèse mais également une ouverture personnelle.

Je souhaite également remercier T. Lasserre et H. de Kerret pour leur accueil chaleureux au sein de la collaboration Double Chooz, ainsi que Fumihiko Suekane de m'avoir intégré à son groupe de l'Université de Tohoku à Sendai.

Je voudrais remercier les enseignants qui ont compté pour moi et qui m'ont donné l'envie de faire de la physique et de l'enseigner. M. Rivière du Lycée Michelet ; X. Quélin de l'UVSQ dont les TD d'électromagnétisme et de mécanique quantique resteront des exemples pour moi ; J. Nasser pour m'avoir fait découvrir et apprécier la relativité et la mécanique quantique. Enfin, un grand merci à Nimet Frascaria qui m'a beaucoup aidé dans mon parcours à Orsay. C'est en partie grâce à votre cours de physique nucléaire et de physique des particules que je suis arrivé en thèse en physique du neutrino.

Mes remerciements les plus sincères vont naturellement à ma mère, qui s'est certainement faite plus de soucis que moi durant toutes mes études. Si je suis arrivé jusque là, c'est grâce à tous les efforts et sacrifices que tu as dû faire, je t'en suis extrêmement reconnaissant.

Magali, merci du fond du coeur de m'avoir soutenu, encouragé et aimé depuis tant d'années. Tu as supporté cette thèse autant que moi et ton aide a été inestimable. Nous allons maintenant pouvoir reprendre les projets que nous avons mis de côté : installer l'étagère de la cuisine (qui traîne dans l'entrée depuis 6 mois), remettre les rideaux dans la chambre, s'occuper des ampoules qui décoorent directement les murs... Je suis heureux de partager ta vie.

Je pense maintenant à toute ma famille pour qui j'ai été plutôt absent ces dernières années, mais je sais que vous avez toujours été derrière moi. Je remercie plus spécialement mes grands-parents qui ont comblé certains manques dans ma vie, je vous exprime aujourd'hui toute ma gratitude. Merci également à Marie-Claude, Bruno et Eddy que je considère comme ma famille.

Je remercie enfin les parents de Magali, Clémence et Antoine de m'avoir accueilli si chaleureusement dans leur famille, j'y est trouvé du réconfort et du soutien durant toutes mes années d'études. Merci également à la grand-mère de Magali et à sa très grande famille.

Je voudrais maintenant remercier mes amis. Je pense d'abord à mes amis de toujours, ou presque : Antonin, Matthias, Thibault, Ronan et Pierre. *Spéciale dédicace* à Pierre et Ronan de m'avoir motivé à venir me défouler à la piscine.

Mes amis du BAC, Hélène, tu m'as manqué ces dernières années. Roman et Marthe, je suis heureux de vous voir mariés aujourd'hui !

Je pense aussi à mes premiers amis de fac, Philippe et Julie. Grâce à vous, venir en cours à Versailles tous les jours fut un réel plaisir. A mes amis de Maîtrise à Orsay : Guillaume, Laura,

Bérénice, Adeline et Pascal.

Mes années de fac se sont terminées en apothéose ou en apocalypse (je ne sais pas quel terme correspond le mieux) grâce à cette “bande de oufs” du Master 2 NPAC : Christophe, Marine, Rémy, Vincent, Iro, Armand, Mehdi, Marion, Justine et Nicolas. Cette année avec vous m’a certainement permis d’aborder plus facilement les dures années qui ont suivi.

Enfin, mes amis de thèse (OK ce sont presque les mêmes qu’en Master...). Christophe, maintenant qu’on va être docteur et après nos premiers essais concluants, on peut remplacer Fred et Jamy! Un grand merci à Marine, pour ton énergie et ta motivation qui nous ont permis de parfois sortir la tête du travail, mais aussi pour avoir su rassembler les troupes pour les séjours au ski. Mon pote l’expert : Nikola, je te laisse seul désormais pour de nouvelles missions et pardon pour les coups qui tu méritais. Les autres que je n’ai malheureusement pas assez vu à cause de la distance ou des déplacements fréquents : Rémy, Vincent, Iro et Armand, tu as été le premier docteur d’entre nous tous : bravo!

Je termine par une pensée pour une petite étoile...

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	9
1 Modèle Standard et physique du neutrino	11
1.1 Modèle Standard	11
1.1.1 Les fermions élémentaires	11
1.1.2 Les interactions et leurs bosons	12
1.1.3 Symétries de jauge	12
1.1.4 Masse des particules	18
1.1.5 Limitations du Modèle Standard	21
1.2 Masse des neutrinos	22
1.2.1 Introduction	22
1.2.2 Neutrinos de Dirac	23
1.2.3 Neutrinos de Majorana	23
1.2.4 Mécanisme de la bascule	25
1.2.5 Mélange de neutrinos	26
1.2.6 Oscillations de neutrinos et conversion de saveur dans la matière	28
1.2.7 Mesures directes	37
1.3 Double désintégration bêta	40
1.3.1 Double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$)	41
1.3.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$)	43
1.3.3 Les éléments de matrice nucléaires	45
1.3.4 Lien entre masse effective et mélange des neutrinos	47
1.4 Conclusion	50
I Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3	51
2 L'expérience NEMO et le détecteur NEMO 3	53
2.1 Etat des lieux expérimental en double bêta	53
2.1.1 Résultats obtenus en ^{76}Ge	54
2.1.2 Les expériences en cours	56
2.2 But et principe de l'expérience NEMO 3	58

2.2.1	Bruits de fond	59
2.3	Le détecteur NEMO 3	62
2.3.1	Description générale	62
2.3.2	Feuilles source du détecteur NEMO 3	65
2.3.3	Calorimètre de NEMO 3	66
2.3.4	Détecteur de traces de NEMO 3	68
2.3.5	Blindages	69
2.3.6	Bruit de fond dû au radon	70
2.3.7	Electronique et acquisition	71
2.4	Calibrations du détecteur NEMO 3	75
2.5	Les résultats obtenus avec le détecteur NEMO 3	76
3	Reconstruction et analyse des données NEMO 3	81
3.1	Reconstruction des événements dans NEMO 3	81
3.1.1	Traces des particules	81
3.1.2	Identification des particules dans NEMO 3	83
3.1.3	Energies des particules	83
3.1.4	Temps d'arrivée des particules	85
3.1.5	Analyse de temps de vol	86
3.1.6	Temps de vol et corrections laser des TDC	89
3.1.7	Coupures systématiques	91
3.2	Bruit de fond externe au détecteur NEMO 3	93
3.2.1	Electrons traversants	93
3.2.2	Un électron et un photon	95
3.3	Bruit de fond interne au détecteur NEMO 3	97
3.3.1	Un électron et un α interne	97
3.3.2	Un électron interne	97
3.3.3	Un électron et un photon interne	101
3.4	Etude du canal à deux électrons internes	102
3.5	Conditions de prise de données	103
3.6	Outils d'analyse	103
3.6.1	Base de données	103
3.6.2	Outils C++	104
3.6.3	Simulations	105
4	Double désintégration bêta du ^{130}Te	107
4.1	L'isotope ^{130}Te	107
4.1.1	L'isotope ^{130}Te dans NEMO 3	108
4.2	Bruit de fond pour le processus $2\beta 2\nu$	109
4.2.1	Bruit de fond externe	110
4.2.2	Bruit de fond interne	118
4.3	Double désintégration bêta permise $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te	128
4.3.1	Principe de la mesure du processus $2\beta 2\nu$	128
4.3.2	Incertitudes sur la mesure du processus $2\beta 2\nu$	129

4.3.3	Incertitudes systématiques liées à l'expérience NEMO 3	130
4.3.4	Mesure du processus $2\beta 2\nu$	130
4.3.5	Réjection du bruit de fond de la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te	133
4.3.6	Bruit de fond du ^{234m}Pa pour la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te	139
4.3.7	Mesure finale du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te	139
4.3.8	Extraction de l'élément de matrice nucléaire associé au processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te	144
4.4	Double désintégration bêta interdite $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te	145
4.5	Conclusion	150
II	R&D du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo	153
5	Le projet SuperNEMO	155
5.1	SuperNEMO	156
5.1.1	Description générale	156
5.1.2	Calorimètre	159
5.1.3	Détecteur de traces	163
5.1.4	Feuilles source et radiopureté	164
5.1.5	Sensibilité attendue pour SuperNEMO	165
5.1.6	Bilan actuel pour la R&D SuperNEMO	167
5.2	Panorama de quelques projets	167
5.3	Conclusion	171
6	Le détecteur BiPo	173
6.1	Intérêt d'un détecteur BiPo	173
6.1.1	Principe	174
6.1.2	Bruits de fond	174
6.1.3	Les deux géométries étudiées	176
6.1.4	Scintillateurs phoswich	177
6.1.5	Efficacité d'un détecteur BiPo	178
6.1.6	Sensibilité attendue	182
6.2	Conclusion	184
7	Prototype BiPo1	187
7.1	Description générale	187
7.1.1	Radiopureté du prototype	188
7.1.2	Assemblage des capsules	189
7.1.3	Electronique et acquisition	190
7.2	Reconstruction des données	191
7.2.1	Filtrage des données	194
7.3	Etalonnages	196
7.3.1	Banc de tests scintillateurs au LAL	196
7.3.2	Etalonnage des capsules au LSM	198
7.4	Suivi du gain des photomultiplicateurs	200

7.5	Discrimination e^-/α	203
7.6	Résultats	207
7.6.1	Prises de données au LSM	207
7.6.2	Première capsule	208
7.6.3	Mylar aluminisé	211
7.6.4	Radiopureté en volume	212
7.6.5	Coïncidences fortuites	213
7.6.6	Radiopureté de surface	215
7.6.7	Résumé des résultats obtenus avec le prototype BiPo1	218
7.6.8	Perspectives	219
	Conclusion	221
	Bibliographie	222
	Résumé et abstract	226

Introduction

L'existence du neutrino est théoriquement postulée en 1930 par W. Pauli pour sauver la conservation de l'énergie dans la désintégration bêta : "*I have done something bad today by proposing a particle that cannot be detected; it is something no theorist should ever do.*", les physiciens pensent initialement que la masse des neutrinos est inférieure à celle de l'électron, et on envisage même qu'elle soit nulle. Bien que les sections efficaces d'interaction soient très faibles, le neutrino a finalement pu être détecté en 1956 par C. L. Cowan et F. Reines auprès d'un réacteur nucléaire. Par la suite, les expériences de détection de neutrinos ont montré qu'il existait en fait 3 saveurs de neutrinos : électronique, muonique et tauique, chacune associée au fermion chargé avec lequel le neutrino est produit par interaction faible. Malgré ces avancées, le neutrino échappe encore à notre compréhension.

Aujourd'hui, la physique des particules et des interactions fondamentales est décrite par le Modèle Standard, qui a toujours été validé par les résultats expérimentaux. Dans ce modèle, les neutrinos sont des particules de masse nulle, puisque les limites obtenues sur cette masse montrent qu'elle est négligeable par rapport à celles des autres fermions du Modèle Standard. Pourtant, depuis la fin des années 90, de nombreuses expériences ont prouvé que les neutrinos sont massifs à cause des oscillations de saveur qu'elles ont observées. La théorie de la masse des neutrinos est donc aujourd'hui, la première évidence d'une physique au delà du Modèle Standard.

Le premier chapitre de cette thèse présente le Modèle Standard et explique comment les neutrinos échappent à la description qu'il propose. On cherche ensuite à comprendre comment décrire des neutrinos massifs en fonction de leur nature (Dirac ou Majorana) mais aussi à expliquer, par le mécanisme de la bascule, comment leurs masses peuvent être aussi faibles. La double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ est reconnue comme le meilleur moyen expérimental actuel pour tester la nature Majorana des neutrinos : sa description fait l'objet de la dernière partie de ce premier chapitre.

Après cette introduction théorique, la thèse comporte deux parties. La première partie traite de l'analyse des données de l'expérience NEMO 3 à travers 3 chapitres, dans l'objectif de mesurer la double désintégration bêta du ^{130}Te .

Le chapitre 2 dresse le bilan des résultats actuels concernant l'observation de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$, et rappelle notamment le résultat controversé présenté par H. V. Klapdor-Kleingrothaus de la première évidence auprès de l'expérience Heidelberg-Moscou. On présente ensuite les deux expériences qui prennent actuellement des données : CUORICINO et NEMO 3. La description de cette dernière est alors approfondie,

puisque la fin de ce second chapitre présente le détecteur, les bruits de fond, les calibrations et une partie des résultats obtenus.

Le chapitre 3 se concentre plus particulièrement sur l'analyse de données de l'expérience NEMO 3. On y présente les méthodes utilisées telles que la reconstruction des événements ou l'analyse de temps de vol des particules. On détaille ensuite les différents canaux d'analyse qu'offre l'expérience NEMO 3 et qui seront utilisés pour les mesures.

Le chapitre 4, dernier de cette première partie, regroupe, après un rappel des motivations et difficultés de l'étude de la double désintégration bêta du ^{130}Te , l'ensemble des mesures qui ont été réalisées au cours de cette thèse. On détermine les bruits de fond externes et internes, ce qui permet la mesure de la double désintégration bêta avec émission de neutrinos $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . L'étude se termine par la recherche du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ pour le même isotope.

La seconde partie de cette thèse, comportant également 3 chapitres, décrit le projet SuperNEMO, successeur de NEMO 3, l'étude d'un détecteur BiPo et le développement du prototype BiPo1.

Le chapitre 5 présente les différents aspects de la phase de R&D de SuperNEMO qui correspondent aux améliorations à apporter à la future expérience par rapport à NEMO 3. On y souligne la difficulté que représente la mesure de la radiopureté des feuilles sources et la nécessité de développer un détecteur BiPo dédié à cette mesure. On dresse ensuite le bilan à mi-parcours de cette phase de R&D de 3 ans, fixée pour déterminer la faisabilité de SuperNEMO. Les objectifs du projet SuperNEMO sont finalement confrontés à un ensemble de projets, qui sont également présentés dans ce chapitre.

Le chapitre 6 est dédié à l'étude d'un détecteur BiPo. Afin d'identifier les contaminations des principaux bruits de fond des feuilles sources de SuperNEMO (^{208}Tl et ^{214}Bi) pour la recherche d'événements $2\beta 0\nu$, la mesure repose sur la détection des processus BiPo des chaînes de désintégration de la radioactivité naturelle. On explique dans ce chapitre le principe expérimental de recherche des cascades BiPo, les bruits de fond associés, et les sensibilités déterminées à partir de simulations en fonction des différents bruits de fond.

Le dernier chapitre de cette thèse présente le développement et les résultats du prototype BiPo1 dédié à la mesure des bruits de fond pour un détecteur BiPo, afin d'en déterminer la sensibilité de mesure des feuilles sources de SuperNEMO. Le prototype est décrit depuis sa conception jusqu'à sa mise en fonctionnement au Laboratoire Souterrain de Modane. On présente ensuite les méthodes de reconstruction des événements et d'analyse relatifs à l'acquisition utilisée. Finalement, l'ensemble des résultats de mesure de bruits de fond, la sensibilité que l'on peut atteindre avec la technique BiPo1, ainsi que les améliorations possibles sont donnés dans ce chapitre.

Chapitre 1

Modèle Standard et physique du neutrino

Sometimes I think the surest sign that intelligent life exists elsewhere in the universe is that none of it has tried to contact us.

B. Watterson, "Calvin and Hobbes"

1.1 Modèle Standard

Le Modèle Standard est la théorie qui décrit les constituants élémentaires de la matière, qui sont des fermions, et les interactions qui les gouvernent. Ces interactions sont véhiculées par des particules messagères, les bosons. C'est une théorie quantique des champs qui concilie la mécanique quantique et la relativité restreinte, toutes deux nécessaires à la description de la physique des particules. Les interactions décrites par le Modèle Standard sont les interactions forte, électromagnétique et faible. Chaque interaction est déterminée par un groupe de jauge et une symétrie locale des champs représentant les particules. C'est ce groupe de jauge qui fixe les interactions et les bosons associés sont les générateurs du groupe. Les interactions électromagnétique et faible ont pu être unifiées en une seule interaction électrofaible du fait du mélange entre les bosons de jauge neutres : c'est le Modèle de Glashow-Salam-Weinberg. L'interaction forte reste découplée. Le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ représente le Modèle Standard dans son ensemble.

1.1.1 Les fermions élémentaires

Les fermions sont des particules de spin demi-entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. C'est-à-dire qu'ils répondent au principe d'exclusion de Pauli qui stipule que deux fermions identiques ne peuvent être simultanément dans le même état quantique. C'est à cause de cette impénétrabilité que les fermions constituent la matière. Les fermions du Modèle Standard sont tous de spin 1/2 et sont regroupés suivant trois générations et deux catégories : leptons et quarks (TAB. 1.1). Les particules de la première génération sont les plus légères et sont stables, elles constituent la matière ordinaire. Les autres particules sont instables et décroissent vers la première génération. A chaque particule est associée une antiparticule de nombres quantiques internes opposés.

leptons			quarks		
	Masse	Charge		Masse	Charge
e (électron)	511 keV	-1	u (up)	1,5 à 3 MeV	+2/3
ν_e	< 2,3 eV	0	d (down)	3 à 7 MeV	-1/3
μ (muon)	105,66 MeV	-1	c (charm)	$1,25 \pm 0,09$ GeV	+2/3
ν_μ	< 190 keV	0	s (strange)	95 ± 25 MeV	-1/3
τ (tau)	1,777 GeV	-1	t (top)	$174,2 \pm 3,3$ GeV	+2/3
ν_τ	< 18,2 MeV	0	b (bottom)	$4,20 \pm 0,07$ GeV	-1/3

TAB. 1.1 – Masse et charge électrique (en unités de la charge élémentaire e) des particules élémentaires divisées en deux catégories et trois générations [1].

1.1.2 Les interactions et leurs bosons

Les interactions permettent de lier entre elles les particules pour former la matière, sous forme d'atomes par exemple. Les interactions fondamentales sont au nombre de quatre, classées par intensité décroissante :

1. **l'interaction forte** maintient entre eux les quarks pour former des baryons (trois quarks ou antiquarks) comme le proton ou des mésons (paire quark-antiquark) comme les pions. Elle agit également sur les gluons, mais pas sur les leptons. Elle est responsable de la cohésion des noyaux atomiques.
2. **l'interaction électromagnétique** est l'interaction entre toutes particules électriquement chargées. Elle agit donc sur les quarks et les leptons chargés. Elle permet la cohésion des atomes en liant les électrons au noyau.
3. **l'interaction faible** est responsable des désintégrations radioactives et du mélange des quarks. Les neutrinos étant des leptons électriquement neutres, ils ne sont soumis qu'à cette interaction.
4. **l'interaction gravitationnelle** décrit l'attraction des corps massifs. Aux énergies actuelles, elle est négligeable pour la physique des particules. De plus, il n'existe pas encore de théorie quantique de la gravitation qui soit renormalisable, elle n'est donc pas prise en compte dans le Modèle Standard.

Ces interactions sont véhiculées par des bosons qui sont échangés par les particules qui interagissent (TAB. 1.2). Ce sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein et qui ne sont pas soumises au principe d'exclusion de Pauli et peuvent donc pénétrer la matière. La portée de ces interactions est inversement proportionnelle à la masse des bosons qui les véhiculent.

1.1.3 Symétries de jauge

Pour étudier la physique des particules nous devons nous placer dans le cadre de la physique quantique relativiste. Il existe deux généralisations relativistes de l'équation de Schrödinger :

Interaction	Boson(s)	Masse(s) (GeV)	Constante de couplage
forte	8 gluons	0	$\alpha_s \sim 1$
électromagnétique	photon	0	$\alpha = 1/137$
faible	Z^0	$91,1876 \pm 0,0021$	$\sim 10^{-5}$
	W^\pm	$80,403 \pm 0,029$	

TAB. 1.2 – *Les bosons du Modèle Standard, messagers des interactions.*

- L'équation de Klein-Gordon qui décrit les bosons scalaires (de spin nul) :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m_\phi^2)\phi = 0 \quad (1.1)$$

où ϕ est la fonction d'onde qui représente le champ scalaire de masse m_ϕ .

- L'équation de Dirac qui décrit les fermions de spin 1/2, donc les fermions du Modèle Standard :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_\psi)\psi = 0 \quad (1.2)$$

où les γ^μ sont les 4 matrices (4×4) de Dirac et ψ est la fonction d'onde qui représente le fermion de masse m_ψ en théorie quantique des champs. C'est un vecteur à quatre composantes appelé spineur de Dirac, chaque composante correspondant aux particules et antiparticules, avec deux valeurs possibles de chiralité gauche ou droite¹. Les neutrinos massifs font exception à cette description comme nous le verrons par la suite (SEC. 1.2).

Le principe de base des théories de jauge est l'invariance locale de phase des champs de fermions. La transformation locale de jauge implique l'introduction de boson(s) et fixe l'interaction comme nous allons le voir. L'électrodynamique quantique est à la base des théories de jauge qui ont permis de construire le Modèle Standard de la physique des particules.

1.1.3.1 Electrodynamique quantique (QED)

Afin de faire apparaître les symétries, il est plus courant de décrire les champs dans le formalisme Lagrangien que d'après l'équation de Dirac (EQN. 1.2). Le Lagrangien de Dirac s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_\psi)\psi \quad (1.3)$$

En appliquant l'équation du mouvement d'Euler-Lagrange à ce Lagrangien on retrouve l'équation de Dirac. Ce Lagrangien est invariant sous une transformation de phase : $\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x)$, où α est un paramètre continu. Cette transformation forme le groupe Abélien $U(1)$ ². Le choix de fixer ce paramètre α égal à la charge électrique élémentaire e , permet de démontrer la conservation de la charge électrique [4].

¹Projections chirales : $\psi = (P_L + P_R)\psi = (\frac{1}{2}(1 - \gamma_5) + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5))\psi = \psi_L + \psi_R$ où γ_5 est le produit des matrices de Dirac : $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$.

²Le groupe unitaire $U(N)$ est le groupe des matrices $N \times N$ unitaires ($UU^\dagger = U^\dagger U = 1$).

Si on demande une invariance locale de phase, le paramètre α dépend de l'espace et du temps et la transformation de jauge s'écrit alors :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.4)$$

Dans ce cas, le Lagrangien de Dirac (EQN. 1.3) n'est plus invariant sous une telle transformation (la dérivation ajoute un terme $-\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x)$ à \mathcal{L}). Il est possible de restaurer cette invariance en utilisant la dérivation covariante³, mais il faut alors introduire un champ de jauge vectoriel A_μ tel que :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu \quad (1.5)$$

où q est la charge électrique du fermion en unités de la charge électrique élémentaire e (constante de couplage de l'interaction électromagnétique) et A_μ est le champ du photon qui permet d'absorber le terme supplémentaire en se transformant comme :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.6)$$

Ainsi nous retrouvons un Lagrangien invariant sous la transformation de jauge locale U(1). Mais surtout un terme d'interaction a été introduit, ce qui explique l'interaction électromagnétique au niveau des vertex (FIG. 1.1).

$$\mathcal{L}_{int} = -q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (1.7)$$

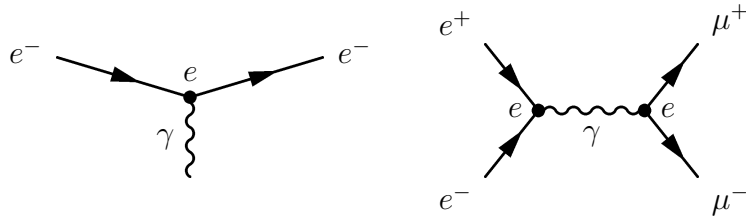


FIG. 1.1 – Exemples de processus électromagnétiques en QED.

Comme le champ A_μ est celui du photon, nous devons ajouter un terme cinétique qui conduise aux équations de Maxwell [5] et qui soit invariant, c'est le tenseur électromagnétique :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.8)$$

Un terme de masse du type $m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ est interdit car il n'est pas invariant : le photon est donc de masse nulle. Finalement, on retrouve le Lagrangien de la QED qui décrit les processus électromagnétiques :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m_\psi)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.9)$$

Imposer l'invariance de jauge locale U(1) au Lagrangien des fermions libres permet d'introduire un boson de jauge de masse nulle : le photon. Mais surtout, ceci spécifie de manière unique la nature de l'interaction électromagnétique entre le photon et les fermions (EQN. 1.7) [6] et sa constante de couplage e . De plus cette invariance impose la conservation de la charge électrique. C'est ce principe d'invariance de phase en QED qui a servi de modèle pour décrire par la suite les interactions forte et faible.

³La dérivée covariante possède la même transformation de jauge que le champ ψ (EQN. 1.4) : $D_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi$.

1.1.3.2 Chromodynamique quantique (QCD)

En reproduisant le même schéma d'invariance de jauge locale qu'en QED, il est possible de déterminer le Lagrangien de la QCD. Le groupe $U(1)$ est remplacé par le groupe $SU(3)$ ⁴ de transformation des phases de couleur des quarks. Le point de départ est toujours le Lagrangien de Dirac (EQN. 1.3). Puisque la QCD décrit l'interaction forte, seuls les quarks sont concernés. Le champ des quarks de saveur q et d'une des trois couleurs i (R,G,B) est noté q_i et se transforme comme :

$$q_i(x) \rightarrow e^{i\alpha_a(x)\lambda_a/2} q_i(x) \quad (1.10)$$

où les huit $(3^2 - 1)$ générateurs $\lambda_a/2$ sont les matrices (3×3) de Gell-Mann ; la somme sur les indices est implicite. Le groupe $SU(3)$ est non-Abélien et les relations de commutation sont :

$$\left[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda_c}{2} \quad (1.11)$$

où f_{abc} sont les constantes de structure du groupe.

Comme en QED, il est nécessaire d'introduire des champs de jauge G_μ^a représentant les huit gluons, afin de définir la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a \quad (1.12)$$

où g_s est la constante de couplage de l'interaction forte. La transformation des champs de jauge (EQN. 1.6), comme appliquée pour la QED, ne produit plus un Lagrangien invariant. En effet, le terme ajouté par la dérivation est bien absorbé mais le terme d'interaction $-g_s \bar{q}_i \gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} q_j G_\mu^a$ n'est pas invariant sous la transformation de phase (EQN. 1.10) puisque le groupe $SU(3)$ est non-Abélien (EQN. 1.11). Il faut alors ajouter un troisième terme à la transformation des G_μ^a pour restaurer l'invariance [4] :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \alpha_a - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (1.13)$$

Les termes cinétiques invariants pour les bosons de jauge sont ensuite ajoutés à partir du tenseur :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.14)$$

Pour des raisons d'invariance il est nécessaire que les gluons, comme le photon en QED, aient une masse nulle. Finalement le Lagrangien QCD s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m_{q_i}) q_i - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

Ici encore, imposer l'invariance de jauge locale $SU(3)$ des phases de couleur, permet de construire le Lagrangien de la QCD. La conséquence de cette invariance est la conservation des charges de couleur. L'interaction entre les gluons et les quarks ainsi que la constante de couplage g_s sont également fixées. Mais surtout cette invariance crée une interaction entre les gluons eux-mêmes (FIG. 1.2), introduite par le troisième terme dans (EQN. 1.14). Ceci vient du fait que les gluons portent eux-mêmes des charges de couleur (contrairement au photon qui ne porte pas de charge électrique).

⁴Le groupe spécial unitaire $SU(N)$ est le groupe des matrices $N \times N$ unitaires de déterminant égal à 1.

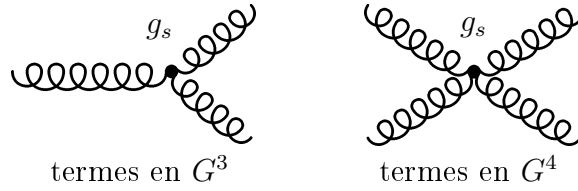


FIG. 1.2 – Exemples de diagrammes d'interaction gluon-gluon en QCD.

1.1.3.3 Modèle électrofaible

Il est possible de décrire l'interaction faible, comme nous l'avons fait précédemment pour la QED et la QCD, à partir d'une symétrie de jauge locale du groupe $SU(2)$. Mais nous avons vu que ces développements requièrent que les bosons de jauge ne soient pas massifs. Or le tableau (TAB. 1.2) montre que les bosons de jauge de l'interaction faible sont massifs. Il faut alors recourir à la brisure spontanée de symétrie et au mécanisme de Higgs pour générer ces masses et conserver une symétrie de jauge pour que la théorie soit renormalisable. Le développement de l'interaction faible ne sera pas présenté ici, contrairement au modèle d'unification des théories électromagnétique et faible dans lequel le mécanisme de Higgs est utilisé.

Le modèle électrofaible de GSW (Glashow-Salam-Weinberg), construit comme une théorie de jauge invariante sous des transformations d'isospin faible $SU(2)_L$ et d'hypercharge faible $U(1)_Y$, permet d'unifier les interactions électromagnétique et faible. En le complétant par le mécanisme de Higgs, nous verrons qu'il est possible de générer les masses des bosons de l'interaction faible.

Les fermions du Modèle Standard sont regroupés en doublets de chiralité gauche d'isospin faible $T = 1/2$ et en singulets de chiralité droite ayant $T = 0$ (voir note de bas de page numéro 1) :

$$\begin{array}{l}
 T = 1/2 \quad \left\{ \begin{array}{l} T^3 = +1/2 \\ T^3 = -1/2 \end{array} \right. \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \\
 T = 0 \quad \quad \quad e_R \quad \quad \mu_R \quad \quad \tau_R \quad \quad u_R \ d_R \quad c_R \ s_R \quad t_R \ b_R
 \end{array}$$

Dans cette représentation les neutrinos droits ν_R sont absents du Modèle Standard. A cause du mélange faible, les états propres de masse (d , s et b) de quarks ne sont pas les états propres de saveur (d' , s' et b') qui sont soumis à l'interaction faible. Les relations entre ces états sont données par la matrice CKM unitaire (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [1]-11 :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Les éléments de cette matrice décrivent les transitions entre les différentes saveurs de quarks.

Pour construire la théorie électrofaible, il faut réutiliser l'invariance de jauge locale en transformant les champs des fermions. Puisque les champs gauche et droit ont un isospin faible T différent, ils subissent des transformations de phase différentes⁵ :

$$\psi_{L,R} \rightarrow e^{i\boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\mathbf{T}+i\beta(x)Y} \psi_{L,R} \quad (1.17)$$

où $\mathbf{T} = T\boldsymbol{\tau}/2$ sont les générateurs de $SU(2)_L$, les $\boldsymbol{\tau}$ sont les trois matrices de Pauli pour l'isospin et Y est l'hypercharge faible de $U(1)_Y$. La projection T^3 de la troisième composante de l'isospin faible T et l'hypercharge sont liées à la charge électrique Q de la particule élémentaire par :

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (1.18)$$

De même, la dérivée covariante s'applique différemment sur les champs gauches et droits :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \quad (1.19)$$

où g et g' sont les deux constantes de couplage de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Il faut ensuite quatre bosons de jauge comme générateurs du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$: trois champs de jauge \mathbf{W}_μ pour $SU(2)_L$ et un champ de jauge B_μ pour $U(1)_Y$. Ils se transforment comme :

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_\mu &\rightarrow \mathbf{W}_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{W}_\mu \\ B_\mu &\rightarrow B_\mu + \frac{1}{g'}\partial_\mu\beta \end{aligned} \quad (1.20)$$

et ont pour termes cinétiques les tenseurs invariants :

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{\mu\nu} &= \partial_\mu\mathbf{W}_\nu - \partial_\nu\mathbf{W}_\mu - g\mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{aligned} \quad (1.21)$$

Les termes de masse pour les bosons de jauge sont toujours interdits par l'invariance. Le Lagrangien électrofaible s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \overline{\psi}_L i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \psi_L &+ \overline{\psi}_R i\gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \psi_R \\ &- \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\mathbf{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Les termes de masse des fermions $m_\psi\overline{\psi}\psi = m_\psi(\overline{\psi}_R\psi_L + \overline{\psi}_L\psi_R)$ sont absents de ce Lagrangien car ils brisent l'invariance de jauge (isospin T nul pour le singulet ψ_R). L'unification des interaction électromagnétique et faible est un premier pas vers les théories de grande unification, mais la masse des fermions élémentaires est absente de cette théorie électrofaible. De plus, les bosons de jauge ne sont toujours pas massifs. Pour restaurer ces masses, il faut recourir à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et au mécanisme de Higgs.

⁵La notation vectorielle en gras signifie : $\boldsymbol{\alpha}(x) \cdot \mathbf{T} = \alpha_a(x)T^a = \alpha^a(x)T_a$

1.1.4 Masse des particules

Le mécanisme de Higgs est une méthode implémentée pour accompagner la brisure spontanée de symétrie. La brisure de symétrie consiste à choisir un état fondamental qui ne présente plus la symétrie de la théorie. C'est un moyen de générer la masse des bosons de jauge tout en conservant les invariances. Notons que la brisure spontanée de symétrie génère des bosons de masses nulles qui s'ajoutent à la théorie, néanmoins ces bosons sont absorbés par un rephasage dans le mécanisme de Higgs.

1.1.4.1 Mécanisme de Higgs

Il faut introduire dans la théorie un doublet complexe $SU(2)_L$ de champ scalaire et d'hypercharge faible unité ($Y = 1$) pour que les nombres quantiques permettent un couplage avec les champs ψ_L et ψ_R (FIG. 1.3).

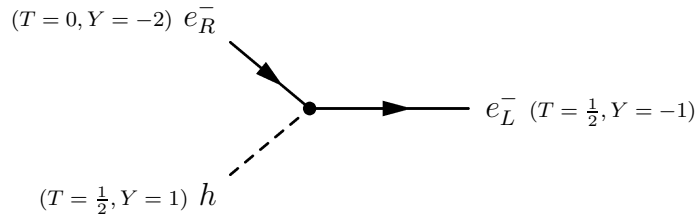


FIG. 1.3 – Diagramme d'interaction du boson de Higgs avec un champ leptonique.

De manière générale un tel doublet s'écrit :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

et le Lagrangien qu'il faut ajouter à la théorie pour un tel champ est :

$$\mathcal{L} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.24)$$

où la dérivée covariante est celle de (EQN. 1.19) et $V(\phi^\dagger \phi)$ est le potentiel utilisé pour briser la symétrie :

$$V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.25)$$

En choisissant $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, la valeur attendue du vide n'est plus le minimum de V en $\phi_0 = 0$ mais devient :

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.26)$$

Ce potentiel ne respecte plus les symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est spontanément brisé en $SU(2)$ et $U(1)_{QED}$ puisque l'opérateur charge électrique Q annihile ϕ_0 (EQN. 1.18 et 1.26). On retrouve alors le champ A_μ de QED associé au photon qui reste de masse nulle et la charge électrique est conservée (SEC. 1.1.3.1).

1.1.4.2 Masse des bosons

Les perturbations autour du vide font apparaître les masses des trois bosons restants. Ces fluctuations sont paramétrisées par :

$$\phi_0 = e^{i\xi(x)\cdot\tau/2v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \xrightarrow{jauge} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h(x) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

Les bosons ξ sont jaugés avec des transformations du type (EQN. 1.17 et 1.20) en prenant $\alpha(x) = \frac{1}{v}\xi(x)$ et $\beta(x) = 0$, et seul le boson de Higgs h massif reste. On réinjecte ϕ_0 dans le Lagrangien (EQN. 1.24) pour obtenir :

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu h)^\dagger (\partial_\mu h) - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 + \frac{1}{2}m_{W^\pm}^2 ((W_\mu^+)^2 + (W_\mu^-)^2) + \frac{1}{2}m_{Z^0}^2 (Z^0)^2 + interactions \quad (1.28)$$

où les quatre bosons de jauge sont redéfinis par :

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\ Z_\mu^0 &= \frac{-gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ A_\mu &= \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (1.29)$$

avec les masses :

$$m_h = \sqrt{-2\mu^2} \quad m_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \quad m_{Z^0} = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \quad \text{et toujours} \quad m_\gamma = 0 \quad (1.30)$$

Les relations sont parfois exprimées en fonction de l'angle de mélange électrofaible θ_W qui relie les constantes de couplage :

$$\cos \theta_W = \frac{m_{W^\pm}}{m_{Z^0}} \quad e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (1.31)$$

La théorie comporte alors un champ scalaire massif h , deux bosons de jauge W^\pm électriquement chargés et massifs et deux bosons de jauge neutres, Z^0 massif et γ non massif décrit par A_μ . Deux nouvelles constantes de couplage g et g' apparaissent pour les groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Elles sont liées à la constante de couplage e de la QED. Les masses des bosons ont ainsi été générées par la brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs. Nous avons vu que le photon reste de masse nulle et que le vide est électriquement neutre.

1.1.4.3 Masse des fermions élémentaires

Les masses des fermions élémentaires sont données dans le tableau (TAB. 1.1). Nous avons vu que les termes de masse $m_\psi(\overline{\psi}_R\psi_L + \overline{\psi}_L\psi_R)$ sont interdits par le modèle électrofaible pour des raisons d'invariance. Par contre, le doublet de Higgs utilisé pour générer la masse des bosons permet aussi de générer les masses des fermions. Cependant la situation est différente pour les leptons et les quarks.

Il faut ajouter à la théorie un terme invariant de jauge décrivant l'interaction du fermion ψ avec le champ scalaire ϕ , donné par le couplage de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_\psi(\overline{\psi}_L\phi\psi_R + \overline{\psi}_R\phi^\dagger\psi_L) \quad (1.32)$$

Pour les leptons $\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L$ et $\psi_R = l_R$, le doublet de Higgs (EQN. 1.27) est injecté dans ce Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\frac{G_l v}{\sqrt{2}}\bar{l}l - \frac{G_l}{\sqrt{2}}h\bar{l}l \quad (1.33)$$

Le premier terme est un terme de masse pour le lepton l : $m_l = \frac{G_l v}{\sqrt{2}}$ et le second est un terme d'interaction de couplage très faible entre le Higgs et le lepton. Ceci permet de générer les masses des leptons chargés, mais ne permet pas de les prédire puisqu'elles dépendent de la constante de couplage G_l du lepton au doublet de Higgs. Les neutrinos restent sans masse dans le cadre du Modèle Standard puisqu'il n'y a pas de composante ν_R permettant d'introduire le couplage de Yukawa.

Pour les quarks, il faut cette fois générer une masse pour les deux éléments du doublet $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$ ⁶. Il faut pour ce faire un doublet de Higgs différent, d'hypercharge faible opposée ($Y = -1$) (FIG. 1.4) :

$$\tilde{\phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

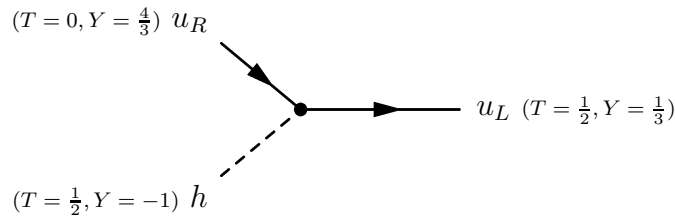


FIG. 1.4 – Diagramme d'interaction du boson de Higgs avec un champ de quarks.

Le Lagrangien de Yukawa pour les quarks devient :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -\frac{G_u v}{\sqrt{2}}\bar{u}u - \frac{G_{d'} v}{\sqrt{2}}\bar{d}'d' - \frac{G_u}{\sqrt{2}}h\bar{u}u - \frac{G_{d'}}{\sqrt{2}}h\bar{d}'d' \quad (1.35)$$

Nous avons vu que les états propre de saveurs soumis à l'interaction faible (d' , c' et b') ne sont pas les états propres de masse (d , c et b) mais que ces états sont liés par la matrice CKM (EQN. 1.16). Il faut donc sommer sur les trois générations des doublets de quarks et comme la matrice CKM est unitaire, seuls les termes diagonaux restent :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{i=1}^3 -\frac{G_u^i v}{\sqrt{2}}\bar{u}_i u_i - \frac{G_{d'}^i v}{\sqrt{2}}\bar{d}'_i d'_i - \frac{G_u^i}{\sqrt{2}}h\bar{u}_i u_i - \frac{G_{d'}^i}{\sqrt{2}}h\bar{d}'_i d'_i \quad (1.36)$$

⁶Cette notation représente de façon générique un des trois doublets de quarks (u, d'), (c, s') ou (t, b').

Avec deux doublets de Higgs différents, mais avec un seul boson de Higgs massif h , les masses des fermions du Modèle Standard peuvent donc être générées. Des termes d'interaction entre le Higgs et les fermions, qui pourront servir à la découverte du boson de Higgs, ont également été introduits. Il est intéressant de noter que le couplage du Higgs aux fermions est proportionnel à la masse du fermion par l'intermédiaire des constantes $G_{l,q}$.

1.1.5 Limitations du Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit parfaitement le spectre des constituants élémentaires connus aujourd'hui : nous avons retrouvé les 12 fermions élémentaires, les 12 bosons de jauge et les masses correspondantes. Le modèle s'est montré prédictif et la découverte du boson de Higgs dans les futures expériences auprès d'accélérateurs comblera le dernier vide du Modèle Standard. Notons qu'il a fallu introduire les trois constantes de couplages qui correspondent aux interactions.

Malgré tous ses succès, le Modèle Standard souffre de quelques imperfections :

- il faut introduire plusieurs paramètres d'après les mesures des expériences.
- il n'inclut pas la gravitation.

Le Modèle Standard n'apporte également pas de réponse aux questions fondamentales que la physique des particules pose aujourd'hui :

- pourquoi trois familles de quarks et de leptons ?
- pourquoi les charges électriques de l'électron et du proton sont-elles identiques ?
- d'où vient l'asymétrie matière anti-matière qui a permis l'existence de notre univers ?
- quelle est la matière noire qui constitue environ 25 % de la matière de l'univers ?
- ...

Enfin, les neutrinos sont des particules de masse nulle dans le Modèle Standard alors qu'on sait aujourd'hui qu'ils sont massifs. Il faut donc formuler une extension de ce modèle pour donner une masse aux neutrinos. En ajoutant une extension minimale au Modèle Standard (SEC. 1.2), on ne peut toujours pas expliquer la dispersion des masses des fermions élémentaires, proportionnelles aux constantes de couplage de Yukawa. En effet, les masses des fermions électriquement chargés sont réparties relativement uniformément entre la masse de l'électron de 511 keV et la masse du quark top de 174 GeV alors que la limite actuelle indique que la masse des neutrinos est inférieure à 2,3 eV pour ν_e . En (FIG. 1.5) on illustre qu'il existe donc un véritable écart entre la masse des neutrinos et la masse des fermions chargés.

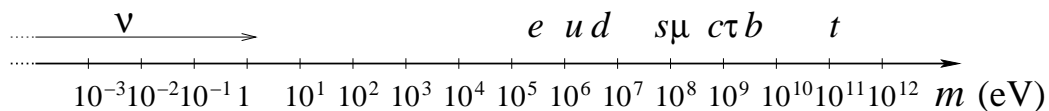


FIG. 1.5 – Illustration de la dispersion des masses entre les neutrinos et les fermions chargés [1].

1.2 Masse des neutrinos

1.2.1 Introduction

Du fait de sa section efficace d'interaction avec la matière très faible, il a fallu un grand nombre d'années avant la découverte du neutrino, près de 30 ans après le postulat de son existence.

Tout commence avec la découverte de la radioactivité, par Henri Becquerel, puis Pierre et Marie Curie, à la fin du 19ème siècle. Les rayonnements émis par l'uranium ou le radium sont ensuite étudiés par de grands physiciens, comme Rutherford et Villard, qui ont montré qu'il existait trois types de rayonnements : α , β et γ . Au début du 20ème siècle, des études sont menées pour découvrir la nature de ces rayonnements, et notamment le fait que le rayonnement β est un électron qui s'échappe du noyau radioactif. Ce rayonnement bêta devait donc fournir un électron d'énergie bien définie, donnée par la différence d'énergie entre les niveaux du noyau père et du noyau fils. Mais le résultat obtenu en 1914, notamment par Chadwick après plusieurs années de recherche sur la désintégration β , correspond à la détection d'un spectre d'énergie continu de l'électron. La communauté scientifique a alors commencé à douter de la validité du principe de conservation d'énergie.

Il faudra attendre 1930 pour que Pauli propose l'existence d'une particule neutre au sein du noyau (qu'il appelle neutron), qui serait émise en même temps que l'électron du rayonnement β et emporterait ainsi une partie de l'énergie disponible dans la réaction, pour expliquer le déficit en énergie observé. Pauli imagine ainsi une particule, indétectable à l'époque, de charge neutre donc difficile à détecter, car elle ne crée pas de courant. Il faut que la masse de cette particule soit moindre que celle de l'électron, et Pauli envisage même qu'elle soit de masse nulle. Enfin, il émet l'hypothèse que cette particule est un fermion de spin $1/2$. Suite à la découverte du neutron constituant du noyau, Fermi, dans sa théorie de la désintégration bêta, propose de rebaptiser la particule de Pauli neutrino, pour "petit neutre", en italien.

Les physiciens ont alors cherché des moyens de détection des neutrinos, même en sachant dès 1934 que ces expériences seraient délicates, Bethe et Peierls ayant démontré que la section efficace d'interaction du neutrino n'était que de l'ordre d'un milliardième de celle de l'électron. Toutes les études des années 40 suggèrent qu'un seul neutrino est produit durant la désintégration bêta, mais aucune détection n'a été effectuée. Le réacteur nucléaire de Hanford, dans l'état de Washington, est une source colossale de neutrinos et en 1953, le premier détecteur de neutrinos y est placé par Reines et Cowan, mais les résultats sont peu concluants. Enfin, après une amélioration notable du point de vue du bruit de fond en 1956, leur expérience fournit pour la première fois une détection de neutrinos. Depuis la démonstration que le tritium est radioactif, c'est ensuite la désintégration bêta de cet isotope qui a permis de spécifier au mieux la limite supérieure sur la masse du neutrino.

Par la suite, les recherches ont permis de distinguer entre neutrino électronique et neutrino muonique. La découverte du lepton tau en 1977 encourage à poursuivre la recherche du troi-

sième neutrino, le neutrino tau, qui ne sera finalement découvert qu'en 2000.

L'idée d'oscillations des neutrinos, déjà proposée par Pontecorvo à la fin des années 50, pour justifier un changement de saveur des neutrinos sur leur trajet, pouvait expliquer le déficit du flux de neutrinos solaires observé par l'expérience Chlorine dès 1968. Mais il faudra attendre la fin des années 90 pour confirmer l'existence de telles oscillations. Depuis, un grand nombre d'expériences a présenté des résultats d'oscillation (SEC. 1.2.6). Ces expériences ont finalement montré que les neutrinos étaient massifs et qu'ils se mélangeaient, ce qui n'est pas explicable dans le cadre du Modèle Standard. La masse des neutrinos est donc la manifestation d'une physique au-delà du Modèle Standard.

Deux descriptions sont possibles pour introduire des neutrinos massifs, celle de Dirac et celle de Majorana.

1.2.2 Neutrinos de Dirac

Dans le cadre du Modèle Standard, pour donner une masse aux neutrinos, il faut ajouter les trois singulets ν_R^α avec $\alpha = e, \mu, \tau$ comme pour la description de tous les fermions. On restaure ainsi la symétrie entre les leptons et les quarks dans le Modèle Standard. La masse des neutrinos est alors générée selon le mécanisme de Higgs suivant la même procédure que celle utilisée pour les quarks (SEC. 1.1.4.3) et permet d'obtenir la même structure que le Lagrangien (EQN. 1.36). On parle alors de masse de Dirac des neutrinos notée m_ν^D et ce lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{masse}^D = -m_\nu^D (\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R) \quad (1.37)$$

Enfin, on qualifie ces neutrinos droits de stériles puisqu'ils ne participent à aucune interaction du Modèle Standard. C'est pour cela qu'ils n'ont jamais été détectés.

Cette solution est simple et naturelle pour rendre les neutrinos massifs mais il reste des incompréhensions dans ce modèle. Par exemple, on ne peut expliquer les faibles valeurs des couplages de Yukawa G_ν^α des neutrinos au boson de Higgs qui confèrent aux neutrinos des masses si faibles. De même, trois champs droits de neutrinos ont été introduits, mais rien ne contraint ce nombre, et de ce fait il pourrait y avoir plus de champs droits, ou encore moins.

Nous verrons par la suite (SEC. 1.2.5), qu'il existe un mélange des neutrinos. Ce mélange s'apparente au mélange des quarks de charge électrique $-1/3$ pour lesquels les états propres de masse sont différents des états propres de saveur (SEC. 1.1.4.3). Il ne faut donc considérer les états propres de saveur des neutrinos que lorsqu'on peut négliger leur masse, puisque les états propres de masses ne sont alors pas définis. Lorsqu'on s'intéresse à la masse des neutrinos, il sera au contraire préférable de considérer les états propres de masse.

1.2.3 Neutrinos de Majorana

Nous avons vu la décomposition chirale du champ des fermions $\nu = \nu_L + \nu_R$, où ν_L et ν_R sont les champs chiraux et sont des spineurs à deux composantes. Si le fermion est de masse

nulle, les équations du mouvement des champs chiraux du fermion sont découplées. A partir de l'équation de Dirac (EQN. 1.2) on peut ainsi écrire :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = 0 \quad \text{et} \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_R = 0 \quad (1.38)$$

Les fermions de masse nulle peuvent donc être décrits par un seul champ chiral (droit ou gauche) à deux composantes, et les spineurs ν_L et ν_R sont appelés spineurs de Weyl. Dans le Modèle Standard, les neutrinos, pour lesquels aucune évidence de masse non nulle n'existait, sont décrits par des spineurs gauches de Weyl.

Si le fermion est massif, les équations du mouvement des champs chiraux sont couplées par la masse m_ν du fermion :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_L = m_\nu \nu_R \quad \text{et} \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_R = m_\nu \nu_L \quad (1.39)$$

On parle alors de spineurs de Majorana. Ettore Majorana a proposé que ν_L et ν_R ne soient pas nécessairement indépendants comme dans la description de Dirac [12]. Les deux équations ci-dessus (EQN. 1.39) seraient alors l'expression d'une même équation à condition de poser [7] :

$$\nu_R = \xi \mathcal{C} \overline{\nu_L}^T = \eta_C \nu_L^C \quad (1.40)$$

où ξ est une phase qui peut être absorbée en rephasant ν_L et \mathcal{C} est la matrice de conjugaison de charge. On ne fait donc intervenir qu'un seul champ ν_L , et ν_L^C est bien un champ droit ($P_L \nu_L^C = 0$). Le choix de la phase η_C est sans importance puisque la conjugaison de charge est violée par l'interaction faible et que les neutrinos ne sont sensibles qu'à cette interaction [7]. On choisit donc de simplifier en imposant cette phase égale à l'unité. Finalement :

$$\nu_L^C = \mathcal{C} \overline{\nu_L}^T \quad (1.41)$$

Alors le champ de Majorana s'écrit :

$$\nu = \nu_L + \nu_L^C \quad \text{et donc} \quad \nu = \nu^C \quad (1.42)$$

Cette dernière équation impose donc que, dans la description de Majorana, la particule soit égale à son antiparticule. Un fermion de Majorana ne peut donc qu'être électriquement neutre, ce qui est le cas pour les neutrinos. Les spineurs de Majorana ne comportent que deux composantes et cette description pour les fermions non chargés est plus simple puisqu'elle ne nécessite pas d'antiparticules.

Du point de vue de la masse du fermion, il est toujours possible d'écrire un terme de masse du type $-m_\nu^M \overline{\nu} \nu$ dans la description de Majorana, où m_ν^M est appelée masse de Majorana. En effet, le champ ν_L^C est un champ droit donc les termes croisés des projections chirales s'annulent. C'est également un invariant de Lorentz qui se transforme comme ν_L donc les termes restants sont invariants de Lorentz et peuvent décrire les masses d'après le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{masse}^M = -\frac{1}{2} m_\nu^M (\overline{\nu_L^C} \nu_L + \overline{\nu_L} \nu_L^C) \quad (1.43)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ est ajouté pour éviter un double comptage puisque ν_L^c et $\bar{\nu}_L$ ne sont pas indépendants (EQN. 1.41). De même avec ν_R .

Du point de vue des interactions, les descriptions de Dirac et de Majorana sont équivalentes puisque le champ droit n'intervient pas dans les interactions. Les expériences d'oscillations, bien que sensibles aux masses des neutrinos, ne peuvent distinguer la nature Dirac ou Majorana de ces masses.

Le terme de masse de Majorana (EQN. 1.43) n'est pas invariant sous la transformation de jauge globale $U(1) : \nu_L \rightarrow e^{i\phi}\nu_L$ puisque $\bar{\nu}_L^c = -\nu_L^T C^\dagger$ [7] et le nombre leptonique global n'est plus conservé. Cependant, puisque la masse des neutrinos est très faible, ce nombre leptonique global L n'est que très faiblement violé. Cette violation peut donc être négligée dans tous les processus où la masse de Majorana des neutrinos n'intervient pas.

1.2.4 Mécanisme de la bascule

Nous venons de montrer deux descriptions permettant de restaurer la masse des neutrinos du Modèle Standard : Dirac et Majorana. La première description nécessite l'existence de neutrinos droits ν_R tandis que la seconde nécessite que les neutrinos soient des particules de Majorana (EQN. 1.42). De manière générale, il est cependant possible de regrouper ces deux descriptions. On peut alors écrire un terme de masse de Dirac-Majorana à partir de la matrice de masse M :

$$\mathcal{L}_{masse}^{D+M} = \left(\bar{\nu}_L \quad \bar{\nu}_L^c \right) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (1.44)$$

où m_D est la masse de Dirac du neutrino définie par le terme de masse (EQN. 1.37), m_L est la masse de Majorana du neutrino gauche définie dans ν_L (EQN. 1.43) et m_R l'équivalent pour le neutrino droit ν_R . Ces deux champs ν_L et ν_R décrivant les neutrinos dans ce modèle sont des spineurs de Majorana. Le terme de masse de Majorana m_L pour le champ ν_L n'est pas invariant sous les symétries du Modèle Standard et doit donc être généré dans le cadre d'une physique au-delà du Modèle Standard.

En diagonalisant la matrice de masse M , on peut déterminer les valeurs propres de masse correspondantes :

$$m_{\pm} = \frac{1}{2} \rho_{\pm} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \quad (1.45)$$

Le facteur $\rho_{\pm} = \pm 1$ permet d'assurer que les masses soient positives et est proportionnel à la phase de \mathcal{CP} du champ du neutrino considéré [7]. Les états propres de saveur ν_{\pm} sont alors décrits comme un mélange des champs ν_L et ν_R avec comme paramètre l'angle θ tel que :

$$\tan(2\theta) = \frac{2m_D}{m_R - m_L} \quad (1.46)$$

On peut alors considérer différentes situations :

- la limite Dirac où $m_L = m_R = 0$ et $\theta = 45^\circ$, les deux états propres de masse sont alors dégénérés puisque $m_\pm = m_D$ et ont des parités de \mathcal{CP} opposées. Cette situation reconduit à la description de Dirac pure du neutrino ν (SEC. 1.2.2) qui est alors la combinaison des deux champs de Majorana dégénérés ν_\pm .
- la limite pseudo-Dirac où $m_D \gg m_L, m_R$ et $\theta \approx 45^\circ$, est approximativement équivalente à la situation précédente.
- la limite Majorana où $m_D = 0$, qui ramène à la description de Majorana pure du neutrino (SEC. 1.2.3).
- le mécanisme de la bascule où $m_R \gg m_D$ et $m_L = 0$. L'hypothèse d'une masse de Majorana m_L nulle est justifiable puisque le terme de masse de Majorana pour le champ gauche ν_L est interdit par les symétries du Modèle Standard (ce n'est pas le cas pour ν_R , qui est un singulet du Modèle Standard). On obtient alors deux valeurs propres de masse :

$$m_+ \approx m_R \quad \text{et} \quad m_- \approx \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.47)$$

Par conséquent, m_+ correspond à un neutrino ν_+ aussi lourd que m_R tandis que m_- correspond à un neutrino ν_- très léger, d'où le nom de mécanisme de la bascule (ou see-saw). L'angle de mélange θ est très faible puisque :

$$\tan(2\theta) = 2 \frac{m_D}{m_R} \ll 1 \quad (1.48)$$

On peut alors décrire ν_+ comme un neutrino purement stérile ν_R et ν_- par un neutrino purement actif ν_L , contenu dans le Modèle Standard.

Ce mécanisme de la bascule est très intéressant puisqu'il permet d'expliquer la très faible masse des neutrinos impliqués dans l'interaction faible, tout en générant la masse de Dirac m_D selon le mécanisme de Higgs comme pour tous les fermions du Modèle Standard. L'ordre de grandeur pour la masse de Dirac est le même que pour celle des autres fermions et elle est inférieure à l'échelle électrofaible ($\sim 10^2$ GeV) à cause des symétries du Modèle Standard. Le problème de l'échelle des masses des fermions dans le Modèle Standard, déjà évoqué, peut donc être résolu autrement que par le recours à un couplage de Yukawa inexplicablement faible pour les neutrinos. D'autre part, ce mécanisme permet également de comprendre qu'à cause de leur masse trop élevée, les neutrinos droits n'ont pu être observés. Le neutrino ν_R n'est pas soumis aux symétries du Modèle Standard et sa masse de Majorana, qui peut être générée dans le cadre d'une nouvelle physique au-delà de ce modèle, pourrait être de l'ordre de l'échelle de grande unification (10^{14-16} GeV).

1.2.5 Mélange de neutrinos

Dans le cas de neutrinos massifs, la situation est identique à celle des quarks : les états propres de saveur des neutrinos (ν_e, ν_μ et ν_τ) ne sont pas les états propres de masse (ν_1, ν_2 et ν_3) et les neutrinos se mélangent. Il existe donc un équivalent de la matrice CKM (EQN. 1.16) pour

les trois saveurs de neutrinos⁷, c'est la matrice unitaire PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata). Elle décrit les transitions entre les saveurs de neutrinos et on la paramétrise à partir de trois angles de mélange [8] :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

où $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ avec les indices $i, j = 1, 2, 3$ et δ est une phase de Dirac de violation de \mathcal{CP} . Ainsi un état propre de saveur α (e, μ, τ) est une superposition des états propres de masse i (1, 2, 3) :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (1.50)$$

Si les neutrinos sont des particules de Majorana, il faut faire intervenir deux phases supplémentaires de violation de \mathcal{CP} dans le secteur leptonique, η_2 et η_3 , appelées phases de Majorana, et la matrice précédente (EQN. 1.49) est alors multipliée par une matrice diagonale. Dans le cas de neutrinos de Majorana, la matrice de mélange $U_{\alpha i}$ devient (EQN. 1.51) :

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \text{diag}(1, e^{i\eta_2}, e^{i\eta_3}) \quad (1.51)$$

En résumé, la matrice de mélange à trois neutrinos est paramétrisée par :

- trois angles, θ_{12} (ou θ_\odot) donné par les résultats d'oscillations sur les neutrinos solaires et les neutrinos de réacteurs avec de longues distances d'oscillations, θ_{23} (ou θ_{atm}) donné par les résultats d'oscillations sur les neutrinos atmosphériques et d'accélérateurs et θ_{13} , encore indéterminé, mais recherché à partir d'expériences de neutrinos de réacteurs avec courtes distances d'oscillations ou de neutrinos d'accélérateurs (SEC. 1.2.6) ;
- une phase de Dirac δ de violation de \mathcal{CP} et deux phases de Majorana, η_2 et η_3 , de violation de \mathcal{CP} ;
- les trois masses des neutrinos, m_1 , m_2 et m_3 , qui doivent être ajoutées à ce jeu de paramètres qui décrivent la matrice PMNS (EQN. 1.51).

Ceci représente au total neuf paramètres inconnus : 3 angles de mélange, 3 phases et 3 masses. Si ces phases sont différentes de 0 ou de π , elles déterminent les effets de la violation de \mathcal{CP} dans le secteur leptonique. Les phases de Majorana ne sont pas relevantes dans les

⁷Mis à part les résultats de l'expérience LSND, considérés comme une anomalie, les données des expériences d'oscillations de neutrinos (SEC. 1.2.6) sont bien reproduites par le modèle comportant 3 états propres de saveur et 3 états propres de masse.

phénomènes d'oscillation ni de conversion dans la matière (SEC. 1.2.6). Elles ne peuvent apparaître que dans le phénomène de décroissance $2\beta 0\nu$ (SEC. 1.3.2) ou des phénomènes similaires, mais trop faibles pour être détectés.

Le changement de saveur des neutrinos a été observé de deux manières différentes : par le phénomène d'oscillations dans le vide et par le phénomène de conversion de saveur dans la matière, dit effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein ou MSW (SEC. 1.2.6). Ces deux phénomènes ont permis de caractériser plus précisément la matrice PMNS, en fournissant des informations sur les angles de mélange notamment, comme expliqué en (SEC. 1.2.6.3).

1.2.6 Oscillations de neutrinos et conversion de saveur dans la matière

1.2.6.1 Oscillations dans le vide

Un neutrino créé par courant faible chargé avec un lepton de saveur α est une superposition des états propres de masse avec l'amplitude $U_{\alpha i}^*$ (EQN. 1.50). Ce courant faible chargé correspond au premier terme du Lagrangien électrofaible (EQN. 1.22) et à la substitution des bosons massifs (EQN. 1.29). Un neutrino ν_i est créé, en association avec un lepton chargé l^+ , par courant faible chargé avec la probabilité $U_{\alpha i}^*$, comme le montre (FIG. 1.6).

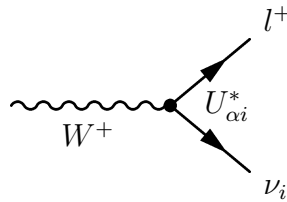


FIG. 1.6 – Production de neutrinos par courant faible chargé.

On parle d'oscillation de neutrino lorsqu'un neutrino ν_α , créé avec un lepton chargé de saveur α est capable, après s'être propagé, de créer un lepton chargé $l_{\beta \neq \alpha}$ de saveur β différente de la saveur α du neutrino ayant interagit.

L'équation de Schrödinger donne l'évolution d'un état propre de masse ν_i dans le référentiel du laboratoire [2], pour un neutrino se propageant dans le vide :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.52)$$

Puisque la masse des neutrinos est très faible, ils se déplacent à une vitesse très proche de celle de la lumière dans le vide ($t \approx L$) et leur énergie s'écrit :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \quad (1.53)$$

L'évolution de l'état propre de masse ν_i est donc approximativement (EQN. 1.52) :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(m_i^2/2p_i)L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.54)$$

En reprenant le neutrino de saveur α (EQN. 1.50) et en considérant $E \approx p$ comme l'énergie moyenne des différents états propres de masse, on obtient :

$$|\nu_\alpha\rangle \approx \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} |\nu_i\rangle = \sum_\beta \left(\sum_i U_{\alpha i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} U_{\beta i} \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.55)$$

en utilisant la matrice de mélange (EQN. 1.49). Le neutrino de saveur α , après s'être propagé sur une grande distance L , est devenu une superposition d'états de saveur. Il peut donc interagir dans le détecteur en produisant un lepton de saveur β avec la probabilité :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(\Delta m_{ij}^2/2E)L} \quad (1.56)$$

où $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ est la différence des masses carrées des états propres de masse ν_i et ν_j . On constate que les phénomènes d'oscillations sont indépendants du signe de Δm_{ij}^2 et ne permettent donc pas de déterminer la hiérarchie de masse des neutrinos. Cette relation montre de plus que les expériences d'oscillations ne peuvent être sensibles aux phases de Majorana qui s'annulent dans les produits U^*U .

Il existe une approximation qui permet de simplifier la formule donnant la probabilité d'oscillation. Pour que la probabilité de changement de saveur soit appréciable, il faut que la phase soit de l'ordre de un. La phase dépend de L , de E et de Δm_{ij}^2 . Si les différences de masses sont suffisamment différentes les unes des autres, une expérience donnée ne sera sensible qu'à un mélange de deux saveurs de neutrinos pour les paramètres L et E ($\Delta m^2 \sim L/E$). Dans ce cas, la matrice de mélange devient une simple matrice de rotation 2×2 :

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_i \\ \nu_j \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

Il n'y a alors plus qu'un seul paramètre de mélange θ et la probabilité ne dépend plus que d'une seule valeur Δm^2 . A partir de (EQN. 1.56) on retrouve la probabilité d'oscillation à deux saveurs du neutrino ν_α :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.58)$$

On utilise souvent cette relation en fonction d'unités plus adaptées aux expériences d'oscillations [2] :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \Delta m^2 (eV^2) \frac{L(km)}{4E(GeV)}\right) \quad (1.59)$$

Expérimentalement, il est possible de rechercher l'apparition de neutrinos de saveur β dans un faisceau de neutrinos ν_α ou de rechercher la disparition de ces neutrinos de saveur α . Pour une expérience de disparition, on mesure la diminution du flux de neutrinos produits par une source connue précisément.

1.2.6.2 Conversion de saveur dans la matière

Le second moyen pour les neutrinos de changer de saveur est leur propagation à travers la matière (Soleil, Terre, supernova). L'effet associé, appelé effet Mikheyev-Smirnov-Wolfstein (MSW) est un phénomène dynamique, dû au potentiel d'interaction que subissent les neutrinos dans la matière. Ce potentiel s'apparente à l'indice de réfraction d'un milieu pour les photons et modifie le mélange des neutrinos et donc les probabilités de changement de saveur. En plus de l'interaction de type courant faible neutre des neutrinos avec les nucléons et les électrons de la matière, identique pour toutes les saveurs de neutrinos, les neutrinos électroniques peuvent aussi interagir par courant chargé avec les électrons (FIG. 1.7). On peut montrer [7] que le potentiel V_{CC} de l'interaction par courant faible chargé d'un neutrino électronique s'écrit :

$$V_{CC} = \sqrt{2} G_F N_e \quad (1.60)$$

où G_F est la constante de Fermi et N_e la densité volumique d'électrons de la matière traversée par le neutrino. De même, on peut exprimer le potentiel V_{NC} de l'interaction par courant faible neutre d'un neutrino de saveur quelconque. Cependant, ce terme étant le même pour les trois saveurs, cette interaction n'ajoute qu'une constante par rapport aux oscillations dans le vide et n'a donc aucune incidence sur les oscillations entre les différentes saveurs dans la matière. On peut alors déterminer les probabilités d'oscillations dans la matière suivant la même méthode que pour les oscillations dans le vide à partir de l'équation de Schrödinger (EQN. 1.52), en prenant en compte le potentiel (EQN. 1.60) qui ajoute un terme d'énergie au Hamiltonien pour les neutrinos électroniques [7] :

$$A_{CC} = 2 \sqrt{2} E_\nu G_F N_e \quad (1.61)$$

Les probabilités de conversion de saveur des neutrinos dans la matière par effet MSW dépendent donc de la densité d'électrons mais aussi de l'énergie des neutrinos.

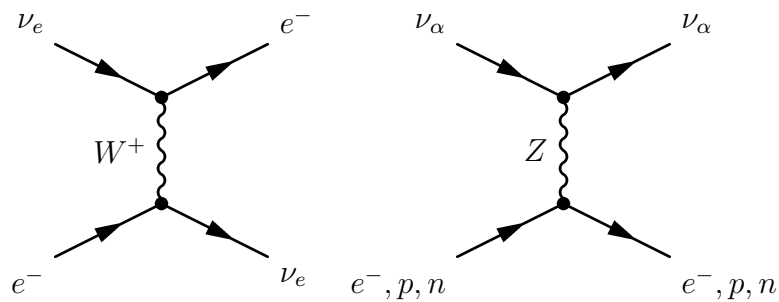


FIG. 1.7 – Processus de diffusions élastiques de neutrinos par courant chargé et courant neutre dans la matière.

Pour des oscillations à deux saveurs, il est possible de conserver la même description et le même formalisme (EQN. 1.57) en remplaçant les paramètres d'oscillations dans le vide (θ et Δm^2) par leur équivalent dans la matière (θ_M et Δm_M^2) où les états de masse sont alors les états propres dans la matière [2]. Nous reviendrons sur les conséquences de l'effet MSW à propos des oscillations de neutrinos solaires.

1.2.6.3 Lien avec la matrice de mélange

Que ce soit par phénomène d'oscillations ou de conversion de saveur dans la matière, des changements de saveur des neutrinos ont été observés à partir de différentes sources de neutrinos, électronique ou muonique. On peut associer un type d'expérience par source de neutrinos. La sensibilité d'une expérience est donnée par le rapport L/E (EQN. 1.59) qui doit être du même ordre de grandeur que la différence de masses carrées : $\Delta m^2 \sim L/E$.

Expériences de neutrinos solaires

Le Soleil est une source pure de neutrinos électroniques ν_e d'énergie moyenne environ 0,6 MeV. Ils proviennent principalement des chaînes de fusion pp ($pp \rightarrow de^+\nu_e$) et pep ($pe^-p \rightarrow d\nu_e$) (FIG. 1.8). Historiquement, on a parlé du problème des neutrinos solaires puisque le Modèle Standard du Soleil n'était pas en accord avec les résultats de l'expérience Chlorine [15], pionnière dans la détection de ces neutrinos. En effet, pendant des dizaines d'années, le flux mesuré par cette expérience était d'un facteur environ 1/3 inférieur aux prédictions. Les expériences qui ont suivi ont toutes fait la même constatation (GALLEX, SAGE). Depuis, le désaccord est toujours mesuré alors que le flux de neutrinos solaires est prédit avec une grande précision par le Modèle Standard du Soleil [22].

Il existe deux types d'expériences de détection des neutrinos solaires. Le premier type d'expériences, comme Chlorine, détecte les neutrinos solaires par réaction bêta inverse ($\nu_e (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) e^-$). Elles ne sont donc sensibles qu'aux neutrinos de type électronique. Le second type d'expérience, comme Super-Kamiokande, utilise des cibles d'eau et détecte les neutrinos par diffusion élastique sur les électrons. Ces expériences sont surtout sensibles aux neutrinos électroniques à cause de leur section efficace d'interaction plus importante, du fait de leur possibilité d'interagir par courant faible neutre et par courant faible chargé (FIG. 1.7). Il a fallu attendre l'utilisation de l'eau lourde dans l'expérience Sudbury Neutrino Observatory (SNO) pour comprendre que les neutrinos solaires changent de saveur entre leur production et leur détection. L'eau lourde permet en effet une détection de neutrinos indépendante de leur saveur, avec l'interaction par courant faible neutre sur le deutérium ($\nu_x d \rightarrow \nu_x pn$), en plus des interactions utilisées dans les expériences à eau. Le flux total ainsi mesuré par courant neutre est en accord avec celui prédit par le Modèle Standard du Soleil. Le problème des neutrinos solaires est donc dû aux propriétés d'oscillations de saveurs des neutrinos (FIG. 1.9) [18].

Une expérience d'oscillations de neutrinos a une sensibilité en Δm^2 par rapport à L/E (EQN. 1.59). Pour l'oscillation dans le vide des neutrinos solaires, la longueur d'oscillation est $L = 1,496 \cdot 10^8$ km, correspondant à la distance Soleil-Terre, et pour l'énergie des neutrinos du ^8Be qui vaut environ $E_\nu \sim 6-7$ MeV, la différence de masses carrées est alors $\Delta m^2 \sim 10^{-11}$ eV². Les expériences de neutrinos solaires ne sont bien sûr pas sensibles à une telle différence de masses. Le phénomène d'oscillation mis en jeu pour les neutrinos solaires n'est en fait pas dû aux oscillations dans le vide mais à l'effet MSW dans le plasma qui constitue le Soleil. Le mélange s'explique d'après un schéma à deux neutrinos (EQN. 1.57) entre les ν_e et ν_x , une combinaison

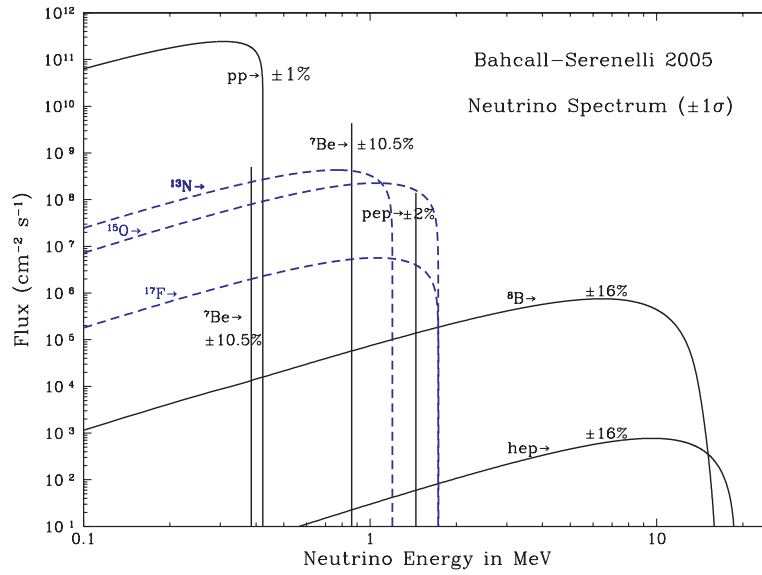


FIG. 1.8 – Spectre en énergie et flux des neutrinos solaires prédit par le modèle Bahcall-Serenelli 2005 (BS05) [22].

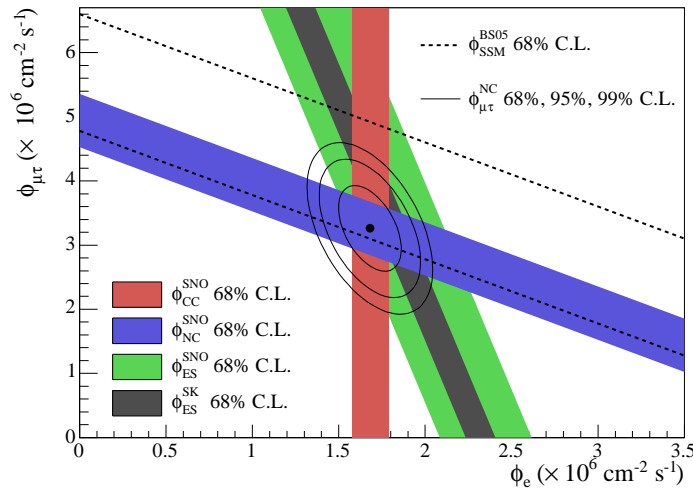


FIG. 1.9 – Flux de neutrinos $\nu_{\mu\tau}$ en fonction du flux de ν_e du ${}^8\text{Be}$ déterminé par SNO à partir de l'analyse des diffusions élastiques, des courants faibles chargés et neutres [3].

linéaire de ν_μ et ν_τ [2]⁸. La densité au centre du Soleil est telle que les neutrinos électroniques ν_e y sont produits pratiquement comme purs états de masse ν_2 , qui est l'état de masse le plus lourd (justifié par la suite). Depuis le coeur du Soleil ces neutrinos évoluent dans une densité d'électron qui diminue (lentement et continuellement) vers l'extérieur. Durant ce parcours dans le Soleil, les neutrinos rencontrent une densité critique pour laquelle se produit une résonance où le mélange est alors maximal. L'état ν_2 , qui était jusque là associé à ν_e , est maintenant associé à ν_x . Après la résonance, les neutrinos restent ν_2 jusqu'à la surface du Soleil ainsi que dans le vide. Finalement, la probabilité de détecter sur Terre un ν_e correspond simplement à la probabilité pour un neutrino ν_2 d'être un neutrino ν_e sachant que $\nu_2 = \nu_e \sin \theta_{12} + \nu_x \cos \theta_{12}$ (EQN. 1.57).

Les expériences de neutrinos solaires sont donc sensibles à la disparition de ν_e et permettent de mesurer les paramètres : θ_{12} et Δm_{21}^2 . Puisque la résonance dans l'effet MSW n'est possible que si Δm_{21}^2 est positif et que cet effet est confirmé par les expériences, le signe de cette différence de masses carrées est déterminé. C'est une information importante pour la détermination de la hiérarchie des masses des neutrinos.

Expériences de neutrinos atmosphériques

Les rayons cosmiques atteignant l'atmosphère sont principalement constitués de protons, de particules α et de noyaux plus lourds. L'interaction de ces hadrons dans l'atmosphère produit des particules secondaires telles que des pions, des muons ou encore des kaons. Ces particules de demi-vies relativement courtes produisent par leurs désintégrations, à une altitude autour de 15 km, des neutrinos électroniques et muoniques. Le rapport entre neutrinos et antineutrinos de saveur électronique et neutrinos et antineutrinos de saveur muoniques ($R = (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$) est raisonnablement bien prédit et vaut environ 2. Les expériences de neutrinos atmosphériques utilisent des détecteurs à eau, comme Super-Kamiokande, et détectent l'interaction de neutrinos par la production d'électrons ou de muons identifiés par effet Cerenkov. Puisqu'à l'origine il s'agit de rayons cosmiques, les énergies mises en jeu sont beaucoup plus importantes que pour les neutrinos solaires (de ~ 200 MeV à ~ 10 TeV), il est donc possible de produire des muons à partir de l'interaction de neutrinos muoniques. Le rapport entre les saveurs mesuré par les expériences de neutrinos atmosphériques ne correspond qu'à environ 60 % du rapport prédit. Cette différence est encore due aux oscillations de saveur des neutrinos.

Une évidence d'oscillation de saveurs encore plus frappante que la différence entre les prédictions et les mesures de R , a été mise en évidence par Super-Kamiokande. Grâce à l'effet Cerenkov du lepton chargé diffusé, on peut déterminer l'angle d'incidence du neutrino ayant interagi. On peut donc comparer le flux de neutrinos provenant de l'atmosphère au dessus du détecteur à celui des neutrinos, également produits dans l'atmosphère, mais qui ont traversé la Terre pour atteindre le détecteur. Il faut se placer à haute énergie (> 1 GeV) afin de s'affranchir de problèmes liés au champ magnétique terrestre. Les distributions angulaires montrent alors un déficit d'événements provoqués par des ν_μ ayant traversé la Terre (environ 1/2) qui n'est pas observé pour les ν_e (FIG. 1.10). Il n'y a pas non plus d'excès observé dans le flux de ν_e

⁸Cette combinaison linéaire de mélange entre ν_μ et ν_τ est environ également répartie entre les deux saveurs et est déterminée à partir des expériences de neutrinos atmosphériques.

provenant de cette direction. Ce phénomène, appelé l'anomalie des neutrinos atmosphériques, est également expliqué par les oscillations de saveur des neutrinos muoniques lors de la traversée de la Terre. Ce ne sont pas les effets de conversion dans la matière qui dominent ici, mais simplement la différence des longueurs d'oscillations (de l'ordre de 12000 km pour les neutrinos ayant traversé la Terre contre environ 15 km pour les autres). Compte-tenu des paramètres pour l'oscillation de neutrinos atmosphériques, les neutrinos produits dans l'atmosphère au-dessus du détecteur n'ont pas un trajet assez long pour osciller.

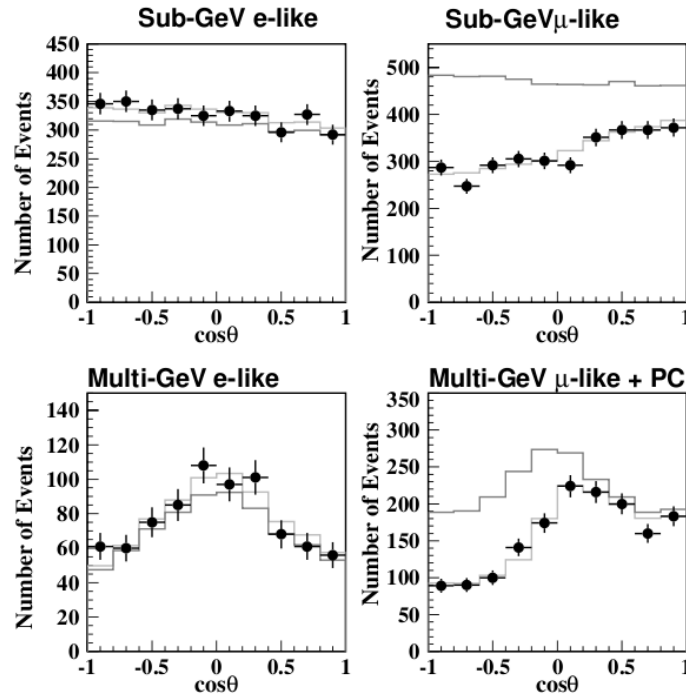


FIG. 1.10 – Mesure de la distribution angulaire des événements électrons et muons observés dans Super-Kamiokande [20]. On observe un déficit d'événements pour les neutrinos muoniques ayant traversé la Terre ($\cos\theta < 0$).

Les expériences de neutrinos atmosphériques sont donc sensibles à la disparition de ν_μ par des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et permettent de mesurer les paramètres : θ_{23} et Δm_{32}^2 . Comme il s'agit ici d'oscillations de neutrinos dans le vide, il n'est pas possible de connaître le signe de Δm_{32}^2 .

Expériences de neutrinos d'accélérateurs

Selon le même principe de production des neutrinos atmosphériques, il est possible de créer des faisceaux de neutrinos muoniques. Un faisceau de proton envoyé sur une cible permet de produire des pions et des kaons. Ceux-ci sont ensuite focalisés par un système magnétique vers un tunnel de décroissance de plusieurs centaines de mètres. Le système de focalisation permet de choisir le signe des mésons et donc le type de faisceau : neutrinos ou antineutrinos. Un blindage à la sortie de ce tunnel permet d'arrêter les muons. Les neutrinos ν_e issus de la désintégration de ces muons ne sont ainsi plus focalisés vers le détecteur, ce qui réduit considérablement la contamination du faisceau en ν_e . Les détecteurs, comme pour l'étude des neutrinos atmosphé-

riques, recherchent alors un lepton chargé de même saveur que le neutrino qui a interagi dans celui-ci. Les expériences de neutrinos d'accélérateurs permettent d'améliorer les mesures des expériences de neutrinos atmosphériques, d'une part en augmentant la statistique et d'autre part en réduisant les incertitudes systématiques puisque la longueur d'oscillation est fixée et l'énergie des neutrinos est moins dispersée.

Dans un premier temps, les expériences de neutrinos d'accélérateurs (LSND, KARMEN, NOMAD, CHORUS...) utilisaient de courtes longueurs d'oscillation et des énergies plus faibles que les expériences actuelles dans le but de rechercher des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ avec une différence de masse à l'échelle des eV. Le ν_τ était alors un candidat potentiel pour la matière noire chaude. Des phénomènes d'oscillation pour Δm^2 de l'ordre de 1 eV ont été exclus par de nombreuses expériences mise à part une évidence de signal encore inexplicée dans l'expérience LSND. Aujourd'hui, les expériences de neutrinos d'accélérateurs sont sensibles aux paramètres atmosphériques θ_{23} et Δm_{32}^2 pour des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Deux types complémentaires d'expériences sont utilisées. Les premières recherchent la disparition de ν_μ dans un faisceau (K2K, MINOS) tandis que les secondes recherchent l'apparition de ν_τ à partir d'un faisceau de ν_μ (OPERA). Les expériences futures de neutrinos d'accélérateurs (T2K, NO ν A) cherchent désormais à mesurer le paramètre θ_{13} tout comme les expériences de neutrinos de réacteurs. A plus long terme, des projets d'oscillations de neutrinos d'accélérateurs utilisant des effets de matière avec de grandes longueurs d'oscillation (~ 1000 km) chercheront à déterminer le signe de Δm_{31}^2 toujours inconnu.

Expériences de neutrinos de réacteurs

Les réacteurs nucléaires représentent la source terrestre la plus importante de neutrinos, qui sont émis par les désintégrations bêta des isotopes instables présents dans le coeur du réacteur. On compte en moyenne 6 $\bar{\nu}_e$ émis par fission, dont l'énergie est principalement comprise entre 2 et 3 MeV et s'étend jusqu'à 8 MeV. Les expériences de neutrinos de réacteurs sont donc des expériences de disparition $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ puisqu'il n'est pas possible de produire de μ ou de τ à de telles énergies. La détection se fait par réaction bêta inverse $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ dans une cible de liquide scintillant avec un seuil en énergie de 1,804 MeV. On recherche alors la coïncidence entre les photons produits par l'annihilation du positron et ceux produits par la capture radiative du neutron après plusieurs dizaine de μs . Le liquide scintillant est dopé afin d'augmenter la section efficace de capture du neutron, par exemple avec du gadolinium pour lequel la capture produit des photons d'énergie totale égale à 8 MeV. Cette technique expérimentale est à l'origine de la découverte des neutrinos en 1956 par Cowan et Reines [14].

Ces expériences, pour de courtes distances d'oscillation (1-2 km), peuvent être décrites par un spectre d'oscillations à deux composantes (EQN. 1.59) et sont alors sensibles à θ_{13} et $\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2$. Les premières générations d'expérience n'utilisant qu'un seul détecteur ont obtenu la meilleure sensibilité sur θ_{13} (Chooz, Palo Verde). Ces expériences ont également exclu la solution d'oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ pour résoudre l'anomalie des neutrinos atmosphériques.

On peut également citer KamLAND qui, parmi les expériences de neutrinos de réacteurs, a

utilisé de plus grandes distances d'oscillations entre 140 et 210 km. Cette expérience était ainsi sensible aux paramètres d'oscillation des neutrinos solaires θ_{12} et Δm_{21}^2 et a permis d'améliorer la précision sur ces mesures (FIG. 1.11).

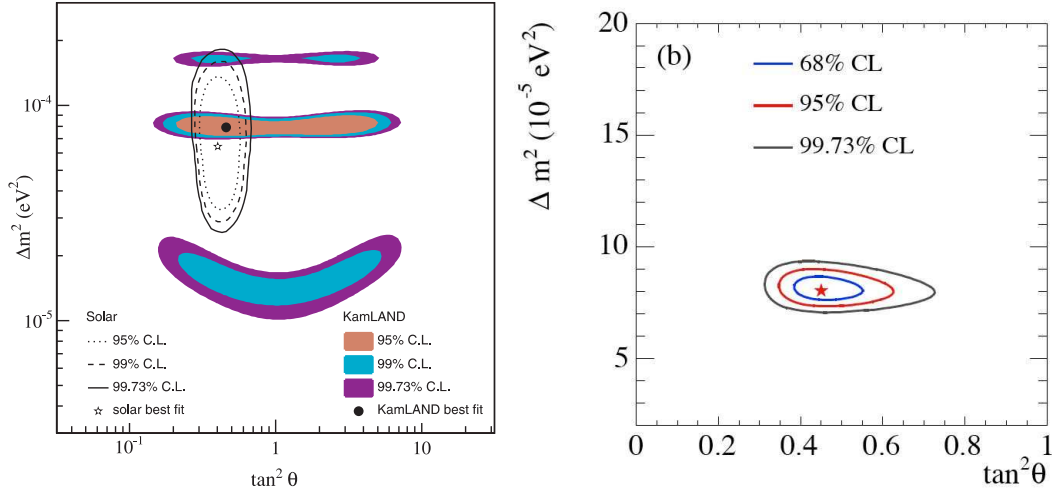


FIG. 1.11 – Détermination des paramètres d'oscillations des neutrinos solaires à partir des résultats des expériences de neutrinos solaires et de KamLAND [3]. La figure de droite représente la combinaison des deux résultats.

Afin de réduire les incertitudes sur la connaissance du flux de neutrino produit dans les réacteurs, les nouvelles générations d'expérience (Double Chooz, Daya Bay...) utiliseront plusieurs détecteurs : au moins un détecteur proche situé avant la zone d'oscillation des neutrinos pour en déterminer le flux et au moins un détecteur lointain situé autour du maximum d'oscillation pour mesurer le déficit d'antineutrinos électroniques. Ces expériences pourront contraindre θ_{13} jusqu'à $\sin(2\theta_{13}) > 0,02$ et même le mesurer s'il se trouve au dessus de cette limite.

Bilan des mesures

Les différents types d'expériences citées précédemment ont permis de fournir les valeurs des 3 angles de mélange (seulement une limite supérieure pour θ_{13}) et deux différences de masse carrées. Les résultats des mesures des paramètres d'oscillations peuvent être résumés comme suit [3] et (FIG. 1.12) :

$$\begin{aligned}
 \sin^2(2\theta_{12}) &= 0,86^{+0,03}_{-0,04} & \text{et} & & \Delta m_{21}^2 &= (8,0 \pm 0,3) 10^{-5} eV^2 \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &= 0,92 - 1,0 & \text{et} & & |\Delta m_{32}^2| &= 1,9 - 3,0 10^{-3} eV^2 \\
 \sin^2(2\theta_{13}) &< 0,19 & \text{et} & & \Delta m_{31}^2 &\sim \Delta m_{32}^2
 \end{aligned} \tag{1.62}$$

L'ensemble des mesures des paramètres d'oscillations est également combiné en (FIG. 1.13). Les futures expériences vont permettre d'améliorer la précision de ces mesures mais surtout tenter de déterminer la valeur de θ_{13} si celle-ci est non nulle.

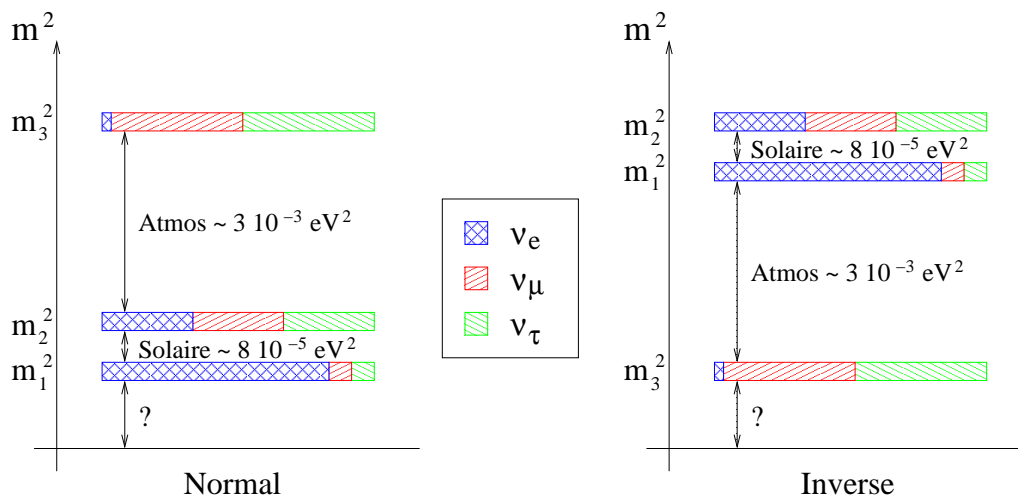


FIG. 1.12 – Représentation des résultats de mesures des paramètres d’oscillation dans le cas de la hiérarchie de masses normale et de la hiérarchie inversée [3]. On parle de hiérarchie quasi-dégénérée lorsque la masse du neutrino le plus léger (m_1 ou m_3) est très grande devant les différences de masses carrées.

1.2.7 Mesures directes

1.2.7.1 Désintégration bêta

La recherche directe de la masse du neutrino repose sur l’étude de la désintégration bêta. Du point de vue historique la désintégration bêta est importante, puisque c’est pour expliquer la distribution de l’énergie de l’électron émis dans cette désintégration que Pauli a introduit le neutrino. Les désintégrations bêta sont des réactions nucléaires qui se produisent dans les noyaux et qui s’écrivent :

$$\begin{aligned} \beta^- : & \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \\ \beta^+ : & \quad (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (1.63)$$

On comprend alors l’allure du spectre en énergie de l’électron puisqu’en négligeant l’énergie de recul du noyau et la masse du neutrino, l’énergie totale Q_β disponible dans la réaction est partagée entre l’électron et le neutrino. Cependant, bien que la masse du neutrino soit très faible, elle est non nulle. Avec une expérience de très grande précision, on doit pouvoir observer la diminution de la position de la fin du spectre en énergie de l’électron de Q_β à $Q_\beta - m_\beta c^2$ due à la masse effective du neutrino pour la désintégration bêta (FIG. 1.14). Le principe est simple mais la masse du neutrino étant beaucoup plus faible que les énergies mises en jeu lors des désintégrations bêta, la différence est extrêmement faible. La masse effective du neutrino électronique dans la désintégration bêta m_β , qui intervient ici, provient du mélange des neutrinos et s’exprime comme :

$$m_\beta^2 = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i^2 \quad (1.64)$$

On peut exprimer cette masse directement en fonction des paramètres de mélange qui sont

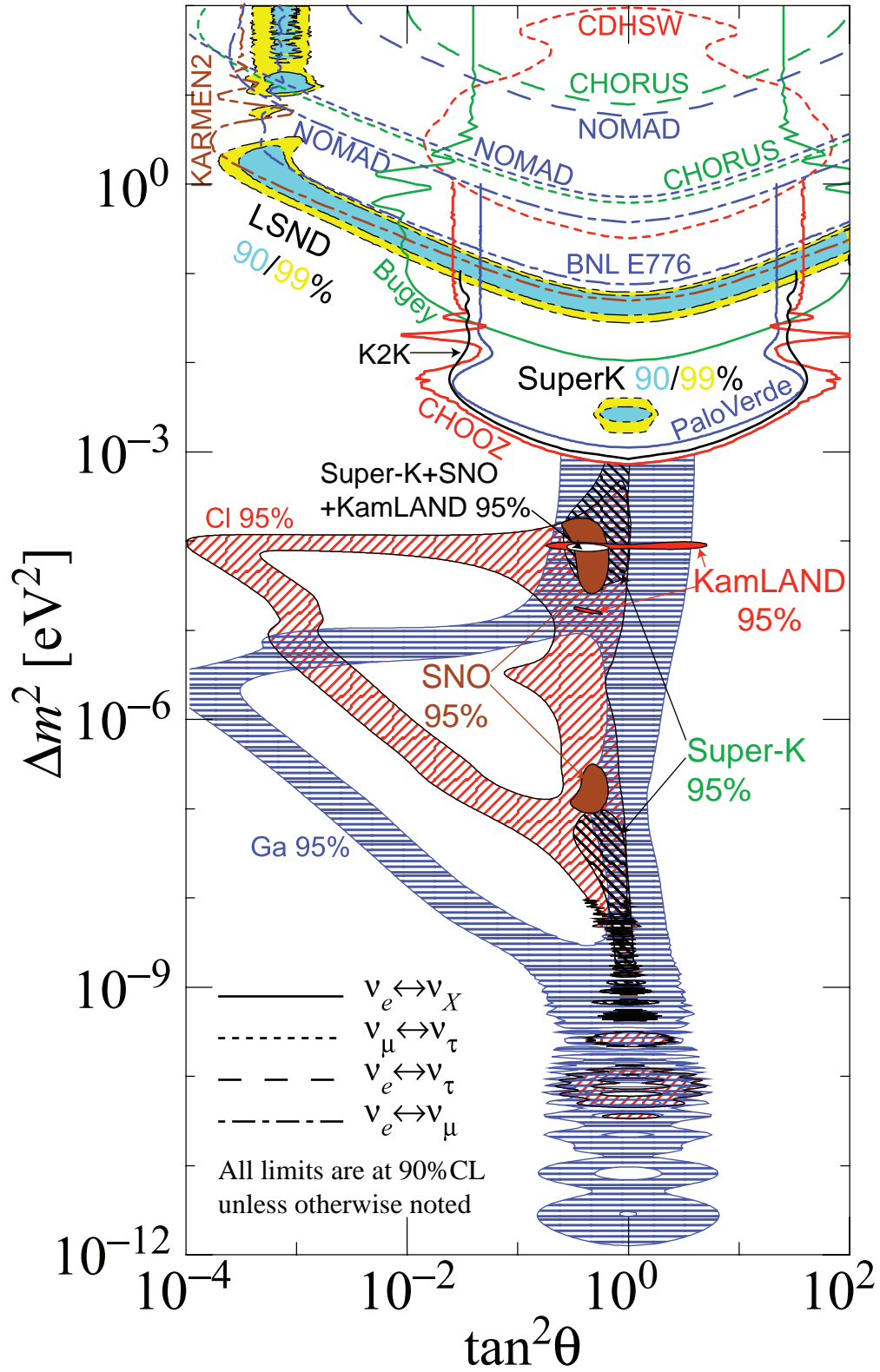


FIG. 1.13 – Régions de différences de masses carrées et angles de mélanges favorisés ou exclus par différentes expériences [3].

mesurables par les expériences d'oscillations de saveurs de neutrinos (EQN. 1.49) :

$$m_\beta^2 = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2 \quad (1.65)$$

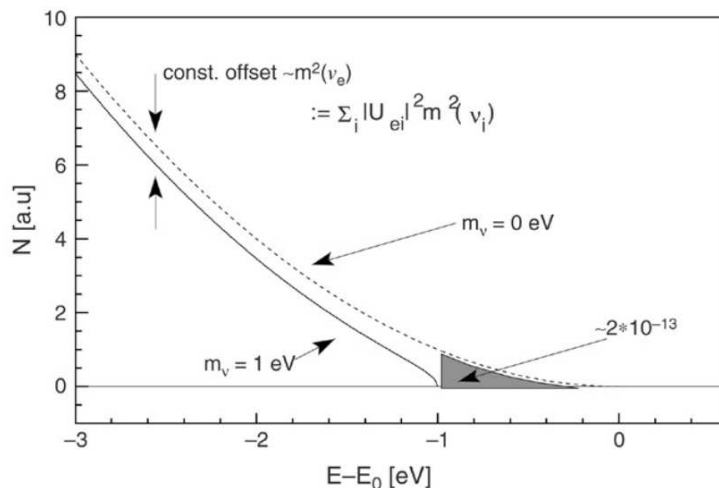


FIG. 1.14 – Principe de mesure directe de la masse du neutrino (ici 1 eV) à partir de l'énergie des électrons issus de désintégrations bêta par rapport à l'énergie disponible dans la désintégration Q_β (noté E_0 sur la figure) [23].

On comprend ainsi que pour déterminer les masses des neutrinos, il est indispensable de combiner les expériences d'oscillation de neutrinos et de mesure directe à partir des désintégrations bêta. On présente en (FIG. 1.15) la masse effective m_β en fonction de la masse du neutrino le plus léger dans la hiérarchie normale (m_1) et dans la hiérarchie inversée (m_3).

Du point de vue expérimental, il faut choisir un isotope émetteur bêta de très faible Q_β , comme le ^3H ($Q_\beta = 18,6$ keV) ou le ^{187}Re ($Q_\beta = 2,7$ keV) et mesurer l'énergie des électrons émis proche de l'énergie Q_β avec une très bonne résolution. La limite actuelle sur la masse du neutrino électronique (m_{ν_e} ou m_β) est donnée par les expériences MAINZ et TROITZK : $m_{\nu_e} < 2,3$ eV [21]. L'expérience KATRIN, en cours de construction, doit permettre de gagner un facteur 10 sur cette limite.

1.2.7.2 Désintégration des pions et des τ

Comme pour la désintégration bêta, on peut rechercher la masse des neutrinos muoniques et tauiques à partir de mesures cinématiques de désintégrations. L'étude des désintégrations de pions chargés au repos ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) permet la mesure de la masse du neutrino muonique à partir de la mesure de l'impulsion du muon puisque l'état final est à deux corps :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2 m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2} \quad (1.66)$$

Du point de vue expérimental, on utilise un faisceau de protons de basse énergie (quelques centaines de MeV) envoyé sur une cible pour produire des pions. Ceux-ci sont absorbés dans la cible et s'y désintègrent. On injecte alors les muons dans un spectromètre pour en mesurer

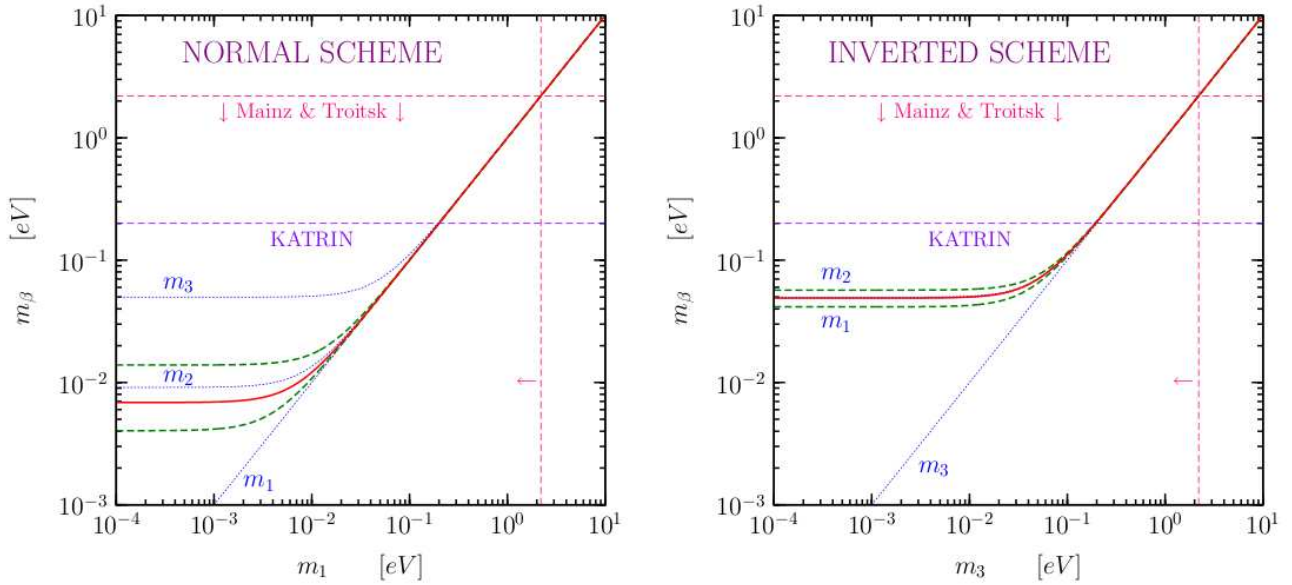


FIG. 1.15 – Masse effective m_β en fonction de la masse du neutrino le plus léger dans la hiérarchie normale (m_1) et dans la hiérarchie inversée (m_3) [25]. La ligne rouge représente les données des meilleurs ajustements et entouré par une région de 3σ délimitée par les lignes vertes. La limite expérimentale actuelle et la limite attendu par l'expérience KATRIN sont également indiquées.

l'impulsion à partir de leurs rayons de courbure. Ici encore il faut une grande précision pour la mesure de l'impulsion des muons qui est ultimement limitée par leurs pertes en énergie dans la cible. Les expériences comme celle menée à PSI [17] ont permis de déterminer la limite supérieure sur la masse du neutrino muonique : $m_{\nu_\mu} < 190$ eV [3].

De la même manière, on peut s'intéresser aux désintégrations de τ mais l'état final de ces désintégrations est plus compliqué que pour les pions : $\tau^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ ou $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\nu_\tau$. Les mesures de masses du neutrino tauique sont donc moins précises. Une limite supérieure sur cette masse a été ainsi déterminée par l'expérience ALEPH : $m_{\nu_\tau} < 18,2$ MeV [16].

1.3 Double désintégration bêta

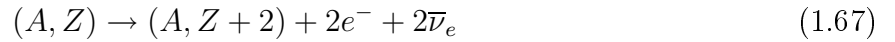
L'étude du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$) est actuellement reconnue comme le meilleur moyen expérimental de déterminer si les neutrinos sont des particules de Majorana et de tester la conservation du nombre leptonique. Après la désintégration du proton (limite sur la demi-vie supérieure à 10^{31} ans [3]), les doubles désintégrations bêta sont les processus les plus rares qui existent puisque les demi-vies sont de l'ordre de 10^{20} ans. Contrairement à la mesure de la durée de vie du proton, il n'est pas possible de réaliser des expériences utilisant des kilotonnes puisque seuls quelques isotopes sont émetteurs 2β et leur enrichissement est difficile.

Avant d'introduire la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, il faut expliquer

le processus avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$).

1.3.1 Double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$)

La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($2\beta 2\nu$) a été proposée pour la première fois par M. Goeppert-Mayer en 1935 [11]. Elle s'apparente à deux désintégrations bêta simultanées, par une réaction nucléaire du type :



Le processus $\beta^-\beta^-$ se produit dans les noyaux pair-pair lorsque la désintégration bêta est énergétiquement impossible ou fortement supprimée par des principes de conservation. Si on néglige le recul du noyau fils, les conditions énergétiques pour observer une double désintégration bêta sont : $M(A, Z) \leq M(A, Z + 1) + m_e$ mais $M(A, Z) \geq M(A, Z + 2) + 2m_e$. On peut illustrer ceci par un schéma de décroissance en plaçant les niveaux d'énergies de l'état fondamental des trois noyaux concernés (FIG. 1.16).

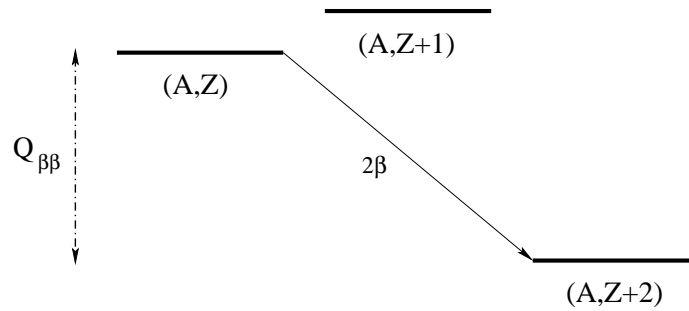


FIG. 1.16 – Exemple de schéma de décroissance $\beta^-\beta^-$ d'un noyau (A, Z) vers un noyau $(A, Z+2)$.

L'énergie disponible dans la désintégration est notée $Q_{\beta\beta}$ et puisque quatre leptons sont émis dans l'état final le spectre en énergie des électrons⁹ émis est continu (FIG. 1.17).

La $2\beta 2\nu$ est un processus du second ordre perturbatif de l'interaction faible du Modèle Standard dont le diagramme au niveau des arbres est représenté en (FIG. 1.18). Cette désintégration conserve le nombre leptonique total L (EQN. 1.67) et ne peut discriminer entre neutrinos de Majorana et neutrinos de Dirac. Cependant son étude reste cruciale car elle représente le bruit de fond ultime pour le processus $2\beta 0\nu$. Le taux de désintégrations $2\beta 2\nu$ est donné par la demi-vie :

$$(\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}_{2\nu}|^2 \quad (1.68)$$

où $G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à quatre particules exprimé en an^{-1} qui peut être calculé avec de faibles incertitudes [9] (TAB. 1.3) et $\mathcal{M}_{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus exprimé en unité de masse de l'électron ($m_e c^2$), dont le calcul est plus difficile (SEC. 1.3.3). L'étude du processus $2\beta 2\nu$ pour différents noyaux permet donc également de vérifier ou de paramétrer des modèles nucléaires théoriques pour le calcul de ces éléments de matrice.

⁹On s'intéresse à la somme des énergies des électrons car c'est un paramètre accessible expérimentalement.

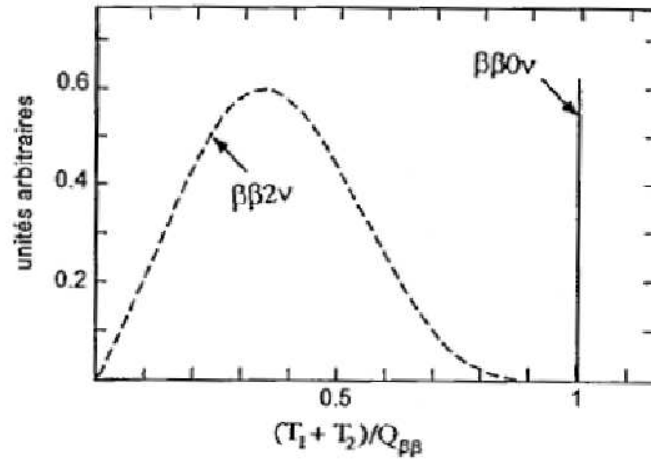


FIG. 1.17 – Distribution de la somme de l'énergie des électrons pour les processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$.

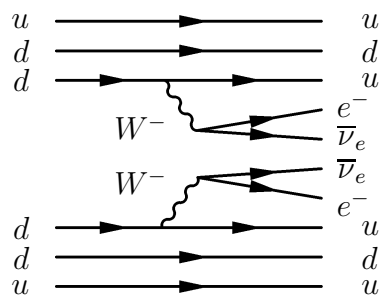
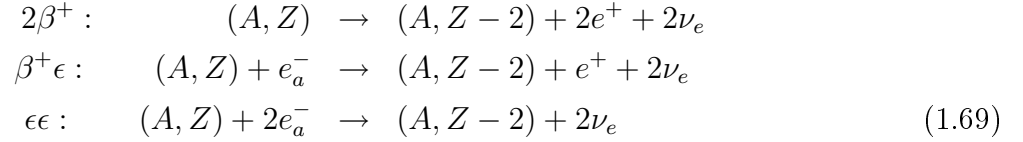


FIG. 1.18 – Processus de double désintégration bêta $2\beta 2\nu$ avec émission de neutrinos.

Il existe au total 35 émetteurs ($2\beta^-$) naturels dont toutes les caractéristiques sont détaillées dans [51]. Ici, seul le processus $2\beta^-$ a été présenté mais il existe également des processus de double désintégration bêta + ($2\beta^+$), de désintégration bêta + associée à la capture électronique d'un électron e_a^- du cortège de l'atome (β^+, ϵ) ou encore de double capture électronique (ϵ, ϵ). Il existe 6 isotopes capables de décroître par émission $2\beta^+$, ils sont également listés dans [51]. Ces réactions nucléaires s'écrivent :



1.3.2 Double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$)

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ a été proposée pour la première fois par W. H. Furry en 1939 [13]. La réaction attendue est du type :



Le processus $2\beta 0\nu$ est interdit par le Modèle Standard puisqu'il viole la conservation du nombre leptonique total L de deux unités. Ce processus est possible si les neutrinos sont des particules de Majorana massives, comme le montre le diagramme au niveau des arbres présenté en (FIG. 1.19). Un noyau se désintégrant par $2\beta 0\nu$ se désintègre aussi par $2\beta 2\nu$ mais avec des durées de vies différentes. Les isotopes candidats pour l'observation d'un signal $2\beta 0\nu$ sont donc les mêmes que pour le processus $2\beta 2\nu$.

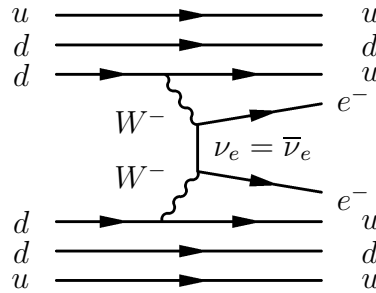


FIG. 1.19 – Processus de double désintégration bêta $2\beta 0\nu$ sans émission de neutrinos, par échange d'un neutrino de Majorana léger.

Cette fois, seuls 2 électrons sont émis dans l'état final, le spectre de leur somme en énergie se manifeste alors par une raie d'énergie à $Q_{\beta\beta}$ (FIG. 1.17). Nous avons montré que dans le cas de neutrinos massifs, il est nécessaire de considérer leur mélange (SEC. 1.2.5). Dans ce cas, le neutrino électronique massif ν_e échangé dans le processus $2\beta 0\nu$ est une superposition des champs massifs ν_i dans les proportions fixées par la matrice PMNS. On peut alors définir une masse effective de Majorana, associée ici au processus $2\beta 0\nu$, qui s'écrit :

$$m_{\beta\beta} = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \tag{1.71}$$

Transition	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	η (%)	$G^{2\nu}$ (an^{-1})	$G^{0\nu}$ (an^{-1})
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	987 ± 4	0,0035	$1,148 \cdot 10^{-22}$	$1,397 \cdot 10^{-27}$
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4272 ± 4	0,187	$3,968 \cdot 10^{-17}$	$2,439 \cdot 10^{-25}$
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001 ± 3	0,62	$3,155 \cdot 10^{-22}$	$2,342 \cdot 10^{-27}$
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	$2039,6 \pm 0,9$	7,61	$1,305 \cdot 10^{-19}$	$2,445 \cdot 10^{-26}$
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	130 ± 9	49,8	$1,220 \cdot 10^{-28}$	$4,274 \cdot 10^{-29}$
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995 ± 6	8,73	$4,348 \cdot 10^{-18}$	$1,079 \cdot 10^{-25}$
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1256 ± 5	17,3	$3,333 \cdot 10^{-21}$	$6,369 \cdot 10^{-27}$
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	$1145,3 \pm 2,5$	17,4	$2,304 \cdot 10^{-21}$	$6,369 \cdot 10^{-27}$
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350 ± 3	2,8	$1,927 \cdot 10^{-17}$	$2,242 \cdot 10^{-25}$
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112 ± 7	24,1	$9,709 \cdot 10^{-29}$	$6,711 \cdot 10^{-29}$
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034 ± 6	9,63	$9,434 \cdot 10^{-18}$	$1,754 \cdot 10^{-25}$
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1299 ± 4	18,7	$9,174 \cdot 10^{-21}$	$1,202 \cdot 10^{-26}$
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013 ± 19	11,8	$3,984 \cdot 10^{-19}$	$5,376 \cdot 10^{-26}$
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	534 ± 4	28,7	$1,443 \cdot 10^{-23}$	$1,639 \cdot 10^{-27}$
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2805 ± 4	7,49	$8,000 \cdot 10^{-18}$	$1,894 \cdot 10^{-25}$
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	364 ± 4	4,56	$1,047 \cdot 10^{-24}$	$8,621 \cdot 10^{-28}$
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	$2288,1 \pm 1,6$	5,64	$1,686 \cdot 10^{-18}$	$1,055 \cdot 10^{-25}$
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	868 ± 4	31,7	$8,475 \cdot 10^{-22}$	$6,993 \cdot 10^{-27}$
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	$2528,9 \pm 2,1$	33,8	$4,808 \cdot 10^{-18}$	$1,698 \cdot 10^{-25}$
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	847 ± 10	10,4	$8,621 \cdot 10^{-22}$	$7,692 \cdot 10^{-27}$
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479 ± 8	8,9	$4,831 \cdot 10^{-18}$	$1,812 \cdot 10^{-25}$
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	$1417,6 \pm 2,5$	11,1	$7,246 \cdot 10^{-20}$	$1,812 \cdot 10^{-26}$
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	56 ± 5	17,2	$4,854 \cdot 10^{-30}$	$1,418 \cdot 10^{-28}$
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	$1928,3 \pm 1,9$	5,7	$1,070 \cdot 10^{-18}$	$1,276 \cdot 10^{-25}$
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	$3368,1 \pm 2,2$	5,6	$1,189 \cdot 10^{-16}$	$8,000 \cdot 10^{-25}$
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	$1251,9 \pm 1,5$	22,6	$4,098 \cdot 10^{-20}$	$4,202 \cdot 10^{-26}$
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	$1729,5 \pm 1,4$	21,8	$6,623 \cdot 10^{-19}$	$1,252 \cdot 10^{-25}$
$^{170}\text{Yb} \rightarrow ^{170}\text{Er}$	$653,9 \pm 1,6$	14,9	$5,495 \cdot 10^{-22}$	$1,445 \cdot 10^{-26}$
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Er}$	$1078,8 \pm 2,7$	12,6	$3,067 \cdot 10^{-20}$	$5,714 \cdot 10^{-26}$
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	$490,3 \pm 2,2$	28,6	$1,302 \cdot 10^{-22}$	$1,439 \cdot 10^{-26}$
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	417 ± 4	41,0	$5,051 \cdot 10^{-23}$	$1,299 \cdot 10^{-26}$
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1048 ± 4	7,2	$6,135 \cdot 10^{-20}$	$1,144 \cdot 10^{-25}$
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	$416,5 \pm 1,9$	6,9	$8,130 \cdot 10^{-23}$	$1,976 \cdot 10^{-26}$
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	858 ± 6	100	$5,952 \cdot 10^{-20}$	$2,519 \cdot 10^{-25}$
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	$1145,8 \pm 1,7$	99,275	$6,803 \cdot 10^{-19}$	$5,952 \cdot 10^{-25}$

TAB. 1.3 – Tables des isotopes émetteurs double bêta ($\beta^-\beta^-$), avec leur énergie de transition $Q_{\beta\beta}$, leur abondance isotopique naturelle η et les facteurs d'espaces de phase respectifs pour les processus $2\beta 2\nu$ ($G^{2\nu}$) et $2\beta 0\nu$ ($G^{0\nu}$) [9]. On peut noter ici que $(\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu})^{-1}$ a une dépendance en $Q_{\beta\beta}^{11}$ alors que $(\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu})^{-1}$ a une dépendance en $Q_{\beta\beta}^5$, les deux dépendant également de Z .

Les expériences d'oscillations de neutrinos ont permis de contraindre la matrice PMNS (comme montré en SEC. 1.2.5 et 1.2.6). En y associant les mesures directes (SEC. 1.2.7), la mise en évidence d'un signal $2\beta 0\nu$ serait alors un moyen supplémentaire de mesurer les masses des neutrinos.

La mesure de la demi-vie du processus de double désintégration bêta interdite permet de déterminer la valeur de $m_{\beta\beta}$ puisqu'elle lui est inversement proportionnelle :

$$(\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}_{0\nu}|^2 |m_{\beta\beta}|^2 \quad (1.72)$$

où $G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à deux particules calculés dans [9] (TAB. 1.3), et $\mathcal{M}_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus $2\beta 0\nu$ (SEC. 1.3.3).

Jusqu'à présent nous avons présenté le processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos produit par l'échange de neutrinos de Majorana massifs. Cette désintégration est cependant possible via d'autres mécanismes, comme l'échange de courants droits, l'émission d'un Majoron, ou encore dans le cadre de modèles supersymétriques. Certains de ces mécanismes impliquent l'existence de nouvelles particules au-delà du Modèle Standard (comme le Majoron, boson de Goldstone associé à la brisure spontanée de la symétrie $B - L$). Cependant, quel que soit le processus mis en jeu, il nécessite des neutrinos de Majorana massifs.

1.3.3 Les éléments de matrice nucléaires

L'observation du processus de double désintégration bêta $2\beta 0\nu$ signerait la nature Majorana des neutrinos et permettrait alors d'obtenir des informations sur la masse des neutrinos. Cependant, pour déterminer la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta}$ associée au processus de double désintégration bêta $2\beta 0\nu$, il est indispensable de connaître précisément l'élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{0\nu}$ associé pour chaque émetteur 2β considéré (EQN. 1.72). Les calculs de ces éléments de matrice nucléaires sont complexes, et deux stratégies sont principalement utilisées : les calculs dans le cadre du modèle en couches nucléaire (SM) [45], et ceux dans l'approximation "Quasi Random Phase Approximation" (QRPA). Les résultats obtenus avec ces deux méthodes sont similaires malgré des approches différentes.

1.3.3.1 Modèle en couches

Le modèle en couches nucléaire décrit le noyau d'un atome composé de Z protons et de N neutrons, par des interactions à deux corps qui obéissent à la mécanique quantique non relativiste via l'équation de Schrödinger. Les nucléons sont considérés comme des particules indépendantes qui évoluent dans un champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Les protons et les neutrons sont alors organisés sur des niveaux discrets d'énergie (couches), pour chaque type de nucléon, de la manière dont les électrons sont organisés dans l'atome. Le champ effectif auquel sont soumis les nucléons fait intervenir de nombreuses interactions qui ont lieu au sein du noyau. Ce champ moyen a été construit de manière empirique et le modèle en couches a été validé car il permet de justifier plusieurs phénomènes observés dans les noyaux, l'exemple le plus frappant étant l'existence des nombres magiques. En effet, ce modèle explique que lorsque

certaines couches de protons et de neutrons sont remplies, le noyau associé est particulièrement stable à cause de l'écartement important des niveaux discrets d'énergie associés à ces couches particulières par rapport aux couches supérieures. De ce fait, le déplacement des nucléons vers la couche supérieure, qui explique l'excitation du noyau, est défavorisé ce qui rend ces noyaux plus stables.

Le calcul des éléments de matrice nucléaire pour la double désintégration bêta se fait au second ordre de la théorie de Fermi¹⁰ [10] en considérant les deux désintégrations bêta successivement. Il faut alors prendre en compte les transitions de Fermi de type vectoriel (pas de changement du spin du nucléon et spin total des leptons émis nul) et les transitions de Gamow-Teller de type axial (possible changement du spin du nucléon et spin total des leptons émis non nul). Les éléments de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{2\nu}$ et $\mathcal{M}_{0\nu}$ comprennent donc une composante de Fermi \mathcal{M}_F et une composante de Gamow-Teller \mathcal{M}_{GT} , suivant la relation :

$$|\mathcal{M}|^2 = g_V^2 |\mathcal{M}_F|^2 + g_A^2 |\mathcal{M}_{GT}|^2 \quad (1.73)$$

où g_V et g_A sont les constantes de couplage vectorielle et axiale de la théorie V-A de l'interaction faible. Pour les noyaux de masses intermédiaires et lourds, les transitions de Gamow-Teller dominant [45] et les transitions de Fermi sont donc parfois négligées. Il faut ensuite réaliser la somme sur tous les états nucléaires intermédiaires virtuels, déterminés d'après le modèle en couches, permettant d'obtenir par exemple la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ entre les deux noyaux impliqués dans le processus de double désintégration bêta entre les états fondamentaux du noyau père et du noyau fils.

Les calculs dans le cadre du modèle en couches permettent de déterminer les éléments de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{2\nu}$ et $\mathcal{M}_{0\nu}$ pour les processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ respectivement.

1.3.3.2 QRPA

Les calculs de QRPA cherchent, comme ceux dans le cadre du modèle en couches, à représenter les états nucléaires intermédiaires virtuels de la double désintégration bêta et à sommer leurs contributions pour déterminer la transition. Les excitations du noyau père sont cette fois considérées à partir d'états appariés particule-trou ou proton-neutron. Ces états de quasi-particules sont ensuite traités comme des bosons. L'interaction particule-trou permet de reconstruire, de façon empirique, les niveaux d'énergies excités du noyau et ainsi de fixer la constante de couplage g_{pt} qui la caractérise. L'interaction proton-neutron, caractérisée quant à elle par la constante de couplage particule-particule g_{pp} , permet de décrire les processus de désintégration bêta et de double désintégration bêta. Cette constante de couplage est un paramètre libre qui retire tout caractère prédictif à la QRPA. Elle peut cependant être déterminée directement à partir des mesures des taux de double désintégration bêta permise $2\beta 2\nu$, et elle est aujourd'hui

¹⁰La théorie de Fermi ou théorie V-A de l'interaction faible est la limite à basse énergie du modèle électrofaible de Glashow-Salam-Weinberg. Ce modèle décrit la désintégration bêta comme une interaction ponctuelle entre les fermions avec la constante de couplage $G_F = 1,137 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, exprimée par $G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2$ d'après le modèle GSW. Le courant nucléonique est déterminé par le passage du niveau des quarks (courant hadronique : $j_h = \bar{u}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)d$) aux nucléons et s'écrit $j_n = \bar{p}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma_5)n$.

bornée par $0,8 \leq g_{pp} \leq 1,2$. De nombreuses extensions de l'approximation QRPA (RQRPA, FQRPA... [26]) utilisent différents ingrédients au modèle, comme par exemple la prise en compte du principe de Pauli, mais les différents calculs des éléments de matrice nucléaire restent basés sur le même principe.

1.3.3.3 Perspectives pour les calculs

Aujourd'hui, les théoriciens en physique nucléaire du modèle en couche et de la QRPA se sont regroupés au sein du réseau Européen ILIAS afin de faire progresser le calcul des éléments de matrice nucléaire. Ils espèrent ainsi comprendre plus finement les différences entre les deux méthodes et les divers modèles utilisés, et donc réduire les incertitudes sur le calcul des éléments de matrice nucléaire. Cette étape est indispensable pour la mesure de la masse effective $m_{\beta\beta}$, si un signal de double désintégration bêta $2\beta 0\nu$ est observé. L'écart entre les prédictions des différents modèles a été réduit significativement ces dernières années, même si des facteurs 2 à 3 sur la masse effective prédite sont encore observées pour certains noyaux. La mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$, proportionnelle à l'élément de matrice $\mathcal{M}_{2\nu}$, pour le plus grand nombre possible d'émetteurs 2β est un excellent moyen de vérifier la validité des calculs, même si les calculs sur les deux processus diffèrent. Les données expérimentales de désintégration bêta liée aux noyaux intermédiaires de la double désintégration bêta sont également utilisées. On espère ainsi améliorer la précision sur la mesure de la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino en cas d'observation du processus $2\beta 0\nu$. Toutes ces mesures permettent de contraindre la valeur de la constante de couplage g_{pp} utilisée pour obtenir $\mathcal{M}_{0\nu}$.

1.3.4 Lien entre masse effective et mélange des neutrinos

Nous avons montré que la mise en évidence d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ permettrait de déterminer la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta}$ (EQN. 1.72). Comme pour la désintégration bêta (SEC. 1.72), on peut exprimer cette masse (EQN. 1.71) en fonction des paramètres de la matrice de mélange des neutrinos :

$$m_{\beta\beta} = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{2i\eta_2} m_2 + s_{13}^2 e^{2i(\eta_3 - \delta)} m_3 \quad (1.74)$$

Les phases de violation de \mathcal{CP} : δ , η_2 et η_3 sont complètement inconnues. On peut montrer que si la symétrie \mathcal{CP} est conservée ($\delta = 0, \pi$), la masse effective $m_{\beta\beta}$ ne peut être réelle que si les phases $\alpha_2 = 2\eta_2$ et $\alpha_3 = 2(\eta_3 - \delta)$ sont égales à 0 ou π [7]. Il y a donc 4 combinaisons de ces phases possibles à considérer. Afin de faire le lien avec les paramètres mesurés par les expériences d'oscillations de neutrinos, on peut également exprimer la masse $m_{\beta\beta}$ en fonction des différences de masses carrées. Il faut alors considérer la hiérarchie de masse des neutrinos (FIG. 1.12).

Hiérarchie normale

Dans le cas de la hiérarchie normale des masses, et sachant que $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$, on peut écrire la masse effective $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger (ici m_1) :

$$m_{\beta\beta} \approx c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_2} \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} + s_{13}^2 e^{i\alpha_3} \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{32}^2} \quad (1.75)$$

Il est alors possible d'étudier le comportement de la masse effective en fonction de la seule variable m_1 pour les différentes combinaisons des phases (FIG. 1.20). On distingue deux régions de masses pour $m_{\beta\beta}$ en fonction de la valeur de m_1 :

- la région quasi-dégénérée ($m_1 > 2 \cdot 10^{-2}$ eV) où $m_1 \sim m_2 \sim m_3$ et pour laquelle on peut négliger le troisième terme de (EQN. 1.75) puisque $\Delta m_{32}^2 \ll m_1^2$ et que l'angle θ_{13} est très faible ($s_{13} \ll m_1$ et $c_{13} \sim 1$). Seules 2 situations restent à considérer du point de vue des phases de Majorana, en considérant le couple (α_2, α_3) :

$$(0, 0) \text{ ou } (0, \pi) \Rightarrow m_{\beta\beta} \approx m_1 \quad (1.76)$$

$$(\pi, 0) \text{ ou } (\pi, \pi) \Rightarrow m_{\beta\beta} \approx m_1 \cos(2\theta_{12}) \quad (1.77)$$

On observe alors deux bandes dans la zone quasi-dégénérée (FIG. 1.20). La première bande correspond à m_1 et la seconde à $m_1 \cos(2\theta_{12})$ dont la largeur est accrue à cause des incertitudes sur la mesure de θ_{12} . On peut noter que si la symétrie \mathcal{CP} n'est pas conservée, la valeur de la masse effective se trouve dans la région entre ces deux bandes.

- la région hiérarchique normale ($m_1 < 2 \cdot 10^{-2}$ eV) où $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ et pour laquelle les masses s'expriment simplement par $m_2 \approx \sqrt{\Delta m_{21}^2}$ et par $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2}$. La relation donnant la masse effective $m_{\beta\beta}$ (EQN. 1.75) est simplifiée en négligeant m_1 par rapport aux autres masses et toujours en supposant θ_{13} très faible. Dans cette situation, une grande zone de masse est autorisée pour $m_{\beta\beta}$ en fonction des combinaisons des phases (α_2, α_3) (FIG. 1.20). Cependant cette région implique des valeurs de $m_{\beta\beta}$ très faibles ($m_{\beta\beta} < 10^{-2}$). On observe également sur cette figure qu'il existe un cas très précis ($m_1 \sim 5 \cdot 10^{-3}$ eV) pour lequel les valeurs des paramètres de mélange annulent $m_{\beta\beta}$.

Pour conclure, si la hiérarchie de masse des neutrinos est normale et que les masses sont quasi-dégénérées, les expériences actuelles pourraient observer le processus $2\beta 0\nu$ jusqu'à $|m_{\beta\beta}| > 100$ meV. En dessous de cette valeur, la prochaine génération d'expériences est adaptée. Les expériences d'oscillations présentes et futures devraient également permettre de réduire les incertitudes sur les paramètres de mélange et donc les valeurs possibles pour la masse effective. Par contre, si la masse m_1 est trop faible, il faudra attendre des expériences au-delà de 100 kg pour tester la région hiérarchique normale autorisée pour $m_{\beta\beta}$.

Hiérarchie inverse

De la même manière que pour la hiérarchie normale, il est possible d'exprimer la masse effective $m_{\beta\beta}$ à partir des paramètres de mélange des neutrinos et de la masse du neutrino le

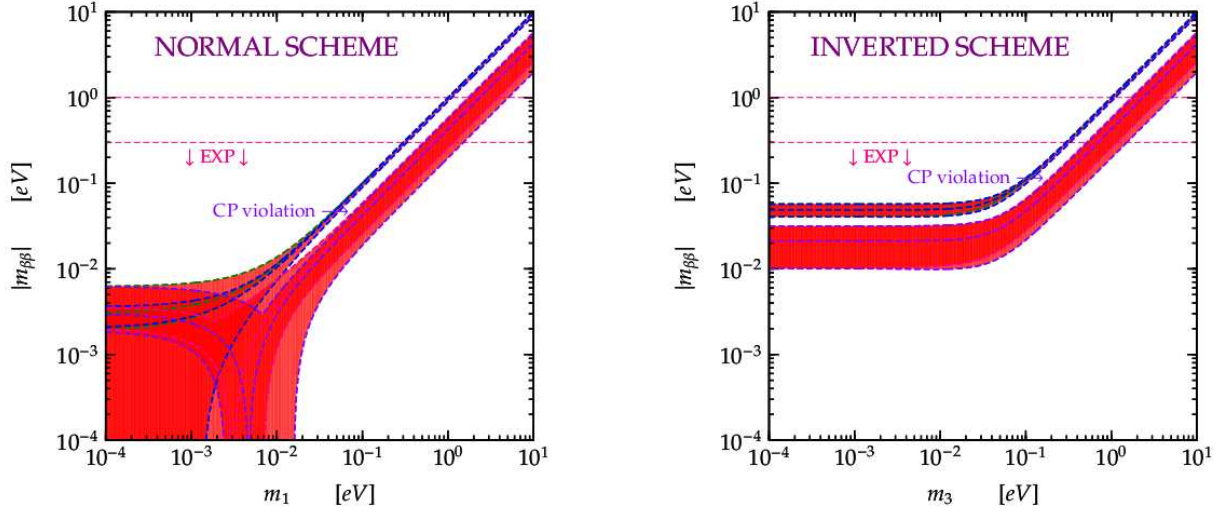


FIG. 1.20 – Masse effective $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger dans la hiérarchie normale (m_1) et dans la hiérarchie inversée (m_3) [25]. Les zones rouges représentent les régions autorisées en fonction des valeurs des phases globales α_1 et α_2 dans le cas où \mathcal{CP} est conservée. La région autorisée en cas de violation de \mathcal{CP} est également indiquée. La limite expérimentale correspond à la limite actuelle sur $T_{1/2}^{0\nu}$ donnée par l'expérience Heidelberg-Moscou [19].

plus léger (ici m_3). Puisque $m_1 \approx m_2 \approx \sqrt{m_3^2 + \Delta m_{32}^2}$ (FIG. 1.12), elle s'écrit :

$$m_{\beta\beta} \approx (c_{12}^2 c_{13}^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_2}) \sqrt{m_3^2 + \Delta m_{32}^2} + s_{13}^2 e^{i\alpha_3} m_3 \quad (1.78)$$

Ici encore, il faut également considérer deux régions pour les valeurs possibles de la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino (FIG. 1.20) :

- pour la région quasi-dégénérée ($m_3 > 10^{-1}$ eV) où $m_1 \sim m_2 \sim m_3$, la situation est la même que si la hiérarchie de masses est normale. La masse effective $m_{\beta\beta}$ est alors toujours attendue dans 2 bandes autorisées (m_3 ou $m_3 \cos(2\theta_{12})$) si la symétrie \mathcal{CP} est conservée. Sinon elle est attendue entre ces deux bandes (FIG. 1.20).
- dans la région hiérarchique inverse ($m_3 < 10^{-1}$ eV), on peut négliger m_3 par rapport aux autres masses et donc simplifier l'expression (EQN. 1.78). Comme dans le cas quasi-dégénéré de la hiérarchie normale, seules 2 situations sont à considérer pour les phases de Majorana (α_2, α_3) :

$$(0, 0) \text{ ou } (0, \pi) \Rightarrow m_{\beta\beta} \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2} \quad (1.79)$$

$$(\pi, 0) \text{ ou } (\pi, \pi) \Rightarrow m_{\beta\beta} \approx \sqrt{\Delta m_{32}^2} \cos(2\theta_{12}) \quad (1.80)$$

On observe alors un comportement asymptotique des deux bandes autorisées tendant vers des valeurs constantes pour $m_{\beta\beta}$. Cette région autorise des valeurs de $m_{\beta\beta}$ plus grandes ($m_{\beta\beta} > 10^{-2}$) que dans le cas de la hiérarchie normale des masses.

La hiérarchie inverse de masse est, contrairement à la hiérarchie normale, pratiquement totalement accessible par la prochaine génération d'expériences, comme CUORE et SuperNEMO par exemple. Si aucune de ces expériences n'observe le processus $2\beta 0\nu$, la hiérarchie inverse de masse sera pratiquement complètement exclue ($|m_{\beta\beta}| < 9 \cdot 10^{-3}$ eV) et la hiérarchie sera donc normale. Pour assurer une telle conclusion, il est néanmoins nécessaire de réduire les incertitudes sur les paramètres d'oscillation mais surtout les incertitudes sur les calculs théoriques des éléments de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{0\nu}$.

Perspectives

Aujourd'hui, la hiérarchie de masse des neutrinos est complètement inconnue. Les expériences d'oscillations utilisant des effets de matière sur Terre, comme les expériences de neutrinos solaires, pourraient déterminer cette hiérarchie et donc apporter une information capitale pour la double désintégration bêta. Cependant, les efforts en matière d'oscillations de neutrinos sont aujourd'hui tournés vers la détermination de θ_{13} , toujours inconnu. Il est certainement nécessaire de continuer à contraindre $m_{\beta\beta}$ à partir des différents types d'expériences de mesure de la masse des neutrinos (oscillations, désintégration bêta, cosmologie, et double désintégration bêta) pour déterminer cette hiérarchie.

Nous avons montré que la prochaine génération d'expériences de double désintégration bêta pourrait distinguer les hiérarchies inverse et normale des masse des neutrinos si ces dernières ne sont pas quasi-dégénérées (dans le cas contraire les régions autorisées sont les mêmes pour les 2 hiérarchies), et ce même sans observation du processus $2\beta 0\nu$. Par contre, l'observation de ce processus dans le cas de la hiérarchie normale semble encore très difficile même avec les expériences à venir qui utiliseront de l'ordre de 100 kg d'isotopes 2β . Il faudra alors attendre la génération suivante d'expériences pour tenter d'observer le processus $2\beta 0\nu$.

1.4 Conclusion

La théorie décrivant les processus 2β a été présentée dans ce chapitre. Nous allons maintenant montrer comment il est possible de mesurer les processus associés, et quelles sont les contraintes expérimentales pour les expériences. Dans ma thèse, j'ai travaillé sur des expériences 2β associant un détecteur de traces et un calorimètre (NEMO). La première partie (PART. I) porte sur la mesure des processus 2β du ^{130}Te présent dans le détecteur NEMO 3, en cours de prise de données au Laboratoire Souterrain de Modane. D'autre part, dans le cadre de la phase de R&D du projet de détecteur SuperNEMO et afin de qualifier en radiopureté les feuilles source d'émetteur 2β , la collaboration a décidé de réaliser un détecteur de type BiPo, dont le premier prototype, BiPo1, a fait l'objet de la seconde partie de ma thèse (PART. II).

Première partie

Mesure des processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3

Chapitre 2

L'expérience NEMO et le détecteur NEMO 3

L'expérience ne se trompe jamais, ce sont nos jugements qui se trompent.

Léonard de Vinci

2.1 Etat des lieux expérimental en double bêta

Il existe trois méthodes expérimentales pour l'étude des processus de double désintégration bêta : géochimique, radiochimique et directe. Les mesures géochimiques déterminent l'abondance du noyau fils d'un émetteur 2β dans un échantillon ancien. Les mesures radiochimiques procèdent de la même manière mais utilisent un échantillon préparé et enrichi en isotope émetteur 2β . Ces deux types d'expériences ne sont sensibles qu'à la somme des processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$. C'est la raison pour laquelle les expériences de double désintégration bêta actuelles se font par recherche directe de la désintégration 2β , avec mesure de l'énergie des électrons afin de distinguer les deux processus.

Les expériences de double désintégration bêta directes recherchent un faible excès d'événements dans le spectre en énergie autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$ (FIG. 1.17) afin de mettre en évidence un signal $2\beta 0\nu$. L'observation d'un tel pic n'est cependant pas suffisante, idéalement il faudrait démontrer qu'il s'agit d'événements $2\beta 0\nu$. Pour cela une expérience de double désintégration bêta devrait :

- mesurer l'énergie des particules émises avec une très bonne résolution afin de limiter la queue de distribution du processus $2\beta 2\nu$ dans la région $2\beta 0\nu$.
- avoir une bonne résolution spatiale ou segmenter les sources 2β afin de réduire les phénomènes d'empilements.
- identifier les particules émises lors du processus de désintégration afin de signer l'émission de deux électrons.
- identifier le noyau fils lorsque c'est possible, afin de signer complètement la double désintégration bêta.

Le choix d'un isotope émetteur 2β (discuté en SEC. 2.3.2), qui peut-être limité par les possibilités d'enrichissement et de purification, est crucial et motive le type de détecteur. Il est extrêmement difficile, voire impossible pour une seule expérience de satisfaire simultanément toutes les conditions citées. Plusieurs expériences de double désintégration bêta sont donc absolument nécessaires.

Les expériences de double désintégration bêta doivent toutes faire face aux mêmes problèmes afin de maîtriser leur bruit de fond. En premier lieu, tous les matériaux utilisés dans le détecteur doivent être extrêmement radiopurs. Par une sélection rigoureuse ou même par purification, les matériaux utilisés atteignent aujourd'hui des contaminations en radioéléments inférieures au mBq/kg. Ensuite, les détecteurs sont systématiquement installés en laboratoires souterrains afin de considérablement réduire le bruit de fond cosmique, ainsi que le flux de muons, qui peuvent produire des neutrons de haute énergie ou des rayonnements γ de bremsstrahlung.

On peut classer les expériences de double désintégration bêta en deux catégories : celles qui possèdent des détecteurs à source active et celles qui ont des détecteurs à source passive. Les premiers ont une excellente résolution en énergie et une grande efficacité de détection. La source permet de détecter les deux électrons émis, mais ne peut donner que l'énergie totale de ces électrons. Les détecteurs à source active sont des semi-conducteurs, des cristaux scintillants ou des bolomètres. Les détecteurs à source passive souffrent d'une résolution en énergie nettement moins bonne et d'une plus faible efficacité. Par contre, ils sont capables d'identifier les électrons et d'apporter des informations cinématiques (énergie individuelle, angle d'émission ...). Ces détecteurs sont des chambres à projection temporelle (TPC) ou la combinaison d'un détecteur de traces et d'un calorimètre (tracko-calor).

La sensibilité en demi-vie que l'on peut atteindre avec une expérience en cas de non-observation d'un signal $2\beta 0\nu$, est donnée par :

$$\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > \frac{\ln 2 N_A \epsilon_{0\nu}}{k_{C.L.} A} \sqrt{\frac{m t}{N_{bdf} r}} \quad (2.1)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, $\epsilon_{0\nu}$ l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$, m la masse d'émetteur 2β en g, t la durée de mesure en années, $k_{C.L.} = 1,64$ à 90 % C. L., A la masse atomique de l'isotope, N_{bdf} le nombre d'événements de bruit de fond par keV, par kg et par an et r la résolution en énergie FWHM. Si l'efficacité varie de la même manière pour le processus $2\beta 0\nu$ et pour le bruit de fond, la sensibilité sur la demi-vie varie en $\epsilon^{1/2}$. Les expériences à source active, avec une efficacité de l'ordre de 90 %, sont donc favorisées en terme de sensibilité sur la demi-vie, mais elles sont défavorisées par le niveau de bruit de fond car elles ne peuvent identifier les particules mises en jeu.

2.1.1 Résultats obtenus en ^{76}Ge

A ce jour, deux expériences de double désintégration bêta, à présent terminées, ont donné des résultats importants sur les processus $2\beta 0\nu$: Heidelberg-Moscou et IGEX.

Heidelberg-Moscou

L'expérience Heidelberg-Moscou était une expérience à source active utilisant des détecteurs semi-conducteurs germanium coaxiaux de type p enrichis à 86 % en isotope ^{76}Ge . La méthode de fabrication des cristaux par croissance permet d'obtenir une grande pureté en germanium. Les cinq détecteurs, installés au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS) à 3500 m.w.e.¹, ont pris des données de 1990 à 2003, avec une excellente résolution en énergie de l'ordre de 3 keV à $Q_{\beta\beta} = 2,039$ MeV, et un bruit de fond dans la région $2\beta0\nu$ égal à $0,113 \pm 0,007$ coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$.

Les résultats de cette expérience sont à prendre avec précautions puisque le porte-parole de la collaboration, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, revendique la première mise en évidence d'un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta0\nu$ [37]. Mais la communauté est partagée face à cette annonce. En effet, une précédente analyse, qui n'observait aucun signal $2\beta0\nu$, a donné les meilleures limites pour la demi-vie du ^{76}Ge : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \cdot 10^{25}$ ans à 90 % C.L., soit une limite sur la masse effective du neutrino $|m_{\beta\beta}| < 0,35 - 1,05$ eV, après une exposition de 47,7 kg an [19]. Les résultats correspondant à la mise en évidence d'un signal $2\beta0\nu$, publiés par H. V. Klapdor-Kleingrothaus après une nouvelle analyse des données, donnent $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} = 1,19 \cdot 10^{25}$ ans à $4,2 \sigma$ et $|m_{\beta\beta}| = 0,44$ eV, pour une exposition de 71,7 kg an [37]. Le spectre final de cette analyse dans la région d'intérêt est présenté en (FIG. 2.1).

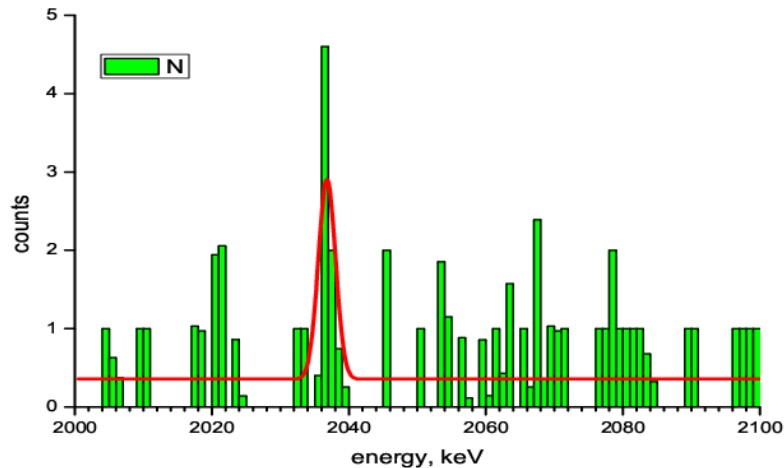


FIG. 2.1 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons dans la région $2\beta0\nu$ pour le ^{76}Ge , d'après une analyse des données de l'expérience Heidelberg-Moscou ($Q_{\beta\beta} = 2,039$ MeV) [37].

Par une analyse plus récente des données, H. V. Klapdor-Kleingrothaus et I. V. Krivosheina annoncent même une mesure à 6σ : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} = 2,23_{-0,31}^{+0,44} \cdot 10^{25}$ ans et $|m_{\beta\beta}| = 0,32 \pm 0,03$ eV [41]. En utilisant deux méthodes de discrimination de forme des signaux, une sélection d'événements par un réseau de neurones et une sélection d'événements ponctuels d'après simulations de signaux, cette nouvelle analyse rend le bruit de fond dû aux γ externes négligeable.

¹m.w.e. : mètre équivalent eau.

IGEX

L'expérience IGEX (International Germanium Experiment) était également une expérience à source active utilisant des semi-conducteurs germanium de type p enrichis à 86 % en isotope ^{76}Ge . Trois détecteurs de masse effective 2 kg et trois de 700 g étaient installés au Laboratoire Souterrain de Canfranc (LSC) sous 2450 m.w.e.. Cette expérience n'a pas observé d'excès d'événements dans la région $2\beta 0\nu$ (FIG. 2.2) et a publié une limite sur la demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 1,57 \cdot 10^{25}$ ans à 90 % C.L. [32]. Le bruit de fond associé valait $0,17$ coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$, ramené à $0,10$ coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$ par utilisation d'une méthode de discrimination de forme des signaux. La limite supérieure associée sur la masse effective du neutrino est $|m_{\beta\beta}| < 0,33 - 1,35$ eV.

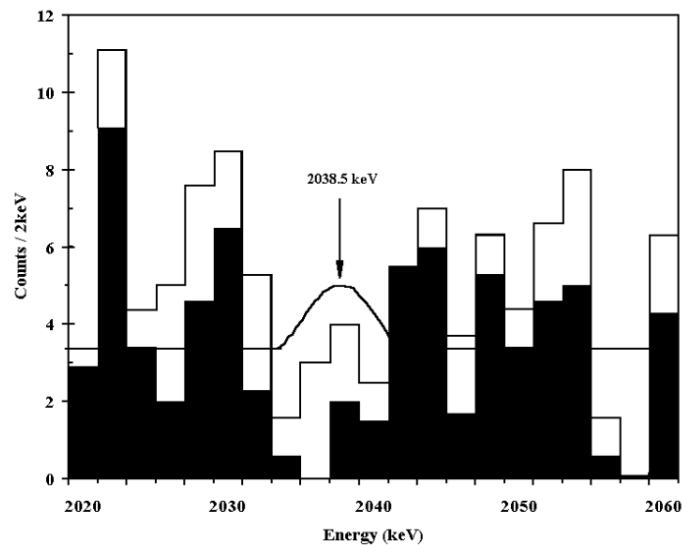


FIG. 2.2 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons dans la région $2\beta 0\nu$ du ^{76}Ge ($Q_{\beta\beta} = 2,039$ MeV) résultat de l'expérience IGEX. Le spectre en noir est obtenu après discrimination de forme des signaux [32].

Les résultats des deux expériences sur le ^{76}Ge ne sont donc plus en accord après la deuxième analyse publiée par Heidelberg-Moscou [37]. Une vive controverse s'est installée dans la communauté double bêta à propos de cette analyse, et les deux expériences Heidelberg-Moscou et IGEX ont publié des discussions complémentaires à propos de leurs résultats respectifs, assorties de critiques [36] [34]. Depuis, aucune expérience en cours de prise de données n'a publié la mise en évidence d'un signal $2\beta 0\nu$ (mais elles n'utilisent pas de ^{76}Ge). Aussi, il faudra attendre que ces expériences publient leurs résultats avec plus de statistique, ou encore que de futures expériences confirment ou rejettent cette annonce de la mise en évidence d'un signal $2\beta 0\nu$ avec l'isotope ^{76}Ge .

2.1.2 Les expériences en cours

Beaucoup d'expériences sont en cours de construction, en phase de R&D ou avec des prototypes en fonctionnement. Mais seules deux expériences prennent des données actuellement :

CUORICINO et NEMO 3. Ces expériences ont toutes deux des masses d'émetteurs 2β d'environ 10 kg et des sensibilités annoncées du même ordre de grandeur sur la demi-vie et la masse effective.

CUORICINO

L'expérience CUORICINO est installée au LNGS sous 3500 m.w.e. et prend des données depuis mars 2003. Ce détecteur à source active utilise la technique bolométrique qui a déjà été utilisée dans l'expérience MiDBD de 1997 à 2001 au LNGS. Les bolomètres de CUORICINO sont des cristaux diélectriques et diamagnétiques refroidis à une température de 8 ± 1 mK. A cette température la chaleur spécifique du cristal (modèle de Debye) est proportionnelle au cube de la température ($C_V \propto T^3$). Elle devient alors si petite qu'elle permet de détecter la faible énergie déposée par l'interaction d'une particule. La variation de température est proportionnelle à l'énergie déposée et est mesurée par des thermistances germanium couplées à chaque cristal.

La tour de CUORICINO (FIG. 2.3) est composée de onze modules de quatre détecteurs de $5 \times 5 \times 5$ cm³ de 790 g chacun et de deux modules de neuf détecteurs de $3 \times 3 \times 6$ cm³ de 330 g chacun. Ces détecteurs sont des cristaux d'oxyde de tellure TeO₂ et l'abondance naturelle du tellure à 33,8 % en isotope ¹³⁰Te est suffisante pour la recherche du processus $2\beta 0\nu$ sans enrichissement des cristaux. La masse totale de cristaux atteint 40,7 kg. L'élévation de température produite par un événement $2\beta 0\nu$ pour un $Q_{\beta\beta} = 2,529$ MeV du ¹³⁰Te serait de 0,177 mK dans le cristal. Dans cette région, les résolutions en énergie FWHM sont respectivement 8 keV pour les cristaux de plus grande dimension et 12 keV pour les autres [44].

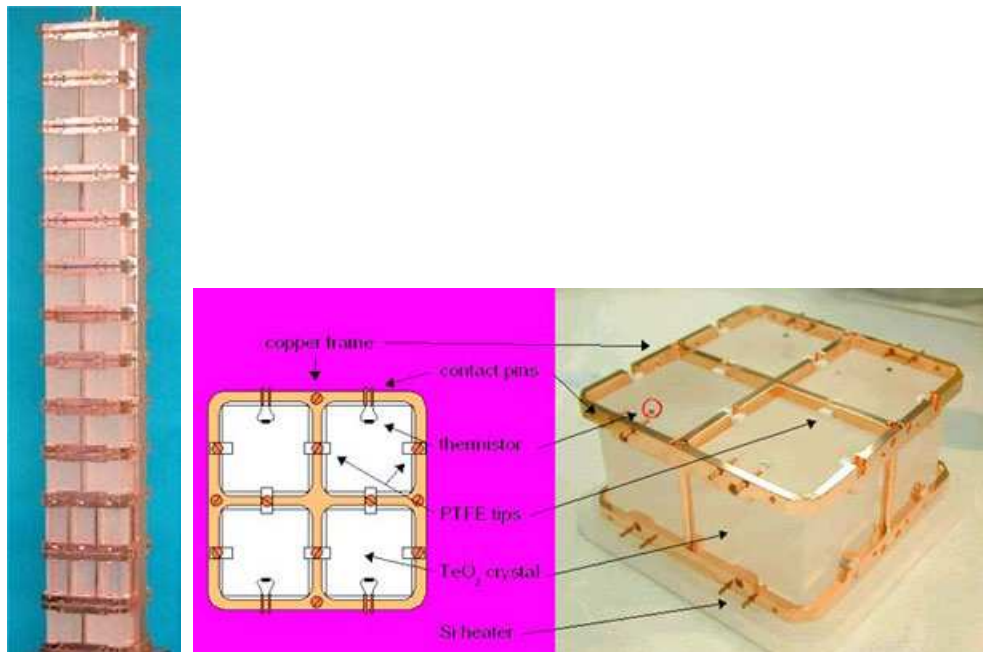


FIG. 2.3 – Photos de la tour de CUORICINO et d'un module de quatre cristaux avec la légende associée.

Le bruit de fond dans la région $2\beta0\nu$ du ^{130}Te est de $0,18 \pm 0,01$ coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$ pour les plus grands cristaux et $0,20 \pm 0,04$ coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$ pour les autres cristaux. Aucune évidence d'un signal $2\beta0\nu$ (FIG. 2.4) n'a été observée à ce jour, avec une exposition de 11,83 kg an, ce qui correspond à une limite sur la période $2\beta0\nu$ qui vaut $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 3,0 \cdot 10^{24}$ ans à 90 % C.L. [44]. La limite résultante sur la masse effective du neutrino est $|m_{\beta\beta}| < 0,19 - 0,68$ eV en fonction des éléments de matrice nucléaires calculés.

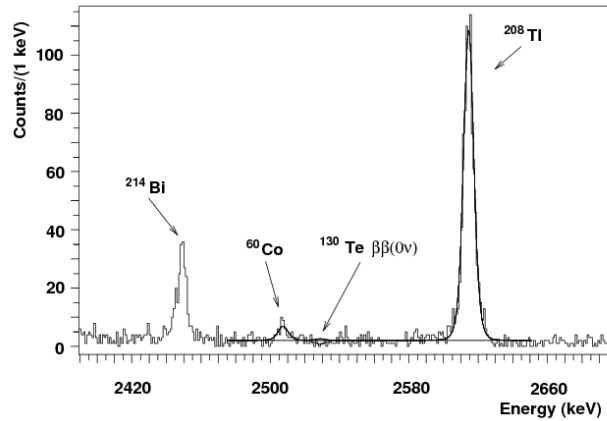


FIG. 2.4 – Spectre de la somme en énergie des deux électrons dans la région $2\beta0\nu$ du ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2,529$ MeV) obtenu par l'expérience CUORICINO [44].

L'expérience CUORICINO a officiellement fini de prendre des données le 30 juin 2008. Ce résultat sera donc la meilleure limite sur le processus $2\beta0\nu$ du ^{130}Te jusqu'aux premières données du projet CUORE (SEC. 5.2).

NEMO 3

NEMO 3 est une expérience à source passive qui étudie différents émetteurs 2β pour une masse totale de 10 kg, avec principalement du ^{100}Mo et du ^{82}Se . Le détecteur NEMO 3 combine un détecteur de traces et un calorimètre, il est décrit en détails dans ce chapitre (SEC. 2.3). La prise de données a commencé en février 2003 et devrait se poursuivre jusqu'en 2010.

La sensibilité annoncée par la collaboration au terme de la prise de données, sur la demi-vie et la masse effective du neutrino pour le processus $2\beta0\nu$, vaut respectivement $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2 \cdot 10^{24}$ ans à 90 % C.L. et $|m_{\beta\beta}| < 0,2 - 1,1$ eV en fonction des éléments de matrice nucléaires calculés (SEC. 1.3.2).

2.2 But et principe de l'expérience NEMO 3

Le but de l'expérience NEMO 3 est la mise en évidence directe d'événements $2\beta0\nu$. Le détecteur doit donc être capable d'observer l'émission de deux électrons à partir du même vertex d'une source 2β et de mesurer leur énergie totale de l'ordre de 3 MeV. Le détecteur

NEMO 3 comporte des feuilles source passives, entourées d'un détecteur de traces pour identifier les électrons et d'un calorimètre pour mesurer les énergies et les temps de vol des particules. A plus basse énergie, il faut également mesurer le processus $2\beta 2\nu$ afin de déterminer la contribution de la queue de distribution associée dans la région $2\beta 0\nu$. La résolution en énergie du calorimètre doit être la meilleure possible afin de séparer les deux processus, la $2\beta 2\nu$ étant dans le cas contraire un bruit de fond irréductible au processus $2\beta 0\nu$. Enfin avec cette technique la source est indépendante du type de détecteur, ce qui permet d'étudier différents isotopes 2β . Le détecteur NEMO 3 a donc été conçu pour être modulaire et a été divisé en secteurs.

La technique tracko-calorimétrie offre la possibilité de mesurer et de rejeter le bruit de fond. Effectivement, NEMO 3 est conçu pour identifier toutes les particules issues de la radioactivité : e^- , e^+ , γ et particules α . La mesure du temps de vol permet de distinguer un électron traversant le détecteur (contaminations β ou γ externes) de deux électrons provenant de la feuille source. Le champ magnétique appliqué permet d'identifier les positrons par la courbure de leur trajectoire et donc de rejeter les créations de paires e^+e^- . Le champ magnétique permet également d'identifier les α par leur trajectoire rectiligne puisqu'ils ne sont quasiment pas déviés dans ce champ. L'épaisseur des scintillateurs plastiques assure une efficacité de détection des γ suffisante pour la mesure du bruit de fond. Enfin une électronique retardée permet d'observer les désintégrations α retardées du ^{214}Po et donc de mesurer le ^{214}Bi (SEC. 2.2.1).

Même si le détecteur NEMO 3 permet la mesure des différents bruits de fond, il est nécessaire de réduire ces derniers au maximum. Le détecteur a donc été placé en laboratoire souterrain pour rendre négligeable le bruit de fond cosmique. De plus, des blindages spécifiques ont été installés. De l'extérieur vers l'intérieur, des cuves d'eau borée ou du bois blindent le détecteur contre les neutrons, puis un blindage de fer pur permet de réduire les γ externes. Une sélection rigoureuse des matériaux de construction du détecteur a aussi été effectuée. Enfin, les sources 2β ont été purifiées chaque fois que cela était possible.

Durant la première année de prise de données, il est apparu que le radon présent dans le laboratoire parvenait à diffuser à l'intérieur du détecteur [62]. Une tente anti-radon a donc été ajoutée autour du détecteur et l'intérieur de cette tente est balayé par de l'air sans radon. Une usine anti-radon a été spécialement construite et installée au laboratoire souterrain pour produire cet air. Les données de l'expérience NEMO 3 ont ensuite été séparées en deux phases, par la mise en route de ce système anti-radon en octobre 2004.

2.2.1 Bruits de fond

Comme il a déjà été précisé, un des enjeux des expériences de double désintégration bêta est la maîtrise du bruit de fond. Spécialement dans la région $2\beta 0\nu$ (autour de 3 MeV pour le ^{100}Mo et le ^{82}Se majoritairement présents dans NEMO 3) où très peu d'événements sont attendus, le bruit de fond doit tendre vers zéro.

Le principal bruit de fond est la radioactivité naturelle, présente dans tous les matériaux. Des isotopes à très longues durées de vie sont à l'origine des chaînes de désintégration naturelles,

ce sont le ^{235}U , le ^{238}U et le ^{232}Th . L'ensemble des chaînes de désintégrations sont présentées dans le tableau (FIG. 2.5). Le ^{235}U et ses descendants ne représentent pas des bruits de fond pour le processus $2\beta 0\nu$ car les énergies mises en jeu sont trop faibles. De plus, l'abondance naturelle de l'uranium en isotope 235 n'est que de 0,72 %. L'isotope ^{40}K est aussi à prendre en considération pour l'étude des processus $2\beta 2\nu$. Néanmoins, les principaux isotopes qui posent problèmes sont le ^{214}Bi et le ^{208}Tl , descendants respectivement du ^{238}U et du ^{232}Th , car ce sont des émetteurs β^- avec des valeurs Q_β supérieures à 3 MeV (respectivement 3,270 et 4,992 MeV). Ces isotopes vont aussi émettre des rayonnements γ d'énergies comparables aux $Q_{\beta\beta}$, et ensuite créer des électrons, ils peuvent donc produire des événements de bruit de fond pour l'expérience. Les schémas de désintégration de ces isotopes sont détaillés en (FIG. 2.6).

	^{238}U					^{232}Th					^{235}U								
U	U-238 4.47 10 ⁹ yr		U-234 2.455 10 ⁵ yr											U-235 7.04 10 ⁸ yr					
Pa	↓	Pa-234m 1.17 m	↓											↓	Pa-231 3.27 10 ⁴ yr				
Th	Th-234 24.10 d		Th-230 7.538 10 ⁴ yr		α ↓		Th-232 14 10 ⁹ yr		Th-228 1.912 yr					Th-231 25.52 h		Th-227 18.72 d			
Ac			↓				↓	Ac-228 6.15 h	↓					Ac-227 21.773 yr	↓				
Ra			Ra-226 1600 yr				Ra-228 5.75 yr		Ra-224 3.66 d							Ra-223 11.435 d			
Fr			↓						↓							↓			
Rn			Rn-222 3.8235 d						Rn-220 55.6 s							Rn-219 3.96 s			
At			↓						↓							↓			
Po			Po-218 3.10 m		Po-214 164.3μ s		Po-210 138.376 d		Po-216 145 ms		Po-212 299 ns					Po-215 1.781 ms			
Bi			↓	Bi-214 19.9 m		Bi-210 5.013 d		↓	Bi-212 60.55 m		↓					↓	Bi-211 2.14 m		
Pb			Pb-214 26.8 m	0.021% ↓	Pb-210 22.3 yr		Pb-206 stable		Pb-212 10.64 h	36% ↓	Pb-208 stable					Pb-211 36.1 m		↓	Pb-207 stable
Tl				Tl-210 1.3 m		Tl-206 4.199 m				Tl-208 3.053 m								↓	Tl-207 4.77 m

FIG. 2.5 – Les trois chaînes de désintégrations de la radioactivité naturelles. Les bruits de fond dominants dans NEMO 3 sont grisés. Il faut préciser que le ^{40}K fait parti de la radioactivité naturelle mais qu'il ne forme pas de chaîne de désintégration.

Dans l'expérience NEMO 3, on distingue deux topologies pour le bruit de fond. On parle de bruit de fond interne lorsque la contamination provient de la feuille source. Si la contamination se trouve hors de la feuille source 2β on parle de bruit de fond externe, même si cette contamination se trouve à l'intérieur du détecteur.

Un bruit de fond interne peut produire des événements à deux électrons émis depuis la feuille source par trois mécanismes (FIG. 2.7). Les impuretés sont des isotopes émetteurs bêta comme

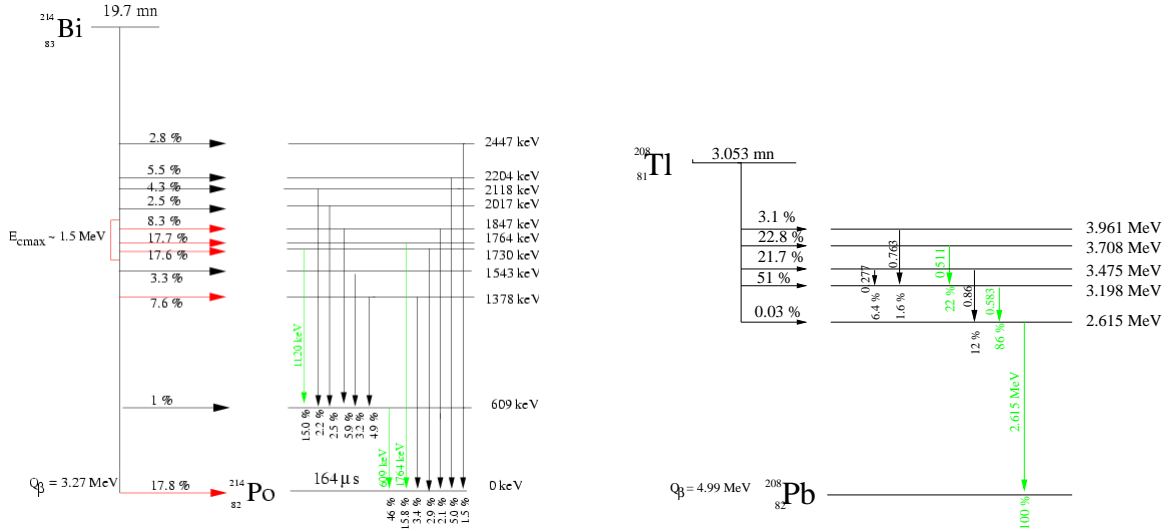


FIG. 2.6 – Schémas de désintégrations du ^{214}Bi et du ^{208}Tl . Les rayonnements γ émis avec un pourcentage notable sont indiqués en vert.

ceux détaillés précédemment. L'émission de l'électron associé peut être suivie par l'émission d'un second électron de conversion interne à cause de la désexcitation du noyau. Il peut dans ce cas y avoir émission d'un rayonnement X à cause du réarrangement du cortège électronique de l'atome. La désexcitation du noyau peut aussi se faire par émission d'un rayonnement γ qui peut, par effet Compton dans la source, éjecter un électron. La dernière possibilité est que le bêta initialement émis éjecte lui-même un électron par diffusion Möller. On peut ici rappeler que la queue de distribution du processus $2\beta 2\nu$ est un bruit de fond interne irréductible pour le processus $2\beta 0\nu$ associé, lorsque la résolution en énergie du détecteur est non optimale, comme c'est le cas pour NEMO 3.

Le bruit de fond externe contribue essentiellement par l'émission de rayonnements γ qui interagissent dans la feuille source. L'interaction d'un gamma dans la source peut produire des événements à deux électrons suivant trois mécanismes (FIG. 2.7). Le premier est la création de paires e^+e^- , si la courbure de la trajectoire du positron est mal identifiée. Le γ peut également subir deux effets Compton successifs dans la feuille source. La dernière possibilité est une diffusion Compton d'un électron qui provoque lui même une diffusion Möller dans la source. Les rayonnements γ proviennent des contaminants issus de la radioactivité naturelle. Les muons et les neutrons peuvent également être des sources de gammas (SEC. 2.3.5). Enfin, le radon ^{222}Rn et le thoron ^{220}Rn sont des gaz rares présents dans l'air et émis par la roche du laboratoire capables de diffuser dans le volume du détecteur (SEC. 2.3.6). Parmi leurs descendants on retrouve les isotopes ^{214}Bi et ^{208}Tl qui émettent les γ de haute énergie, sources de bruit de fond pour le processus $2\beta 0\nu$.

Afin de minimiser les bruits de fond externe, la construction du détecteur NEMO 3 a été réalisée après sélection rigoureuse des matériaux utilisés. Cette sélection a été effectuée pour chacun des matériaux avec des détecteurs germanium HPGe (High Purity Germanium), au CENBG ou au LSM. La sélection des feuilles source pour éviter les contaminations de bruit

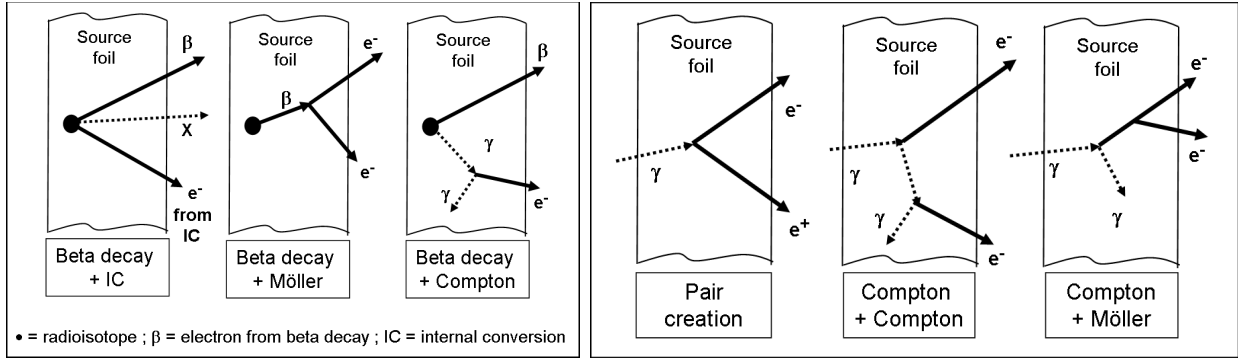


FIG. 2.7 – Production d'événements à deux électrons par les bruits de fond interne et externe dans les feuilles source de NEMO 3 (l'épaisseur des sources est ici représentée).

de fond interne a été encore plus rigoureuse et a nécessité, notamment pour les 7 kg de ^{100}Mo présents dans le détecteur, des processus de purification.

2.3 Le détecteur NEMO 3

Le détecteur NEMO 3 est installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM), sous 1700 m de roches (4800 m.w.e.) pour se protéger des rayonnements cosmiques (FIG. 2.8). Afin de mettre en évidence les différents processus 2β , le détecteur doit identifier les événements de type deux électrons issus d'un même vertex d'une source d'émetteur 2β et mesurer leurs énergies. Un calorimètre permet de mesurer les énergies et les temps de vol des particules émises. S'y ajoute une chambre à fils associée à un champ magnétique, permettant l'identification des trajectoires des particules chargées, et donc la reconnaissance des événements de type 2β .

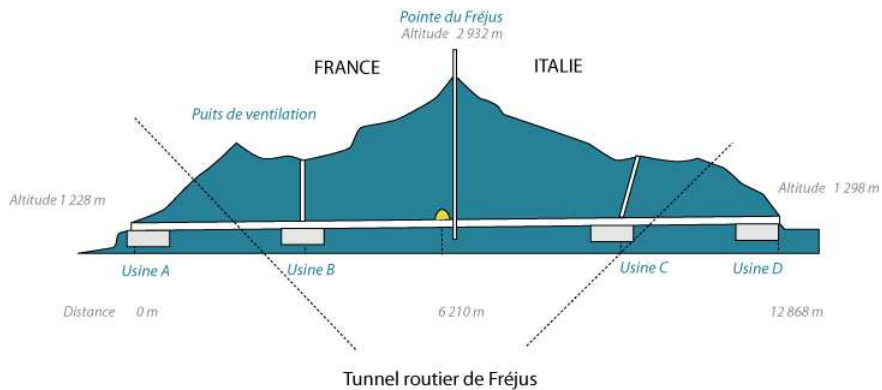


FIG. 2.8 – Position du Laboratoire Souterrain de Modane (en jaune) par rapport à la montagne et au tunnel routier de Fréjus.

2.3.1 Description générale

Le détecteur NEMO 3 est de forme toroïdale. Il mesure 3 m de haut, 2,5 m de rayon extérieur (hors blindage) et est divisé en 20 secteurs (FIG. 2.9 et 2.10). Des feuilles source verticales

de 2,48 m de haut et de 30 à 60 mg/cm² de densité surfacique sont placées au centre de chaque secteur. De part et d'autre des sources se trouvent deux volumes de détection de traces composés de 6180 cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger. L'association de plusieurs cellules permet la reconstruction en trois dimensions de la trajectoire de la particule.

Les mesures d'énergie et de temps de vol sont assurées par les scintillateurs plastiques qui ferment le détecteur de traces. Les 1940 blocs scintillateurs sont couplés à des photomultiplicateurs basse radioactivité 3 ou 5 pouces. Les photomultiplicateurs sont recouverts d'un blindage magnétique en mu-métal, permettant de les protéger du solénoïde qui entoure le détecteur. Le champ magnétique de 2,5 mT (25 G) produit permet de différencier les trajectoires des électrons et des positrons par leur courbure, afin de les identifier d'une part, et d'autre part pour rejeter les électrons traversants le détecteur.

A l'extérieur du détecteur, des cuves d'eau borée permettent de thermaliser les neutrons rapides ($E > 1$ MeV) et de capturer les neutrons thermiques. Placé entre le solénoïde et les cuves, un blindage de 20 cm de fer pur sert à réduire les rayonnements γ externes et les neutrons thermiques résiduels.

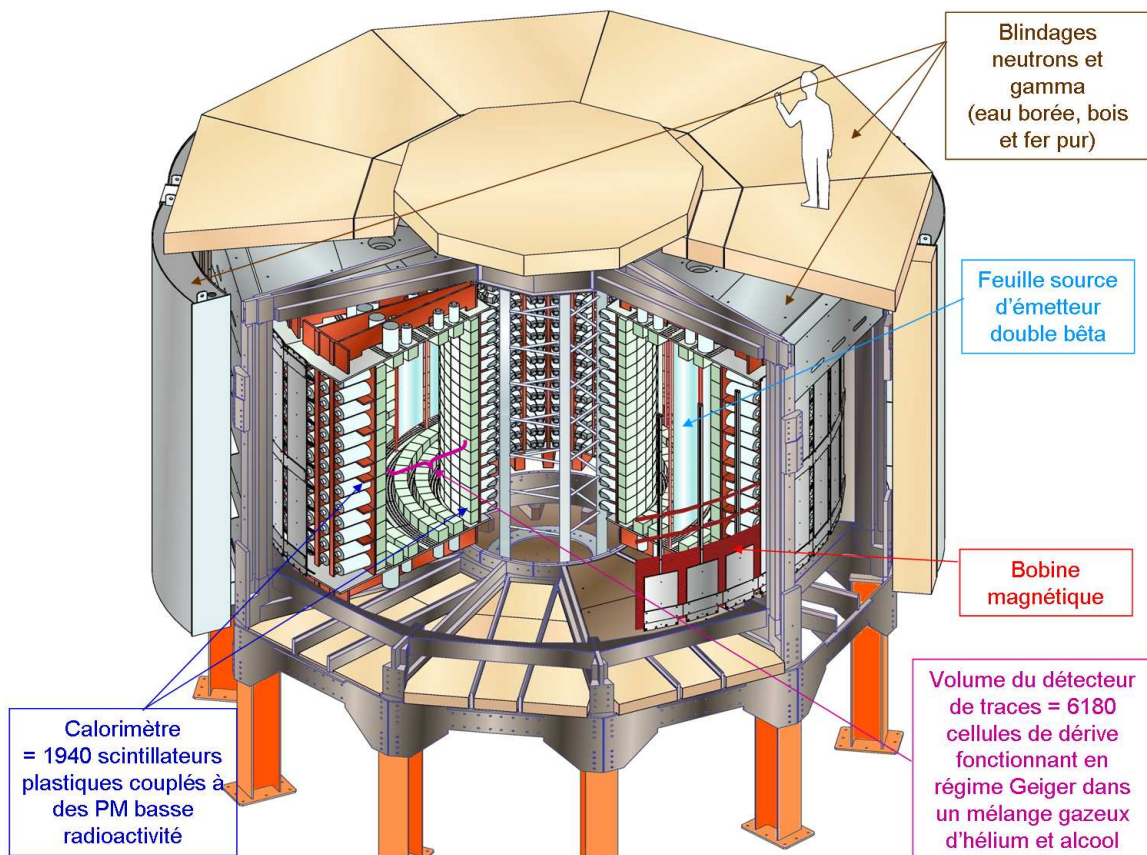


FIG. 2.9 – Vue d'ensemble du détecteur NEMO 3 et de ses différentes parties.

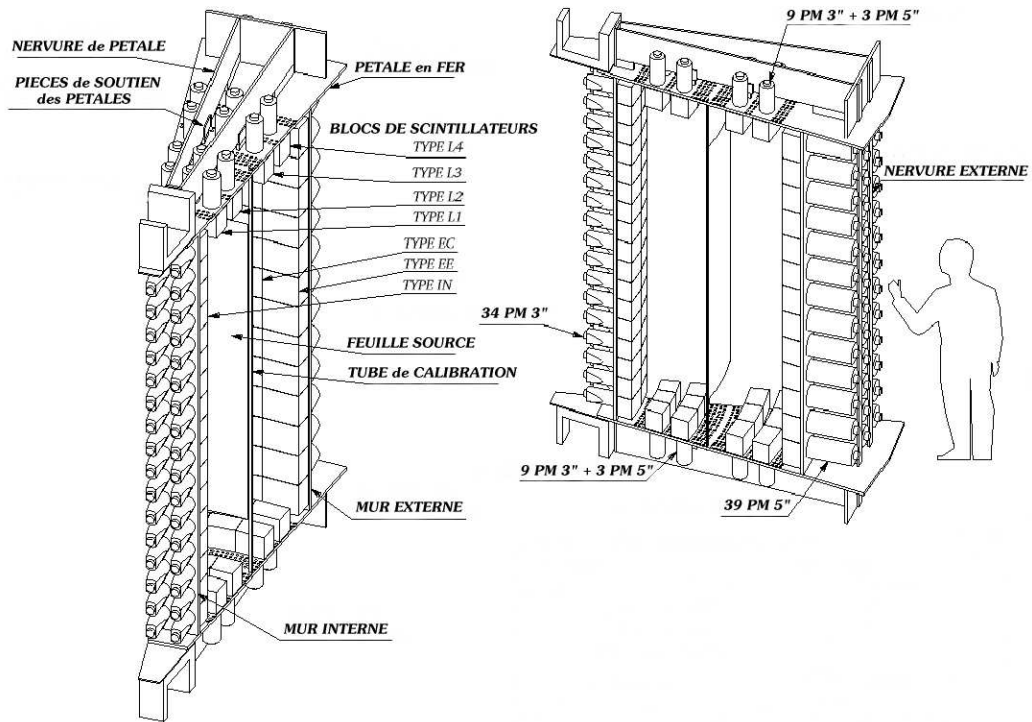


FIG. 2.10 – Vues d'un secteur du détecteur NEMO 3.

2.3.2 Feuilles source du détecteur NEMO 3

Dans NEMO 3, les sources d'émetteurs 2β sont indépendantes du détecteur (contrairement aux expériences avec bolomètres ou semi-conducteurs). On peut donc étudier différents isotopes. Les isotopes présents dans NEMO 3 ont été choisis selon les critères suivants :

- l'énergie de la transition $Q_{\beta\beta}$: plus cette énergie est élevée, moins on est sensible au bruit de fond produit par la radioactivité naturelle dans la région $2\beta 0\nu$. La valeur minimale est fixée par le rayonnement γ de 2,615 MeV émis par le ^{208}Tl issu de la chaîne du ^{232}Th .
- l'abondance naturelle d'un isotope : plus celle-ci est importante et plus il est facile d'enrichir le matériau. La source étudiée doit contenir un maximum de noyaux émetteurs 2β . Il faut également tenir compte des possibilités techniques d'enrichissement et de purification.
- la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ du processus $2\beta 2\nu$ doit être la plus grande possible, afin de limiter le bruit de fond dû à la queue de sa distribution en énergie dans la région $2\beta 0\nu$.
- l'élément de matrice nucléaire associé à la transition $2\beta 0\nu$. Bien qu'assorti d'une grande incertitude, il influe sur la sensibilité en masse effective $m_{\beta\beta}$, et peut donc être pris en compte pour le choix de l'isotope.

Les 7 isotopes finalement sélectionnés pour l'expérience NEMO 3, auxquels on a ajouté le ^{76}Ge pour comparaison, sont décrits dans le tableau (TAB. 2.1). La collaboration a choisi de privilégier le molybdène ^{100}Mo et le sélénium ^{82}Se , pour lesquels les grandes masses présentes dans le détecteur (respectivement 6,914 kg et 932 g) devraient permettre une étude fine du processus $2\beta 0\nu$, en plus de celle du processus $2\beta 2\nu$. Les autres émetteurs 2β sélectionnés sont ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{96}Zr et ^{48}Ca , dont les faibles quantités permettront une bonne connaissance du processus $2\beta 2\nu$ mais pas forcément du processus interdit. Deux de ces isotopes ne répondent pas aux exigences fixées : le ^{48}Ca avec une très faible abondance naturelle mais possédant la plus grande valeur de $Q_{\beta\beta}$ (4,272 MeV), et le ^{130}Te avec un $Q_{\beta\beta}$ de 2,529 MeV mais une abondance naturelle de 33,8 %. Des sources de tellure naturel et de cuivre ont aussi été positionnées dans le détecteur afin de mesurer le bruit de fond externe. Les masses des isotopes et la répartition des sources dans le détecteur sont données en (FIG. 2.11).

Dans le détecteur NEMO 3, chacun des 20 secteurs comporte sept bandes de feuille source de 6,3 ou 6,5 cm de large et 2,48 m de haut. Les 7 bandes de sources sont fixées dans un cadre en cuivre. La densité surfacique de source maximale tolérée est fixée à 60 mg/cm² afin de minimiser les pertes en énergie des électrons dans les sources. Pour ne pas affecter l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$, ces pertes doivent être inférieures à la résolution en énergie du calorimètre.

Deux types de sources sont utilisées : des sources métalliques et des sources composites. Les sources métalliques sont de fines feuilles métalliques d'épaisseur maximale 60 μm . C'est le cas des sources de cadmium, de cuivre et d'une partie des feuilles de molybdène. Notons qu'il a

Isotopes	$Q_{\beta\beta}$ (MeV)	Abondance (%)
^{48}Ca	4,272	0,187
^{82}Se	2,995	8,73
^{96}Zr	3,350	2,8
^{100}Mo	3,034	9,63
^{116}Cd	2,805	7,49
^{130}Te	2,529	33,8
^{150}Nd	3,368	5,6
^{76}Ge	2,039	7,61

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des 7 émetteurs 2β présents dans le détecteur NEMO 3 [51]. Le ^{76}Ge est ajouté ici pour comparaison.*

fallu recouvrir les sources de ^{116}Cd de mylar pour éviter le fluage des feuilles. Dans les sources composites, l'isotope, sous forme de poudre, est intégré à un mélange d'eau et d'alcool de polyvinyle (PVA) et le mélange formé est placé entre deux feuilles de mylar traitées chimiquement au préalable (de 18 à 23 μm d'épaisseur), l'épaisseur totale de la feuille n'excédant pas 300 μm .

La radiopureté des feuilles source est un point crucial pour l'expérience NEMO 3. Nous avons vu (SEC. 2.2.1) que ces impuretés peuvent simuler un événement de désintégration 2β . En plus des processus d'enrichissement isotopique des sources il faut donc procéder à leur purification, mais même en augmentant la radiopureté des sources, le bruit de fond ultime pour le processus $2\beta 0\nu$ est provoqué par la queue de distribution du processus $2\beta 2\nu$ (FIG. 1.17), du fait de la résolution non optimale du détecteur (SEC. 2.3.3).

2.3.3 Calorimètre de NEMO 3

Le calorimètre de NEMO 3 permet non seulement de mesurer l'énergie des particules mais aussi leur temps de vol. Le calorimètre est formé de 1940 blocs de scintillateurs plastiques couplés à des guides de lumière et des photomultiplicateurs 3 ou 5 pouces. Ces blocs couvrent totalement les murs du détecteur mais ne couvrent que partiellement les pétales haut et bas pour laisser la place aux cellules du détecteur de traces (FIG. 2.10).

Les scintillateurs plastiques ont été choisis pour leur radiopureté mais aussi pour minimiser la rétrodiffusion des électrons. Ils sont composés d'une solution solide de polystyrène mélangé à du p-Terphenyl (PTP) pour scintillateur ($\lambda_{max} \sim 350$ nm) et du 1,4-di-(5-phenyl-2-oxazoly)benzène (POPOP) pour décaler les longueurs d'onde ($\lambda_{max} \sim 420$ nm) afin d'obtenir une meilleure efficacité des photomultiplicateurs. Les fractions massiques de ces composants sont respectivement 98,75 %, 1,2 % et 0,05 % pour les blocs des pétales et 98,49 %, 1,5 % et 0,01 % pour les blocs des murs. Les blocs de scintillateurs mesurent 10 cm d'épaisseur afin d'avoir une efficacité de détection des γ suffisante pour rejeter le bruit de fond (50 % à 1 MeV), avec des formes permettant de s'adapter à la géométrie toroïdale du détecteur (FIG. 2.10). Les faces latérales des blocs scintillateurs des murs sont enrobées de cinq couches de Teflon de 70 μm d'épaisseur pour diffuser la lumière et augmenter sa collection. Ces blocs sont en plus habillés

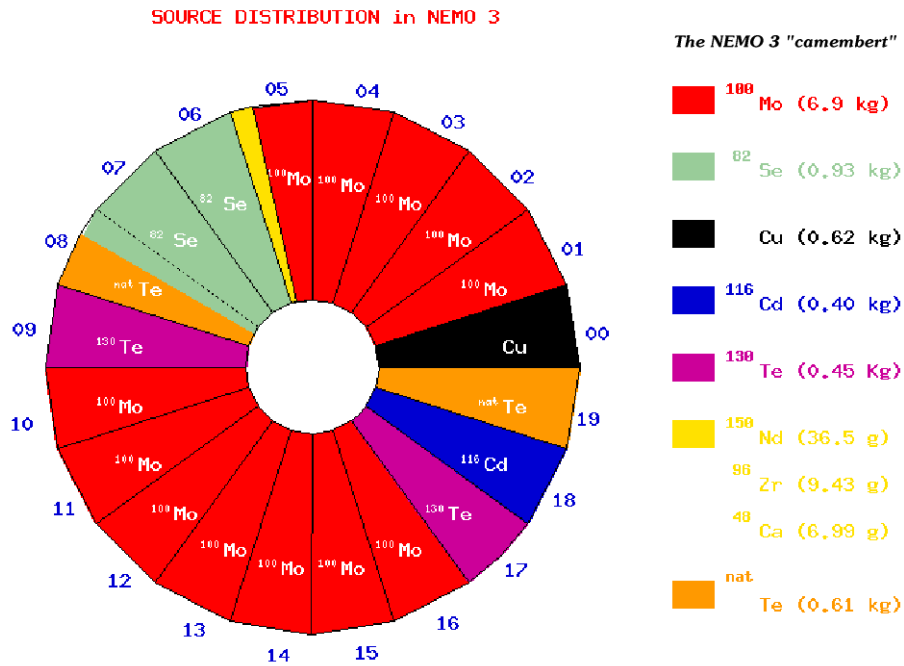


FIG. 2.11 – *Distribution des sources dans les 20 secteurs de NEMO 3.*

de deux feuilles de mylar aluminisé (6 μm de mylar et 40 nm d'aluminium) pour réfléchir la lumière sur la face d'entrée mais aussi pour isoler optiquement chaque bloc scintillateur. Les blocs scintillateurs des pétales sont directement enrobés de deux feuilles de mylar aluminisé (6 μm de mylar et 300 nm d'aluminium) pour permettre l'utilisation des faces latérales des blocs. Les scintillateurs des murs du calorimètre ont été réalisés au JINR Dubna (Russie), tandis que ceux des blocs ont été fabriqués en usine à Kharkov (Ukraine).

Les guides de lumière sont collés sur les blocs de scintillateurs et permettent l'interface avec les photomultiplicateurs. Ils sont composés de polyméthylméthacrylate (PMMA). La transmission de la lumière dans ces guides est de 98 % entre 380 et 420 nm. Les guides de lumière permettent également d'isoler les photomultiplicateurs du détecteur de traces, rempli d'hélium dont le contact avec les photomultiplicateurs entraînerait un vieillissement prématuré de ces derniers. Enfin les guides sont collés à la structure du détecteur, ce qui assure le maintien de l'ensemble scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur.

Dans NEMO 3, il y a 1040 photomultiplicateurs à photocathode plate de 3 pouces et 900 photomultiplicateurs à photocathode sphérique de 5 pouces, suivant la taille des blocs scintillateur auxquels ils sont couplés. Ce sont des photomultiplicateurs bas bruit de fond, produits par la société Hamamatsu, et dont les contaminations moyennes et totales sont présentées dans le tableau (TAB. 2.2). Ces photomultiplicateurs ont un gain permettant de mesurer des énergies jusqu'à 12 MeV et sont linéaires sur quasiment toute cette gamme, avec une linéarité meilleure que 1 % entre 0 et 4 MeV. Les photomultiplicateurs sont collés sur le guide de lumière. Un blindage magnétique en mu-métal les recouvre et les protège du champ magnétique utilisé pour

courber les trajectoires des électrons et positrons dans le détecteur.

Activity	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
3" PMT (mBq)	340	83	5
5" PMT (mBq)	530	240	14
1940 PMTs (Bq)	831	302	17,8

TAB. 2.2 – *Radiopureté des photomultiplicateurs Hamamatsu de NEMO 3.*

La radiopureté de chaque élément de ce calorimètre a été testée et les éléments qui ne répondaient pas aux critères ont été rejetés. La résolution en énergie de chaque bloc scintillateur a été mesurée avec des électrons de conversion émis par des sources de ^{207}Bi (à 482 keV et 976 keV), ainsi qu'avec un spectromètre à électrons. La transmission de lumière à 420 nm a aussi servi de critère de sélection (>70 %). Enfin, les photomultiplicateurs ont été sélectionnés en tenant compte de leur résolution en énergie et de l'uniformité de leur photocathode. Les meilleurs photomultiplicateurs ont ensuite été couplés aux scintillateurs moins bons, et réciproquement, afin d'obtenir un calorimètre le plus uniforme possible en terme de résolution sur l'ensemble des 20 secteurs de NEMO 3. Les résolutions moyennes en énergie et en temps pour le calorimètre valent respectivement 15 % FWHM et 250 ps à 1 MeV.

2.3.4 Détecteur de traces de NEMO 3

Le détecteur de traces de NEMO 3 est composé de couches de cellules de dérive verticales fonctionnant en régime Geiger. Les cellules de forme octogonale ont un diamètre de 3 cm. Chaque cellule consiste en un fil anodique central entouré de huit fils de masse formant un octogone. Chaque cellule possède deux fils de masse communs avec les cellules voisines (FIG. 2.12). Un fil de masse supplémentaire a été positionné entre les couches de cellules pour éviter la diaphonie électrostatique. Tous les fils sont en acier inoxydable de 50 μm de diamètre et mesurent 2,7 m de long. Aux extrémités de chaque cellule se trouve un anneau cathodique de 3 cm de long et de 2,3 cm de diamètre. Le fil anodique passe au centre de cet anneau et les fils de masse à l'extérieur.

Lorsqu'une particule électriquement chargée traverse une cellule, elle ionise le gaz. Les électrons libérés dérivent vers le fil anodique à des vitesses de 1 à 2,3 cm/ μs en fonction de la distance à ce fil. La mesure du temps de dérive par rapport au temps d'arrivée de la particule dans le calorimètre donne la position transverse de passage de la particule. En régime Geiger, une avalanche d'électrons se développe en un plasma Geiger qui se propage le long du fil anodique à une vitesse de 6 à 7 cm/ μs . L'arrivée de ce plasma sur les anneaux cathodiques fournit un signal permettant de déterminer la position longitudinale de passage de la particule dans la cellule.

Le détecteur de traces comprend au total 6180 cellules de dérive, fixées aux pétales du détecteur. Les cellules sont disposées en quatre couches proches de la source, deux au centre et

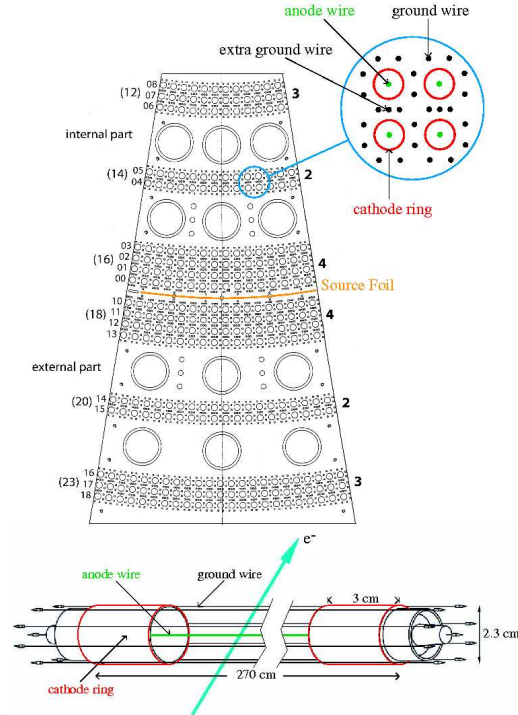


FIG. 2.12 – Vue d'un pétale du détecteur NEMO 3. Un zoom permet d'observer le détail de quatre cellules Geiger appartenant à deux couches adjacentes. On distingue pour chacune des cellules le fil central anodique, les huit fils de masse avec à chaque fois deux fils de masse en commun avec la cellule voisine, ainsi que le fil de masse supplémentaire installé entre deux cellules de couches adjacentes.

trois proches des murs de bloc scintillateurs, de part et d'autre de la source, afin d'optimiser la reconstruction des traces. Le détecteur de traces opère dans un mélange d'hélium (96%), d'éthanol, d'argon et d'eau. Les cellules fonctionnent sous une tension de l'ordre de 1600 V sur le fil anodique.

Une bobine entoure le détecteur pour créer un champ magnétique à l'intérieur du détecteur de traces. Cette bobine est constituée de 10 sections connectées par 203 anneaux de cuivre formant les spires de la bobine. Le champ magnétique a été fixé à 2,5 mT par simulations pour optimiser l'identification des e^+ et des e^- d'après la courbure de leurs traces respectives. Cette optimisation tient compte de la géométrie des couches de cellules. La courbure des trajectoires permet de rejeter 95 % des paires e^+e^- à 3 MeV.

2.3.5 Blindages

La première protection du détecteur NEMO 3 contre les bruits de fond est sa situation au LSM sous 4800 m.w.e.. Malgré cette profondeur, des muons de très haute énergie sont encore capables de produire du bruit de fond dans la région du processus $2\beta 0\nu$. Le flux de muons au LSM est de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ce qui représente plus de 20 muons qui traversent le détecteur chaque jour. Le détecteur ne possède pas de veto muons, puisqu'il est directement possible d'identifier un muon traversant le détecteur. Le problème vient plutôt des interactions de ces muons dans

l'environnement du détecteur, qui peuvent produire des rayonnements γ de bremsstrahlung de haute énergie ou encore des neutrons secondaires. Les neutrons deviennent source de bruit de fond à cause des réactions de capture radiatives (n, γ) pouvant se produire dans les matériaux du détecteur. Le flux de neutrons au LSM est de $10^{-6} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. A ce bruit de fond induit s'ajoutent les γ de la radioactivité naturelle et les neutrons produits par réactions (α, n) et fissions dans la roche du laboratoire.

Le détecteur NEMO 3 est donc protégé par des cuves d'eau borée de 35 cm d'épaisseur autour des murs externes, associées à 28 cm de bois au dessus et en dessous du détecteur, qui permettent d'une part de thermaliser les neutrons rapides ($E > 1 \text{ MeV}$), et d'autre part de capturer les neutrons thermiques. Entre NEMO 3 et ce blindage, on a placé 20 cm de fer pur, afin de réduire le rayonnement γ externe et d'absorber les neutrons thermiques et épithermiques résiduels ($E < 1 \text{ MeV}$).

2.3.6 Bruit de fond dû au radon

Au LSM, le niveau de radon (^{222}Rn) dans l'air du laboratoire est assez élevé ($\sim 18 \text{ Bq/m}^3$) à cause du dégazage de la roche qui s'ajoute à la contamination de l'air apporté par la ventilation ($\sim 11 \text{ Bq/m}^3$). Dans la région en énergie du processus $2\beta 0\nu$, les événements dus au radon s'ajoutent aux événements $2\beta 2\nu$ comme bruit de fond dominant. L'analyse des premières données de NEMO 3 a montré qu'il fallait réduire d'un facteur 10 le taux de radon à l'intérieur du détecteur. Les mesures ont montré que le gaz envoyé dans le détecteur de traces ne présentait pas de contamination en radon, alors que l'activité de ce gaz mesurée en sortie du détecteur valait de 20 à 30 mBq/m³. Ceci a permis de conclure que le radon était capable de diffuser à l'intérieur du détecteur NEMO 3.

Dès 2004, une tente anti-radon a donc été installée tout autour du détecteur afin d'empêcher le radon de pénétrer à l'intérieur. C'est une structure métallique couverte de deux couches de 200 μm de polyéthylène. Le toit de plaques de fer présente huit sorties filtrées par 20 cm de charbon actif. Le volume de cette tente est balayé avec de l'air sans radon produit au LSM par un système dédié : une usine anti-radon piège le radon à l'intérieur de filtres contenant 1 tonne de charbon actif refroidi à $-50 \text{ }^\circ\text{C}$. L'ensemble du système anti-radon est fonctionnel depuis octobre 2004. L'air en sortie de cette usine est ~ 100 fois moins contaminé que l'air du laboratoire pour une activité de 0,1 à 0,2 Bq/m³ avec un flux de 150 m³/h.

L'analyse des nouvelles données a montré que le niveau de radon dans le détecteur n'a été réduit que d'un facteur 7. Ceci laisse supposer une émanation interne de radon par un ou plusieurs des composants de NEMO 3. Pourtant, tous les matériaux ont été mesurés en détecteur HPGe et le calcul des activités ne permet pas d'expliquer une telle émanation. Un détecteur permettant de mesurer l'émanation de radon est en cours d'élaboration au CENBG pour tenter d'identifier les composants responsables.

2.3.7 Electronique et acquisition

L'électronique du calorimètre et du détecteur de traces sont séparées dans NEMO 3. Un système de déclenchement fait le lien entre les deux systèmes et permet de réaliser différents types de prises de données.

2.3.7.1 Electronique du calorimètre

Les embases des photomultiplicateurs ont été conçues par la collaboration, d'une part pour des questions de radiopureté, mais aussi pour ajuster leurs caractéristiques à l'expérience. Principalement, il faut assurer la linéarité des photomultiplicateurs de 0 à 12 MeV et optimiser la résolution temporelle. Les haute-tensions des 1940 photomultiplicateurs sont délivrées via des cartes de distribution par des modules haute-tension de l'entreprise CAEN, à raison de trois photomultiplicateurs par voie de haute tension. Afin d'obtenir un même gain pour les trois photomultiplicateurs d'une voie HT, un jeu de résistances sur la carte de distribution permet l'ajustement.

Deux cartes front-end VME sont nécessaires par secteur, divisé en intérieur et extérieur par rapport à la source. Ces cartes mères gèrent 46 ou 51 cartes filles analogiques pour l'acquisition des données des photomultiplicateurs (97 par secteur). Les 40 cartes mères, correspondant aux 40 demi-secteurs, servent à fournir les signaux logiques au système de déclenchement. Les cartes filles analogiques possèdent deux discriminateurs : l'un pour le seuil bas, l'autre pour le seuil haut. Dès que le seuil bas est atteint, la carte démarre une mesure de TDC² et lance une intégration de charge pendant 80 ns. Le seuil haut, ajustable jusqu'à 1 V, est en général fixé à 48 mV, ce qui correspond à 150 keV déposé dans le scintillateur. Lorsqu'il est atteint, la carte délivre un signal d'événement à la carte mère, qui à son tour délivre un signal analogique au système de déclenchement. A partir des signaux reçus des 40 cartes mères, le système de déclenchement vérifie si les conditions de multiplicité sur le nombre de photomultiplicateurs touchés sont remplies (SEC. 2.3.7.3), et dans ce cas arrête l'acquisition des voies du calorimètre par l'intermédiaire d'un signal "STOP-PM" envoyé aux 40 cartes. Les mesures de TDC sont alors arrêtées et la charge intégrée est enregistrée. Deux ADC³ par voie de photomultiplicateur assurent alors la conversion des signaux de temps (t_{TDC}) et de charge (Q_{ADC}) sur 12 bits avec des résolutions respectives de 53 ps/canal et 0,36 pC/canal (ce qui correspond à ~ 3 keV/canal). Dans le même temps, un signal est envoyé au processeur d'acquisition du calorimètre, pour assurer la lecture des temps et des charges numérisés associés aux voies touchées. Si aucun signal n'atteint le seuil haut, le système est remis à zéro après 200 ns, et une nouvelle mesure débute.

2.3.7.2 Electronique du détecteur de traces

La haute-tension portée sur les fils anodiques de chaque cellule, de l'ordre de 1600 V, est également fournie par des modules CAEN, via des cartes de répartition, qui collectent aussi

²Time to Digital Converter

³Analogic Digital Converter

les signaux analogiques associés à l'anode et aux deux anneaux cathodiques (haut et bas) de chaque cellule. Les cartes de répartition sont connectées à des cartes d'acquisition, utilisant des ASICs⁴ analogiques et numériques ainsi qu'une horloge à 50 MHz. Les signaux analogiques en provenance des cartes de répartition sont amplifiés et discriminés via les ASICs analogiques (4 cellules/ASIC analogique). Les ASICs numériques, par l'intermédiaire de trois TDC 12 bits, permettent ensuite les mesures de temps associés à l'anode (t_A), à la cathode basse (t_{CB}) et à la cathode haute (t_{CH}) de chaque cellule (4 cellules/ASIC numérique). Un signal dit retardé (t_α), associé aux particules alpha produites par les désintégrations du ^{214}Bi , peut aussi être mesuré par un quatrième TDC 17 bits de l'ASIC numérique. Chaque secteur comprend 309 cellules Geiger, gérées par 8 cartes de distribution et 8 cartes d'acquisition correspondant chacune à 40 cellules.

L'arrivée d'un signal anodique démarre le TDC anodique et les deux TDC cathodiques haut et bas associés à la cellule, et produit la création d'un signal OU (appelé *HIT*) pour l'ensemble des cellules de la couche correspondante dans le secteur associé. Ainsi 360 signaux OU (18 couches pour 20 secteurs) sont collectés par le second niveau T2 du système de déclenchement (SEC. 2.3.7.3).

La propagation du plasma Geiger est détectée par son arrivée sur les anneaux cathodiques. Les signaux associés sur la cathode basse et la cathode haute stoppent la mesure des TDC respectifs, ce qui permet d'obtenir des temps cathodiques (t_{CB}) et (t_{CH}) proportionnels aux temps de propagation physique entre le passage de la particule dans la cellule et l'arrivée du plasma sur chacun des deux anneaux.

En ce qui concerne le signal anodique, deux cas doivent être distingués, suivant qu'il ait passé le seuil de discrimination avant ou après l'arrivée d'un signal *STOP-A* en provenance du système de déclenchement (SEC. 2.3.7.3).

Dans le premier cas, pour les événements de type 2β , le signal *STOP-A* est utilisé pour stopper la mesure du TDC anodique, qui avait été démarré par l'arrivée du signal anodique associé. Le temps anodique t_A , qui correspond au temps de dérive transverse, est alors obtenu à partir de la valeur du TDC anodique.

$$t_A = [(tdc_{max} - tdc_A) \times 20] \text{ ns} \quad (2.2)$$

où tdc_{max} correspond à $6,14 \mu\text{s}$ (SEC. 2.3.7.3).

Les signaux cathodiques arrivant sur les anneaux stoppent ensuite leurs TDC cathodiques respectifs, qui vont donner les temps de propagation (t_{CB}) et (t_{CH}).

$$t_{CB} = [tdc_{CB} \times 20] \text{ ns} \quad (2.3)$$

$$t_{CH} = [(tdc_{CH} \times 20) - 17,5] \text{ ns} \quad (2.4)$$

⁴Application Specific Integrated Circuit

La constante de temps, égale à 17,5 ns, est soustraite du temps t_{CH} afin de tenir compte de la différence de longueur entre les câbles : les câbles associés aux cathodes basses mesurent 6 m tandis que ceux connectés aux anneaux cathodiques en haut du détecteur NEMO 3 mesurent 9,5 m.

Dans le second cas, pour les événements de type α , chaque cellule Geiger qui n'a pas été déclenchée avant l'arrivée du *STOP-A* peut être déclenchée à son tour par des particules retardées, et ce durant 704 μ s. Dans ce cas, un signal anodique qui passe le seuil de discrimination déclenche non seulement la mesure du TDC anodique et des deux TDC cathodiques mais aussi la mesure du TDC alpha. Comme précédemment, les signaux cathodiques arrivant sur les anneaux stoppent ensuite les TDC cathodiques qui vont donner les (t_{CB}) et (t_{CH}). Par contre, les TDC anodique et alpha sont eux stoppés par un signal *STOP- α* en provenance du système de déclenchement (SEC. 2.3.7.3). En conséquence, les deux mesures de TDC ont la même valeur modulo 4096 pour ces cellules. Le TDC anodique n'est alors pas utilisé, mais on obtient ainsi le temps retardé correspondant (t_α) à partir de la mesure du TDC alpha.

$$t_\alpha = [(tdc_{\alpha_max} - tdc_\alpha) \times 20] \text{ ns} \quad (2.5)$$

où tdc_{α_max} correspond à $\sim 704 \mu$ s.

2.3.7.3 Système de déclenchement

Le système de déclenchement reçoit un signal analogique en provenance de chacun des 40 demi-secteurs, proportionnel au nombre de photomultiplicateurs dont le signal associé a franchi le seuil de discrimination haut dans ce demi-secteur. Les 40 signaux sont sommés pour former un nouveau signal analogique associé. Ensuite le système de déclenchement passe à un second niveau correspondant aux couches de cellules Geiger. Les 360 signaux associés sont lus en traitant chaque couche de chaque secteur comme un bit, qui vaut 1 si au moins une cellule de la couche considérée a fourni un signal anodique. Ces informations vont permettre l'utilisation d'un programme de reconnaissance de traces à partir des informations sur les cellules touchées. Il est ensuite possible d'utiliser une reconnaissance spatiale par demi-secteur, en combinant les informations sur les cellules et les photomultiplicateurs touchés.

Le système de déclenchement possède trois niveaux, T1, T2 et T3, utilisés pour les prises de données 2β et les étalonnages.

Le premier niveau T1, implanté sur la carte T1-3 du système de déclenchement, est basé sur la comparaison entre la multiplicité choisie pour un événement et le nombre de photomultiplicateurs touchés. Il utilise le signal formé à partir des 40 signaux analogiques en provenance des cartes mères de l'électronique du calorimètre (SEC. 2.3.7.1). Si ce signal est supérieur au seuil de multiplicité choisi dans les 20 ns après le signal d'arrivée du premier des photomultiplicateurs touchés, alors le niveau T1 du système de déclenchement génère le signal *STOP-PMT*, correspondant au temps de référence pour l'événement, avec une précision meilleure que 150 ps.

Le second niveau T2 consiste en une reconnaissance de traces sur les couches de cellules Geiger, basée en premier lieu sur chacun des 40 demi-secteurs. Néanmoins, comme la probabilité qu'un électron traverse plus d'un demi-secteur est grande, dans un deuxième temps, une reconnaissance de traces est aussi effectuée sur les demi-secteurs adjacents. Le niveau T2 possède donc deux sous-niveaux de déclenchements. Deux cartes gèrent ce second niveau T2, l'une pour les demi-secteurs internes et l'autre pour les demi-secteurs externes (T2E et T2I). Elles reçoivent chacune 180 signaux *HIT* (SEC. 2.3.7.2) et produisent en retour neuf signaux logiques formés à partir d'un OU logique sur les signaux de chacune des neuf couches de cellules d'un demi-secteur. Si la logique est satisfaite par rapport aux conditions de reconnaissance de traces choisie, alors le système de déclenchement génère le signal associé au second niveau.

Le troisième niveau T3, utilisé uniquement pour les runs d'étalonnage, est lui aussi implémenté sur la carte T1-3, et vérifie les coïncidences possibles entre les pré-traces du second niveau T2 et les demi-secteurs ayant au moins un photomultiplicateur touché donné par le premier niveau T1. Le niveau T3 permet, à partir d'un algorithme préinstallé, de sélectionner les traces d'électrons émis par des sources radioactives placées dans les tubes d'étalonnage (SEC. 2.4).

Pour les prises de données 2β , avec des conditions de déclenchement à la fois sur les photomultiplicateurs et les cellules Geiger touchées, lorsque le second niveau de déclenchement est détecté, alors le signal *STOP-A* est envoyé aux cartes d'acquisition du détecteur de traces après un retard programmable, fixé ici à $6,14 \mu s$ après le signal *STOP-PMT*. Au même moment, deux autres signaux sont envoyés aux cartes d'acquisition du détecteur de traces et du calorimètre. Le premier signal stoppe la procédure de reset automatique qui sinon a lieu $102 \mu s$ après le signal *STOP-A*, tandis que le second permet la numérisation des signaux analogiques des PM activés. Lorsque ce signal n'est pas reçu par les cartes d'acquisition du calorimètre, chacune des voies de PM qui avaient démarré la mesure est automatiquement remise à zéro. Finalement, le signal *STOP- α* est envoyé aux cartes d'acquisition du détecteur de traces au bout d'une durée fixée à $710 \mu s$ après le signal *STOP-PMT* (soit $\sim 704 \mu s$ après le signal *STOP-A*) (FIG. 2.13).

2.3.7.4 Système d'acquisition et base de données

Le contrôle et la lecture des châssis d'électronique du calorimètre et du détecteur de traces sont réalisés à partir de modules équipés d'un système PowerPC 604E-300MHz. Le système d'acquisition de données utilise deux cartes, l'une pour les PM et l'autre pour les cellules Geiger, avec deux processeurs d'acquisition indépendants collectant les informations en parallèle. Lorsque les processeurs ont fourni la lecture des informations concernant l'événement et désactivé leur signal d'occupation, le système de déclenchement réinitialise son électronique logique pour l'événement suivant. Les buffers de données associés au calorimètre et aux cellules Geiger sont alors envoyés vers le processeur EVB, qui va permettre la construction de l'événement.

La base de données de NEMO 3 est basée sur le système de management de données MySQL, qui permet la réplication de nombreux serveurs et le transfert des données à partir d'un serveur primaire au LSM pour les informations enregistrées pendant les prises de données, associé à un serveur principal basé au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon, sur lesquels l'ensemble

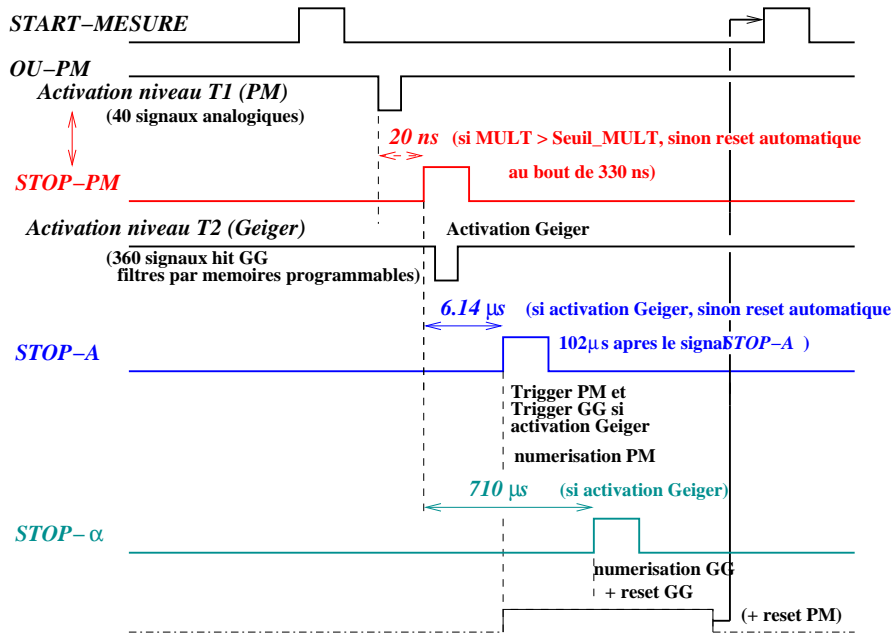


FIG. 2.13 – Temps caractéristiques du système de déclenchement du détecteur NEMO 3.

des données nécessaires pour le suivi de NEMO 3 sont transférées et conservées. La base de données *N3DB* contient le logbook électronique des prises de données dans les différents modes de déclenchement, les paramètres d'étalonnage pour les scintillateurs du calorimètre et pour les cellules du détecteur de travers, ainsi que des informations complémentaires sur les conditions de run.

2.4 Calibrations du détecteur NEMO 3

La mesure des énergies des particules par le calorimètre doit permettre une bonne identification d'un candidat $2\beta0\nu$. Il est donc nécessaire de connaître précisément l'énergie absolue mesurée et aussi d'en faire un suivi régulier. Deux méthodes d'étalonnage du calorimètre de NEMO 3 sont utilisées : les calibrations absolues et le suivi des gains par laser.

Les calibrations absolues sont réalisées à l'aide de sources radioactives introduites ponctuellement dans le détecteur. Chaque secteur possède un tube de calibration en cuivre vertical le long de sa feuille source, qui dispose de trois paires de fenêtres en kapton aux positions respectives -90, 0 et 90 cm de hauteur par rapport au milieu de la feuille. Trois sources radioactives par secteur, placées à l'aide d'une tige dans chaque tube de calibration, illuminent ainsi les 1940 scintillateurs du détecteur. Les sources de ^{207}Bi sont bien adaptées car elles fournissent des électrons de conversion avec des raies énergétiques de 482 et 976 keV (FIG. 2.14). Pour des mesures à plus haute énergie, des sources de ^{90}Sr permettent d'observer la fin du spectre d'émission β à 2,283 MeV (FIG. 2.15). Ces étalonnages, réalisés toutes les trois semaines pour les sources de ^{207}Bi , permettent le suivi des énergies absolues mesurées par le détecteur, et fournissent la relation énergie-canal ADC pour chacun des 1940 photomultiplicateurs de NEMO 3 (FIG. 2.16). Afin de vérifier les informations temporelles, des calibrations au moyen de sources de ^{60}Co

émettant deux γ en coïncidence ont été réalisées.

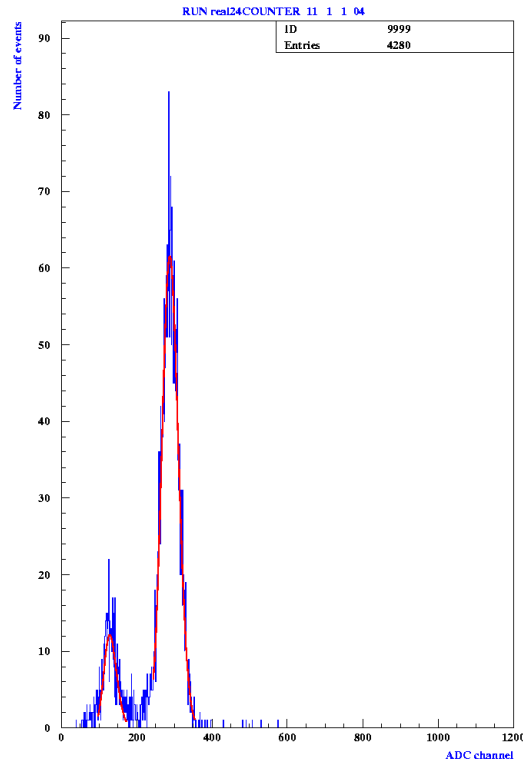


FIG. 2.14 – Ajustement du spectre des électrons de conversion à 482 keV et 976 keV émis par une source de ^{207}Bi pour un ensemble scintillateur et photomultiplicateur de NEMO 3 (~ 3 keV/canal).

Le suivi d'étalonnage par laser permet quant à lui des mesures quotidiennes pour le suivi des énergies et des temps par le calorimètre. Il permet également de réaliser des mesures de linéarité entre 0 et 12 MeV et de déterminer les corrections sur les temps de montée des signaux des photomultiplicateurs en fonction de l'énergie. La lumière du laser N_2 à 337 ± 15 nm est envoyée vers une boule de scintillateur pour être décalée à 420 nm puis envoyée vers chaque photomultiplicateur avec une fibre optique. Un système mécanique d'équilibreurs permet d'ajuster l'intensité de lumière envoyée dans chacune des voies. En plus des 1940 blocs scintillateurs du détecteur NEMO 3, il existe 6 blocs de référence indépendants dans lesquels des sources de ^{207}Bi ont été installées. Le suivi quotidien entre deux étalonnages absolus est obtenu en comparant tout d'abord les spectres en énergie de la source ^{207}Bi et du laser pour les PM de référence, ce qui permet de calibrer la lumière laser, et ensuite en mesurant le spectre laser pour chacune des 1940 voies de photomultiplicateurs, afin de mesurer la variation du gain, et d'en déduire un coefficient de correction du gain a_{laser} .

2.5 Les résultats obtenus avec le détecteur NEMO 3

Le tableau (TAB. 2.3) présente les résultats préliminaires obtenus par la collaboration NEMO avec le détecteur NEMO 3, la fin de la prise de données étant prévu pour 2010. En

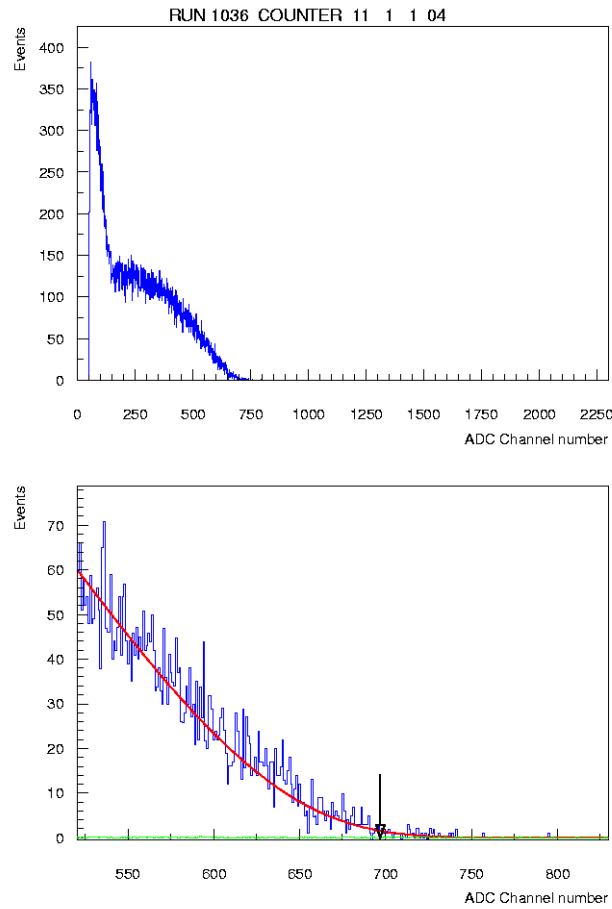


FIG. 2.15 – Ajustement du end-point à 2,283 MeV du spectre bêta émis par une source de ^{207}Bi pour le même ensemble scintillateur et photomultiplicateur de NEMO 3. La figure du haut présente le spectre complet tandis que celle du bas montre l'ajustement à haute énergie.

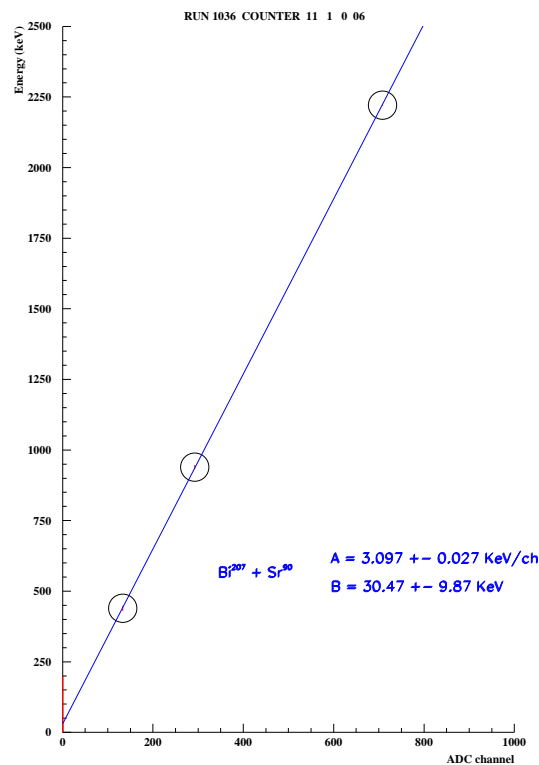


FIG. 2.16 – Exemple d'étalonnage en énergie pour un ensemble scintillateur et photomultiplicateur de NEMO 3, utilisant les trois valeurs provenant des données avec sources de ^{207}Bi et de ^{90}Sr . Les paramètres d'étalonnage de la relation énergie-canal (a et b) sont obtenus ainsi pour chacun des 1940 ensembles ($\sim 3 \text{ keV/canal}$).

ce qui concerne le processus $2\beta 0\nu$, aucun signal n'a à ce jour été observé, ni avec le ^{100}Mo , ni avec le ^{82}Se . Ce résultat conduit à présenter des sensibilités respectives sur la demi-vie et la masse effective $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 5,8 \cdot 10^{23}$ ans à 90 % C.L. et $|m_{\beta\beta}| < 0,8 - 1,3$ eV pour le ^{100}Mo , et $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2,1 \cdot 10^{23}$ ans à 90 % C.L. et $|m_{\beta\beta}| < 1,4 - 2,2$ eV pour le ^{82}Se . Ces limites sur le processus $2\beta 0\nu$ présentées par la collaboration NEMO sont actuellement les meilleures pour ces deux isotopes [63].

Isotopes	$\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	$\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$ m_{\beta\beta} $ (eV)
^{48}Ca	$3,9 \pm 0,7$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,6$ (<i>syst.</i>) 10^{19}		
^{82}Se	$9,6 \pm 0,3$ (<i>stat.</i>) $\pm 1,0$ (<i>syst.</i>) 10^{19}	$> 2,1 \cdot 10^{23}$	$< 1,4 - 2,2$
^{96}Zr	$2,0 \pm 0,3$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,2$ (<i>syst.</i>) 10^{19}		
^{100}Mo	$7,11 \pm 0,02$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,54$ (<i>syst.</i>) 10^{18}	$> 5,8 \cdot 10^{23}$	$< 0,8 - 1,3$
^{116}Cd	$2,8 \pm 0,1$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,3$ (<i>syst.</i>) 10^{19}		
^{130}Te	$7,6 \pm 1,5$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,8$ (<i>syst.</i>) 10^{20}		
^{150}Nd	$9,2 \pm 0,25$ (<i>stat.</i>) $\pm 0,62$ (<i>syst.</i>) 10^{18}	$> 1,8 \cdot 10^{22}$	$< 1,9 - 8,5$

TAB. 2.3 – Résultats intermédiaires sur la période du processus $2\beta 2\nu$, limite sur la période $2\beta 0\nu$ et limite sur la masse effective associée au processus $2\beta 0\nu$ par échange de neutrino de Majorana léger, pour les 7 isotopes présents dans le détecteur NEMO 3 (résultats présentés à Moriond 2008 [67]). On doit préciser que les valeurs données ici ne correspondent pas toutes aux mêmes temps de mesure.

Chapitre 3

Reconstruction et analyse des données NEMO 3

- *Deux ans ! dit Dantès, vous croyez que je pourrais apprendre toutes ces choses en deux ans ?*
- *Dans leur application, non ; dans leurs principes, oui : apprendre n'est pas savoir ;*
il y a les sachants et les savants : c'est la mémoire qui fait les uns,
c'est la philosophie qui fait les autres.

A. Dumas, "Le Comte de Monte-Cristo"

Ce chapitre présente tout d'abord une description générale des méthodes de reconstruction des événements dans NEMO 3, avant d'expliquer les différents canaux d'analyse dédiés à l'étude des bruits de fond externe et interne aux feuilles source, ainsi qu'à l'étude des processus 2β pour le ^{130}Te présent dans les secteurs 9 et 17 du détecteur NEMO 3. Les résultats obtenus sur le ^{130}Te seront présentés au chapitre suivant.

3.1 Reconstruction des événements dans NEMO 3

3.1.1 Traces des particules

Lors de l'acquisition d'un événement comprenant au moins une particule chargée dans NEMO 3, quatre temps sont enregistrés pour chaque cellule Geiger déclenchée. Il s'agit des temps cathodiques haut t_{CH} et bas t_{CB} , du temps anodique t_A et enfin du temps retardé ou alpha t_α (SEC. 2.3.7.2). A partir de ces temps, il est possible de déterminer une classification pour les cellules déclenchées. Les cellules déclenchées *en temps* permettent de reconstruire les trajectoires des électrons ou des positrons. Les cellules *retardées* sont utilisées pour étudier les événements avec particules alpha retardées (^{214}Bi). Sont aussi définies les cellules *redéclenchées* à cause de la diaphonie avec une cellule voisine ou les cellules *bruyantes*. Le nombre de cellules bruyantes observées est négligeable, par contre il est fréquent d'observer quelques cellules redéclenchées par événement.

3.1.1.1 Passage de la particule dans la cellule

Pour identifier un électron ou un positron dans NEMO 3, il est nécessaire que la trajectoire soit associée à un scintillateur. Le temps de vol des particules étant très faible (ns) par rapport au temps de dérive du plasma dans les cellules Geiger (μs), il est possible d'utiliser le temps mesuré par le calorimètre comme signal de déclenchement pour le détecteur de traces afin de déterminer la position transverse de passage de la particule dans la cellule. La vitesse de dérive de l'avalanche électronique entre les fils de masse et le fil anodique étant connue, on détermine la distance de passage de la particule par rapport à ce fil comme la différence entre le temps d'arrivée du signal anodique t_A et celui de la particule dans le calorimètre. Les cellules retardées ou les cellules dont la trace n'est pas associée à un scintillateur ne permettent pas cette reconstruction transverse.

La position longitudinale de passage de la particule dans la cellule est directement reconstruite à partir des temps d'arrivée t_{CH} et t_{CB} du plasma, respectivement sur les cathodes haute et basse de la cellule.

3.1.1.2 Traces des particules

Deux procédures sont utilisées pour reconstruire les traces des particules : la première concerne les cellules en temps et l'autre les cellules retardées. Les cellules en temps représentent des traces d'électrons ou de positrons qui sont courbées par le champ magnétique alors que les cellules retardées représentent les particules alpha qui ne sont pas déviées par le champ magnétique, trop faible, et dont les traces sont par conséquent rectilignes.

Un algorithme d'automate cellulaire est utilisé pour déterminer la trace correspondant aux cellules en temps mesurées pour chaque événement. Cet algorithme utilise des segments pour connecter entre elles des cellules voisines dans des couches de cellules différentes. Les positions longitudinales et transverses qui ont été reconstruites pour les cellules contraignent les segments qui peuvent relier deux cellules. Afin de prendre en compte des inefficacités ou des cellules mortes, les segments peuvent relier deux cellules dans des plans qui ne sont pas voisins. Par itérations sur les segments, l'algorithme recherche les segments voisins de la couche précédente dont l'angle avec le segment courant est inférieur à une limite fixée. Une trace candidate correspond donc à une collection de segments. Elle est caractérisée par le nombre de segments nécessaire pour la construire et la somme des angles entre les segments. Pour NEMO 3, c'est la trace la plus longue et la plus lisse qui est sélectionnée parmi toutes les traces candidates [58].

La trace sélectionnée est ensuite ajustée par une trajectoire hélicoïdale puisque c'est la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique. On détermine ainsi les paramètres de la trace, comme sa longueur l_e ou le signe de la courbure qui permet finalement de reconnaître un électron d'un positron. Le signe de la courbure est déterminé en supposant que la particule est émise depuis la feuille source.

Les traces sont ensuite extrapolées depuis le premier plan de cellules le plus proche de la

feuille source jusqu'à cette feuille, et ce afin de déterminer les coordonnées du vertex sur la source. L'extrapolation de cette trace à l'autre extrémité, jusqu'au bloc scintillateur, permet quant à elle de déterminer le scintillateur associé à la trace, ainsi que la zone du scintillateur par laquelle est entrée la particule.

Pour les cellules retardées, nous avons vu que la position transverse de passage de la particule ne pouvait être reconstruite puisqu'on ne dispose que du temps t_α . La reconstruction de la trace dans le plan transverse est donc simplifiée, par contre la méthode dans le plan longitudinal reste la même. Une limite en temps de $1,5 \mu\text{s}$ est fixée pour la construction d'une trace entre deux cellules. C'est à peu près la durée maximale de dérive de l'avalanche électronique dans une cellule Geiger.

3.1.2 Identification des particules dans NEMO 3

Grâce aux informations respectives du détecteur de traces et du calorimètre, qui sont rassemblées lors de la reconstruction des événements, il est possible d'identifier les particules dans NEMO 3 :

- un électron est reconnu par un groupe de cellules en temps pour lesquels une trace de courbure négative a été reconstruite. Cette trace doit être associée à un scintillateur.
- un positron présente les mêmes caractéristiques qu'un électron mais sa trace aura une courbure positive.
- une particule alpha est identifiée par un groupe de cellule retardées pour lesquelles une trace rectiligne a été reconstruite. La trace d'une particule alpha n'est pas associée à un scintillateur.
- un gamma ne laissant aucune trace dans le détecteur de traces est identifié par un scintillateur isolé de toutes cellules.

Un exemple d'événement montrant un électron, une particule alpha retardée et un gamma est représenté en (FIG. 3.1).

3.1.3 Energies des particules

La mesure de l'énergie des électrons dans les processus 2β est très importante dans NEMO 3 pour la recherche de candidats $2\beta 0\nu$. En effet, si l'énergie est mal mesurée ou si le suivi du gain des photomultiplicateurs n'est pas optimisé, on peut très facilement observer des événements $2\beta 2\nu$ dans la région $2\beta 0\nu$.

Le calcul de l'énergie déposée par une particule dans un scintillateur se fait à partir des signaux analogiques des photomultiplicateurs qui sont numérisés et dont la charge est intégrée

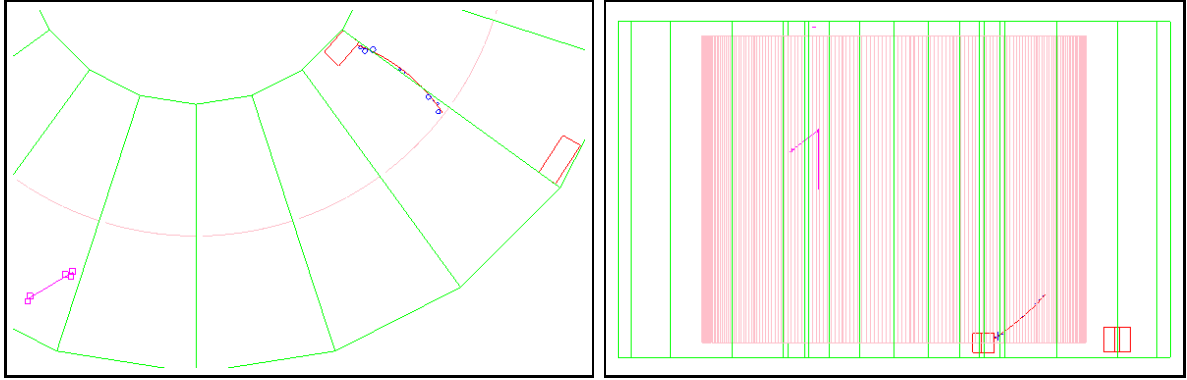


FIG. 3.1 – Vues de dessus (zoom) et de côté d'un événement dans le détecteur NEMO 3. Les secteurs sont en vert, les sources en rose, les scintillateurs déclenchés sont en rouge, les cercles bleus et les carrés roses sont des cellules de dérive déclenchées, respectivement en temps et retardées. Les traces reconstruites sont obtenues à partir de ces cellules, et représentées sur la figure. Dans cet événement, on peut identifier un électron (trace courbe rouge associée à un scintillateur), une particule alpha (trace rectiligne rose) et un gamma (scintillateur isolé). Le temps d'arrivée de l'électron dans le scintillateur est utilisé pour déterminer la position transverse de passage de l'électron dans chaque cellule de dérive (diamètre des cercles bleu).

(SEC. 2.3.7.1). Bien que la gamme d'énergie mesurée par NEMO 3 s'étende jusqu'à 12 MeV, la linéarité n'est vraiment assurée que jusqu'à 4 MeV. La relation entre la charge et l'énergie s'écrit :

$$E = a(Q_{ADC} - pied) + b \quad (3.1)$$

Q_{ADC} est la charge intégrée, *pied* est le piédestal et les constantes de calibration a et b sont déterminées à partir des calibrations en énergies réalisées avec les sources radioactives (SEC. 2.4). Ces constantes sont enregistrées dans la base de données pour la reconstruction et l'analyse. Au delà de 4 MeV, la relation entre la charge et l'énergie est déterminée par des calibrations laser spécifiques.

Le suivi journalier du gain des photomultiplicateurs par les calibrations laser permet de corriger une éventuelle dérive de la mesure de l'énergie. Puisque la lumière laser reçue par chaque photomultiplicateur est constante, une différence d'énergie mesurée entre deux calibrations traduit une variation du gain du photomultiplicateur. On détermine alors un coefficient de correction du gain a_{laser} pour réajuster la mesure de l'énergie du photomultiplicateur. La relation entre la charge et l'énergie devient alors :

$$E = a_{laser} a(Q_{ADC} - pied) + b \quad (3.2)$$

Les coefficients a_{laser} associés à chaque photomultiplicateur sont introduits dans la base de données pour la reconstruction et l'analyse. L'utilisation de ces corrections laser est aujourd'hui encore très difficile et implique, pour l'instant, une baisse importante de l'efficacité d'analyse des événements à deux électrons (50 %) [64]. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le faible nombre d'événements $2\beta 2\nu$ observés pour le ^{130}Te ne permet pas d'appliquer ces corrections. Pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$, une incertitude systématique de 1 % sur la mesure

de la demi-vie est alors ajoutée [64].

Enfin, les informations apportées par la reconstruction des traces permettent également d'améliorer la mesure de l'énergie. En effet, la collection de lumière vers le photomultiplicateur est différente en fonction du point d'impact de la particule sur la face d'entrée du scintillateur. Cette face d'entrée est alors divisée en 9 zones pour les blocs associés à des photomultiplicateurs 3" et en 25 zones pour les blocs associés à des photomultiplicateurs 5". Les étalonnages avec les sources radioactives permettent de déterminer le coefficient de correction d'énergie à appliquer pour chaque zone de scintillateur. La relation entre la charge et l'énergie pour le calorimètre de NEMO 3 est finalement :

$$E = k_{ij} [a_{laser} a(Q_{ADC} - pied) + b] \quad (3.3)$$

où les k_{ij} sont les coefficients de correction d'énergie en fonction de la zone (ligne i , colonne j) de la face d'entrée du scintillateur touchée par la particule détectée. Les facteurs de correction k_{ij} valent en moyenne 2 % et peuvent atteindre 7 % pour un bloc scintillateur associé à un photomultiplicateur 5", par rapport à la relation obtenue avec un point d'impact au milieu du bloc. L'utilisation de ces corrections souligne le problème de la calibration en énergie pour les photons dans NEMO 3. En effet, pour les électrons nous sommes en mesure d'appliquer des corrections par rapport à la collection de lumière vers le photomultiplicateur à partir du point d'impact alors que pour les photons il est impossible de déterminer le lieu d'interaction dans le scintillateur. La mesure de l'énergie pour un photon dans NEMO 3 est donc moins précise que pour un électron.

La résolution en énergie est principalement due aux fluctuations statistiques du nombre de photons de scintillation produits dans le scintillateur ou du nombre de photoélectrons émis par la photocathode du photomultiplicateur. Cette première contribution à la résolution varie comme la racine carré de l'énergie mesurée. Un second terme, indépendant de l'énergie, provient d'effets instrumentaux. Enfin, pour prendre en compte des variations de gain ou d'éventuelles non linéarité ou non uniformité des photomultiplicateurs, un troisième terme dépendant du carré de l'énergie est ajouté. On peut écrire la résolution en énergie du calorimètre de NEMO 3 comme :

$$\sigma_E = \sqrt{(a_0\sqrt{E})^2 + (a_1)^2 + (a_2E^2)^2} \quad (3.4)$$

On utilise plus régulièrement la résolution FWHM¹. Elle est en moyenne de 14 % pour les photomultiplicateurs 5" et 17 % pour les photomultiplicateurs 3" dans NEMO 3.

3.1.4 Temps d'arrivée des particules

Les mesures de temps de vol des particules sont très importantes dans NEMO 3 car elles permettent de distinguer les événements internes, par exemple ceux avec deux électrons émis depuis une feuille source, des événements externes comme les électrons traversants. Ces derniers étant très nombreux dans les données de NEMO 3, il faut un critère pour distinguer entre

¹La résolution FWHM (Full Width at Half Maximum) est la largeur à mi-hauteur et est définie par $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma \approx 2,3548 \sigma$

interne et externe : ce critère est le temps de vol.

La mesure du temps de vol d'une particule par le calorimètre de NEMO 3 est réalisée par des mesures de TDC à partir du moment où un signal de photomultiplicateur atteint le seuil bas de déclenchement (SEC. 2.3.7.1). La mesure du TDC est directement proportionnelle au temps d'arrivée de la particule :

$$t = c t_{TDC} \quad (3.5)$$

où c est une constante qui vaut 53 ps par canal de TDC.

Les étalonnages en énergie concernent chaque ensemble scintillateur et photomultiplicateur individuellement. Pour les mesures de temps de vol et la réjection du bruit de fond externe, il est nécessaire d'aligner en temps tous les photomultiplicateurs du détecteur NEMO 3. Des calibrations avec des sources de ^{60}Co (2γ en coïncidence) et de ^{207}Bi (2 électrons de conversion en coïncidence) permettent de calculer, paire par paire, le décalage entre photomultiplicateurs. Puisque le départ et la fin de l'enregistrement sont communs à tous les photomultiplicateurs, on peut extraire un coefficient individuel t_{align} de correction.

$$t = c t_{TDC} + t_{align} \quad (3.6)$$

Le décalage en temps t_{align} peut atteindre 7 ns.

Puisque le temps d'arrivée d'une particule est déterminé lorsque le signal d'un photomultiplicateur dépasse un certain seuil, il va aussi dépendre du temps de montée du signal du photomultiplicateur. Le temps de montée du signal dépend de la charge intégrée du signal et donc de l'énergie mesurée. Le décalage de temps en fonction de la charge intégrée du signal du photomultiplicateur est modélisé par une formule à quatre paramètres :

$$t_{ADC} = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \sqrt{Q_{ADC}} + p_4} \quad (3.7)$$

où les paramètres p_i sont ajustés à partir des données d'une calibration laser spécifique pour des énergies entre 0 et 12 MeV. Le temps mesuré s'écrit alors :

$$t = c t_{TDC} + t_{align} + t_{ADC} \quad (3.8)$$

La résolution en temps du calorimètre de NEMO 3 est dominée par les oscillations sur la mesure en temps du signal des photomultiplicateurs. Ce "jitter" dépend du temps de transit des électrons dans le photomultiplicateur, et donc du nombre de photoélectrons émis par la photocathode et de la répartition de la haute-tension entre les dynodes (notamment entre la photocathode et la première dynode). La résolution en temps vaut 250 ps à 1 MeV pour des électrons dans NEMO 3.

3.1.5 Analyse de temps de vol

Le but de l'analyse de temps de vol est de déterminer si un événement correspond à une topologie interne (les particules proviennent toutes de la feuille source) ou à une topologie

externe (au moins une particule traverse le détecteur). Il est important de rappeler qu'un bruit de fond externe à la feuille source peut également produire des événements de topologie interne (SEC. 2.2.1). Cette analyse consiste à comparer pour chaque particule et pour une hypothèse donnée (interne ou externe), le temps de vol mesuré t_{mes} par le calorimètre et le temps de vol théorique selon l'hypothèse choisie t_{th} . Ce test est réalisable pour différents canaux d'analyse de NEMO 3 mais, pour simplifier, prenons l'exemple d'un événement à deux particules. On définit alors une variable χ_{hyp}^2 qui va permettre la distinction en comparant ces temps :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{hyp}^2}{\sigma_{exp}^2 + \sigma_{th}^2} \quad (3.9)$$

où, pour une hypothèse hyp choisie, les $\Delta t_{mes,th}$ représentent les différences de temps mesurées et théoriques entre les deux particules, et les $\sigma_{exp,th}$ représentent les erreurs expérimentales et théoriques sur les temps mesurés ou théoriques. L'erreur expérimentale σ_{exp} provient de l'erreur de mesure du temps par le calorimètre, elle est connue pour chaque photomultiplicateur. L'erreur théorique σ_{th} fait intervenir l'erreur sur la mesure de l'énergie par le calorimètre, nécessaire à la détermination de la vitesse de la particule, mais aussi l'erreur sur la longueur de la trace déterminée.

Les temps théoriques des particules sont déterminés d'après la cinématique. Pour un électron, son énergie cinétique E_c est mesurée par le calorimètre et la longueur de la trace l_e est déterminée par la reconstruction de l'événement. Le temps de vol théorique d'un électron s'écrit :

$$t_{th}^e = \frac{l_e}{\beta_e c} \quad \text{avec} \quad \beta_e = \frac{\sqrt{E_c(E_c + 2m_e c^2)}}{E_c + m_e c^2} \quad (3.10)$$

L'erreur sur ce temps théorique est donnée par la relation suivante :

$$(\sigma_{th}^e)^2 = \left(\frac{t_{th}^e (m_e c^2)^2}{E_c(E_c + m_e c^2)(E_c + 2m_e c^2)} \right)^2 \sigma_E^2 + \left(\frac{1}{\beta_e c} \right)^2 \sigma_l^2 \quad (3.11)$$

Pour un photon, la situation est un peu différente puisque nous n'avons pas sa trajectoire dans le détecteur. Il faut alors au moins un électron dans l'événement pour déterminer un vertex dans la feuille source. Ce vertex est alors considéré comme le point d'émission du photon pour tester les hypothèses. La longueur de la trajectoire l_γ du photon est définie comme la distance entre le vertex et le centre du scintillateur :

$$l_\gamma = \sqrt{(x_{ve} - x_{scin})^2 + (y_{ve} - y_{scin})^2 + (z_{ve} - z_{scin})^2} \quad \text{et} \quad t_{th}^\gamma = \frac{l_\gamma}{c} \quad (3.12)$$

L'erreur sur ce temps théorique pour un photon ne comprend plus que le terme d'erreur sur la longueur de la trajectoire. Cette erreur est dominée par la non connaissance du point d'interaction du photon dans le scintillateur. Puisqu'on considère que le photon interagit au centre du scintillateur, cette incertitude vaut environ la moitié de l'épaisseur du scintillateur : $\sigma_l \sim 5$ cm. Ce problème de mesure de temps de vol pour les photons, s'ajoute au problème de calibration en énergie et montre que la détection des photons est moins précise que celle des électrons dans

NEMO 3.

Pour illustrer ses formules, prenons l'exemple des événements à deux électrons dans les données de NEMO 3. Ces événements sont de deux types : internes pour les 2β et externes pour les électrons traversants (FIG. 3.2). L'analyse de temps de vol doit nous permettre de distinguer ces événements de type interne ou externe. La distribution des différences de temps dans l'hypothèse externe $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{ext}$ en fonction des différences de temps dans l'hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$, montre qu'il est possible de séparer les deux types d'événements dans les données (FIG. 3.3). Les événements internes ont des différences de temps mesurées et théoriques internes proches de 0 ns alors que les différences de temps externes sont de l'ordre de ± 5 ns. Et inversement pour les événements externes.

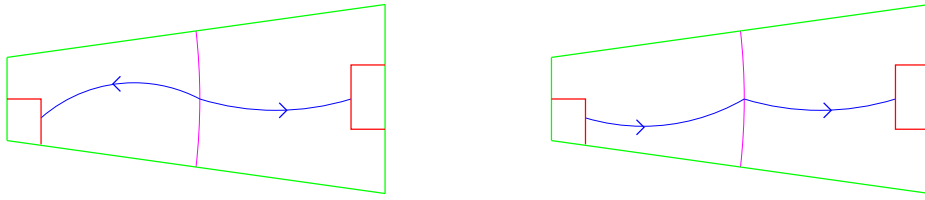


FIG. 3.2 – Schémas d'événements à deux électrons internes, à gauche, avec $(\Delta t_{mes})_{int} \sim 0$ ns, et externes, à droite, avec $(\Delta t_{mes})_{ext} \sim \pm 5$ ns. Pour ce type d'événements, les différences de temps théoriques sont également proches de zéro en interne $(\Delta t_{th})_{int} \sim 0$ ns et valent plusieurs nanosecondes en externe $(\Delta t_{th})_{ext} \sim \pm 5$ ns.

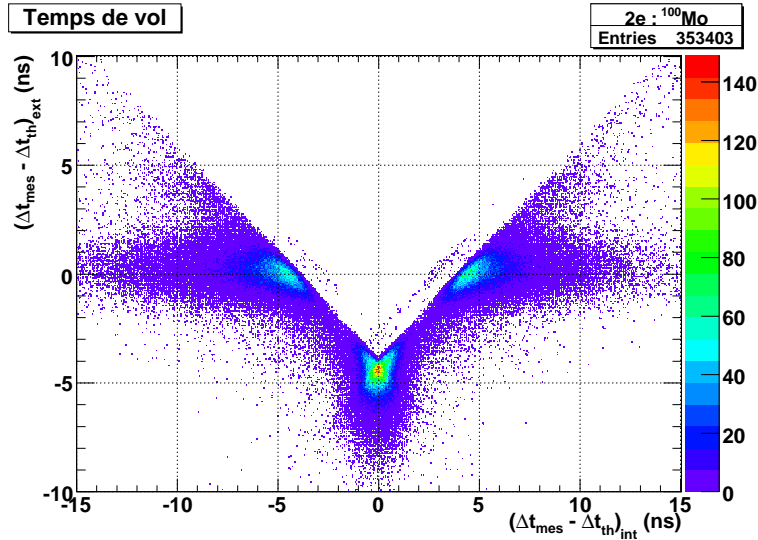


FIG. 3.3 – Distribution des différences de temps dans l'hypothèse externe $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{ext}$ en fonction des différences de temps dans l'hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal deux électrons. Exemple du ^{100}Mo métallique de NEMO 3 pour lequel de nombreux événements internes sont observés.

On distingue finalement des événements d'hypothèses interne ou externe à partir des variables χ_{int}^2 et χ_{ext}^2 calculées d'après la relation (EQN. 3.9). On utilise en fait les probabilités de

chaque hypothèse. La distribution de la probabilité externe en fonction de la probabilité interne (FIG. 3.4) permet de déterminer les coupures nécessaires. En général, un événement interne est caractérisé par une probabilité d'hypothèse interne supérieure à 4 % et une probabilité externe inférieure à 1 %. Inversement, un événement externe est caractérisé par une probabilité d'hypothèse externe supérieure à 4 % et une probabilité interne inférieure à 1 %.

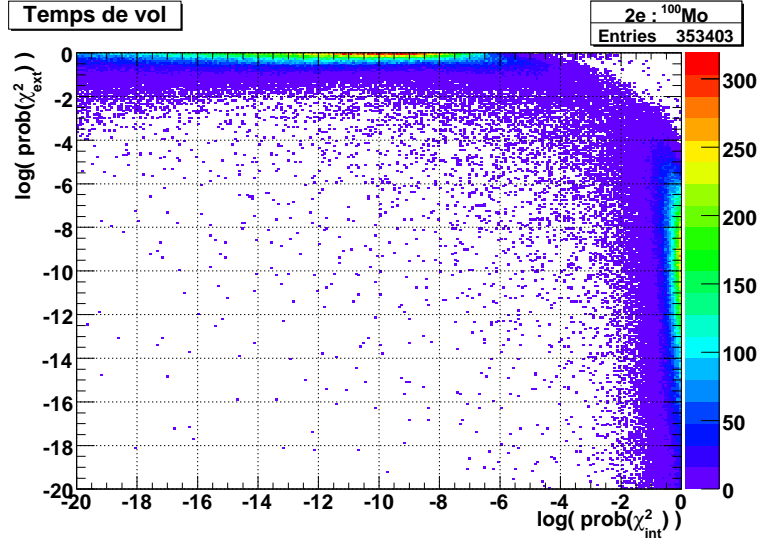


FIG. 3.4 – Distribution de χ_{ext}^2 en fonction de χ_{int}^2 du ^{100}Mo métallique de NEMO 3 pour lequel de nombreux événements internes sont observés. La zone du haut représente les événements de type externe et celle de droite les événements internes.

3.1.6 Temps de vol et corrections laser des TDC

Nous avons vu que l'analyse de temps de vol permet de distinguer les événements internes et externes (SEC. 3.1.5). Mais cette analyse permet également de repérer d'éventuels problèmes de mesure des temps de vol par le calorimètre de NEMO 3. Si on forme l'histogramme des différences de temps dans l'hypothèse interne (correspondant à la projection sur l'axe x de la FIG. 3.3) en fonction du numéro du run, c'est-à-dire en fonction du temps, on constate la stabilité de la mesure dans les secteurs du ^{100}Mo métallique (FIG. 3.5).

Par contre, dans les secteurs contenant du ^{130}Te , et surtout dans le secteur 9, on observe de réels problèmes de mesure de temps de vol à certaines périodes (FIG. 3.6 et 3.7).

La découverte de cette dérive de mesure des TDC a permis la mise en place d'une procédure de suivi journalier des mesures de TDC, à partir du suivi laser. Cette dérive est importante dans le secteur 9 (^{130}Te) mais reste très faible dans les autres secteurs et n'avait donc pas été remarquée. Depuis 2006, une correction individuelle au temps mesuré par le photomultiplicateur s'ajoute à la relation du temps en fonction du TDC que nous avons détaillé plus haut (SEC. 3.1.4) :

$$t = c t_{TDC} + t_{align} + t_{ADC} - t_{laser} \quad (3.13)$$

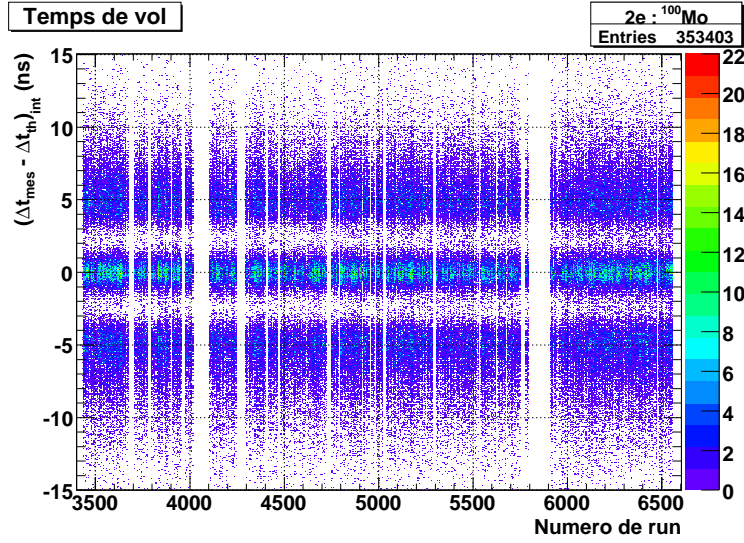


FIG. 3.5 – Distribution des différences de temps dans l’hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal à deux électrons en fonction du numéro de run (temps) pour les secteurs de NEMO 3 contenant du ^{100}Mo métallique. On observe une bonne stabilité dans le temps de la mesure pour cet isotope, pour lequel de nombreux événements internes sont observés.

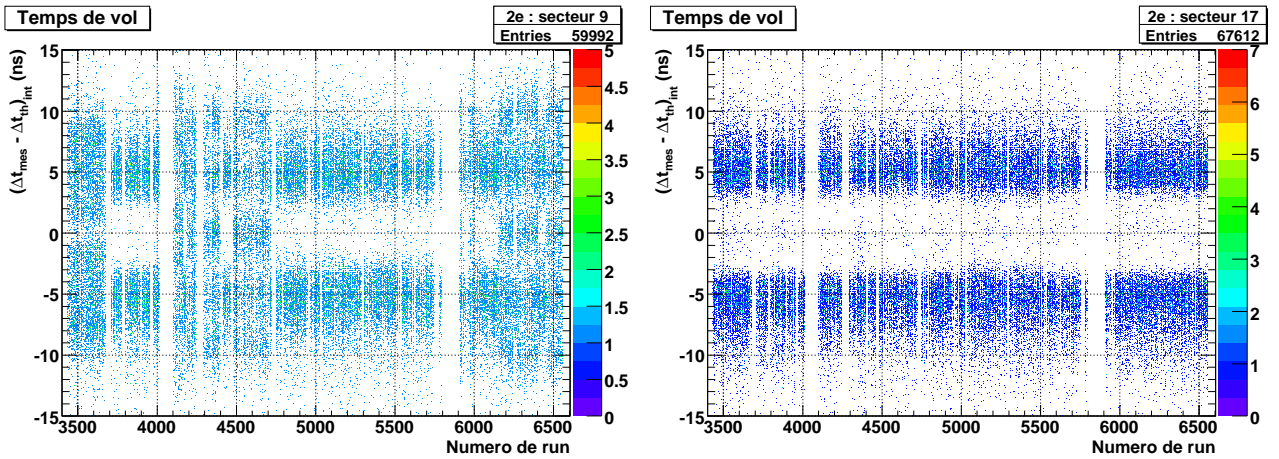


FIG. 3.6 – Distribution des différences de temps dans l’hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal à deux électrons en fonction du numéro de run (temps) dans les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te de NEMO 3. On observe une dérive de la mesure en fonction du temps, en particulier sur le secteur 9.

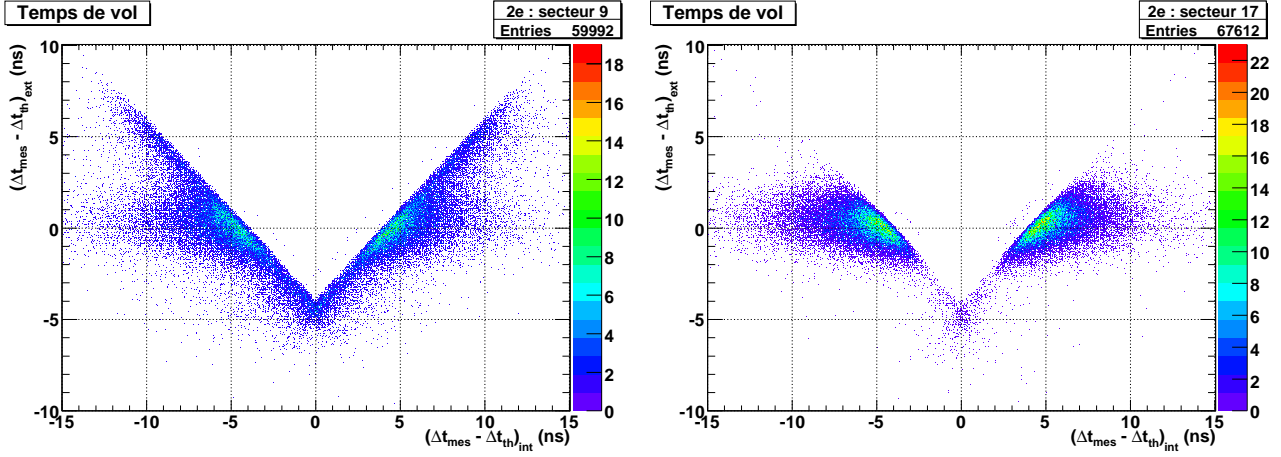


FIG. 3.7 – Distribution des différences de temps dans l’hypothèse externe $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{ext}$ en fonction des différences de temps dans l’hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal à deux électrons pour les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te de NEMO 3. On constate l’allure anormale des spectres de temps de vol, en particulier sur le secteur 9.

Cette correction de la dérive des TDC peut atteindre 9 ns dans le pire cas dans le secteur 9. Au moment de la reconstruction des données, on applique donc ces corrections des TDC, dont les valeurs sont enregistrées dans la base de données, et on constate que les spectres de temps de vol retrouvent une allure normale (FIG. 3.8 et 3.9). La région contenant les événements internes $2\beta 2\nu$ n’est plus peuplée d’événements externes pour lesquels les mesures de TDC avaient dérivé et la mesure du processus $2\beta 2\nu$ est alors possible.

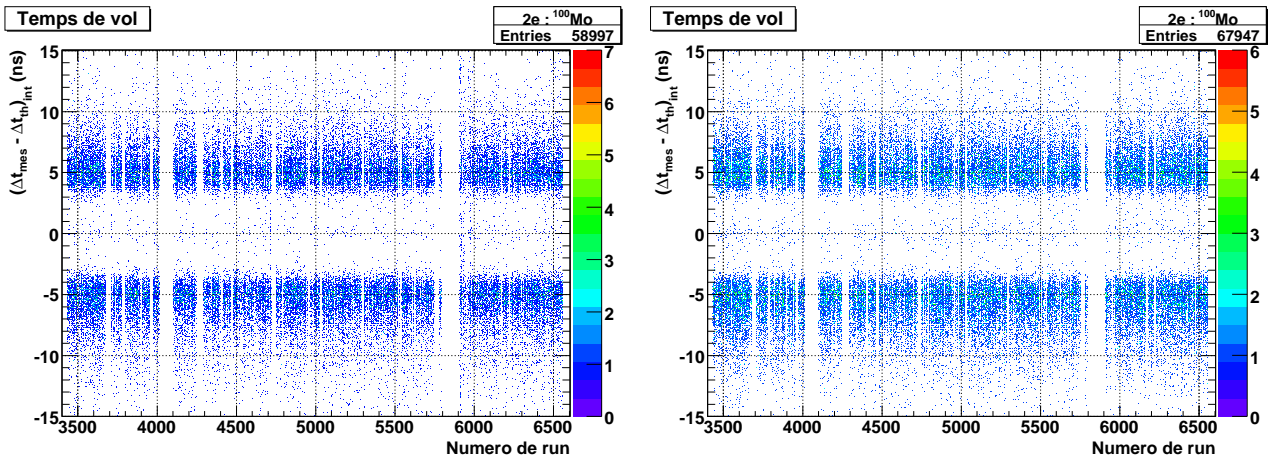


FIG. 3.8 – Distribution des différences de temps dans l’hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal à deux électrons en fonction du numéro de run (temps) pour les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te de NEMO 3, après application des corrections laser des TDC.

3.1.7 Coupures systématiques

Afin d’améliorer la qualité des mesures, il est nécessaire d’appliquer certaines coupures systématiques sur la topologie des traces reconstruites, sur les vertex ou encore sur les énergies

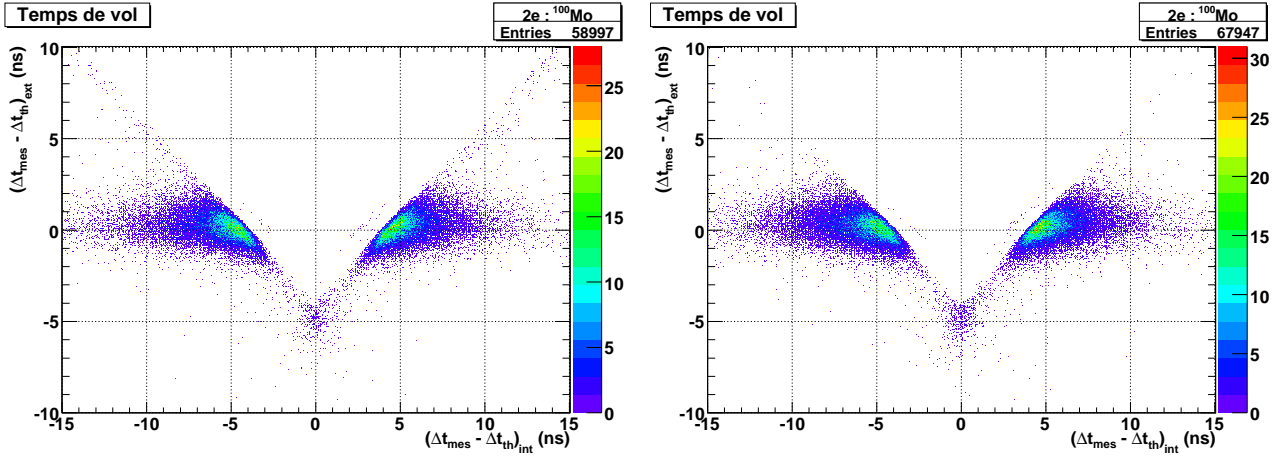


FIG. 3.9 – Distribution des différences de temps dans l’hypothèse externe $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{ext}$ en fonction des différences de temps dans l’hypothèse interne $(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{int}$ dans le canal à deux électrons pour les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te de NEMO 3, après application des corrections laser des TDC.

mesurées :

- pour améliorer la précision sur la position du vertex dans la source, on demande à ce que la trace démarre dans le premier ou le second plan de cellules proche de la source.
- de la même manière, pour une bonne reconstruction du point d’impact sur le scintillateur (corrections en énergies), on demande à ce que la trace finisse dans le dernier ou l’avant dernier plan de cellules proche du scintillateur.
- pour réduire le bruit de fond provenant des fils, il faut moins de 3 cellules non associées proches du vertex. En effet, une désintégration β ou un effet Compton d’un γ externe sur un fil du détecteur de traces peut déclencher un groupe de cellules qui ne seront pas nécessairement associées à une trace reconstruite comme venant de la source.
- le bruit de fond externe peut simuler un électron provenant de la source, par effet Compton sur un fil situé de l’autre côté de la feuille source par rapport à la trace reconstruite. En effet, l’algorithme ne reconstruit pas une trace qui démarre d’un côté de la source et qui se prolonge de l’autre côté. Un événement pour lequel une cellule de l’autre côté de la feuille source est en temps avec les cellules de la trace est rejeté.
- la rétrodiffusion des électrons dans les scintillateurs plastiques étant de l’ordre de 10 %, on ajoute également une coupure à 3 cellules non associées proches du scintillateur. Ces cellules représentent la trace non reconstruite de l’électron rétrodiffusé. Ce phénomène est pris en compte dans la simulation mais l’énergie totale de l’événement n’est plus mesurée.
- dans le cas d’un événement à plusieurs traces, les coïncidences fortuites sont réduites en imposant des distances transverses et longitudinales entre les vertex inférieures à 4 cm.

Cela permet également de s'affranchir d'éventuels problèmes de reconstruction.

- pour améliorer la précision des mesures de temps de vol, il est nécessaire d'imposer une énergie minimale de 200 keV aux électrons, alors que le seuil de déclenchement est à 150 keV pour le premier scintillateur touché et à seulement 50 keV pour les autres scintillateurs.

Sauf cas particulier, comme par exemple la mesure du bruit de fond provenant des fils du détecteur de traces, toutes ces coupures sont systématiquement appliquées dans l'analyse de données.

3.2 Bruit de fond externe au détecteur NEMO 3

Grâce à l'analyse du temps de vol qui vient d'être décrite, il est possible de rejeter les événements de type externe de l'analyse des événements internes comme la 2β . Cependant, nous avons vu que du bruit de fond externe peut générer des événements de type interne (SEC. 2.2.1). Pour extraire le signal $2\beta 2\nu$ pour le ^{130}Te , présent dans les secteurs 9 et 17, il est donc nécessaire de mesurer directement le bruit de fond externe du détecteur NEMO 3. Deux canaux d'analyse sont privilégiés pour la mesure de ce bruit de fond externe : il s'agit des événements électrons traversants et des événements à un électron et un photon dans l'hypothèse interne dominée par le bruit de fond externe.

3.2.1 Electrons traversants

L'analyse des électrons traversants est le meilleur canal pour la mesure du bruit de fond externe du détecteur NEMO 3. En effet, bien qu'il soit possible d'identifier des particules alpha et des photons, NEMO 3 est dédié à la détection d'électrons. L'efficacité de détection et la qualité des mesures dans ce canal sont donc optimales. Un exemple d'événement électron traversant est représenté en (FIG. 3.10).

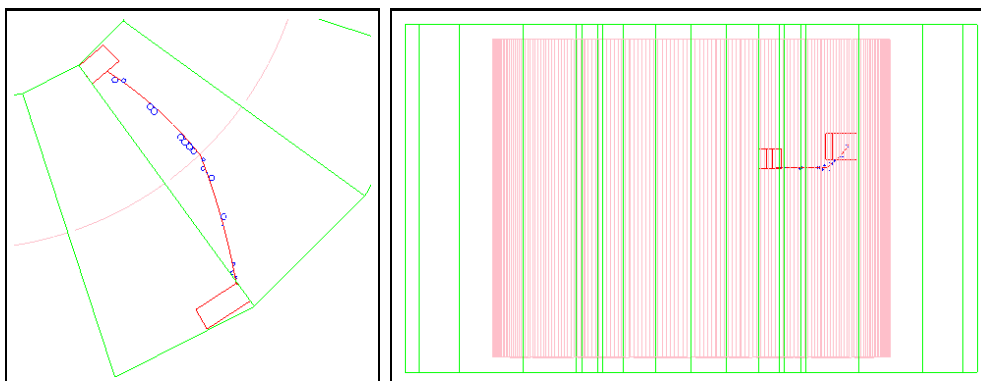


FIG. 3.10 – Exemple d'événement électron traversant le détecteur NEMO 3, vu de dessus et de côté. L'électron est éjecté du scintillateur du mur externe après y avoir laissé 275 keV et finit son trajet, 3,8 ns plus tard, dans le scintillateur du mur interne où il dépose 1,27 MeV.

On identifie un électron traversant comme un événement comportant deux traces associées à deux scintillateurs différents. Les courbures des traces doivent être de signes opposés puisque la première trace correspond à l'électron se dirigeant vers la feuille source alors que le signe de la courbure est fixé en supposant que la particule provient de la source. Enfin l'analyse de temps de vol permet de sélectionner des événements dans l'hypothèse externe en imposant $prob(\chi_{int}^2) < 1\%$ et $prob(\chi_{ext}^2) > 4\%$.

On distingue deux origines possibles d'électrons traversants dans NEMO 3. Les électrons arrachés par effet Compton de rayonnements γ émis par des contaminations de la radioactivité naturelle des matériaux du détecteur. Il s'agit principalement de contaminations du verre des photomultiplicateurs (TAB. 2.2) puisque ceux-ci sont placés à l'intérieur du blindage de NEMO 3. Et les électrons émis par désintégration β depuis la surface des scintillateurs. Ces contaminations peuvent être déposées à la surface du scintillateur ou contenues dans le mylar aluminisé qui les recouvre. Les électrons traversants le détecteur NEMO 3 peuvent être créés suivant trois mécanismes :

- un photon externe interagissant dans les derniers millimètres d'un scintillateur va pouvoir éjecter un électron Compton dans le détecteur de traces. Cet électron peut alors traverser la chambre à fils ainsi que la feuille source pour finir sa course dans un scintillateur du mur opposé.
- les désintégrations β à la surface des scintillateurs peuvent émettre l'électron vers le scintillateur et y être détectés. L'électron peut y subir une rétrodiffusion et ressortir de ce scintillateur pour traverser le détecteur. Les rétrodiffusions d'électrons dans les scintillateurs plastiques de NEMO 3 sont de l'ordre de 10 %.
- les désintégrations β sont souvent accompagnées de rayonnements γ . Dans ce cas l'électron peut-être émis vers le détecteur de traces et le gamma détecté dans le scintillateur où a eu lieu la désintégration.

On peut ici ajouter à l'intérêt de l'étude des électrons traversants pour mesurer le bruit de fond externe, le fait que les énergies de ces électrons sont bien mesurées. Quel qu'en soit le mécanisme de production, l'électron vu dans le premier scintillateur interagit toujours proche de la face d'entrée du scintillateur. La collection de lumière y est donc équivalente à celle d'un électron entrant dans le scintillateur depuis les sources de NEMO 3. Les calibrations en énergie des faces d'entrée des scintillateurs étant très bien connues, l'énergie totale d'un événement électron traversant est très bien reconstruite.

Pour l'étude des événements électrons traversants, on dispose de plusieurs variables qui vont nous permettre de déterminer et de comprendre le modèle du bruit de fond externe (SEC. 4.2.1.1) :

- l'énergie totale de l'événement E_{tot} , qui permet de distinguer les contributions de chaque

isotope. C'est l'ajustement de cette énergie totale qui permet de mesurer l'activité de chaque isotope du bruit de fond externe.

- l'énergie déposée dans le scintillateur depuis lequel l'électron traversant est émis E_{depart} . Cette variable est importante puisqu'elle reflète le mécanisme de production de l'électron traversant dont nous venons de parler.
- l'énergie déposée dans le scintillateur d'arrivée E_{fin} n'apporte pas de nouvelle information puisque, additionnée à l'énergie précédente E_{depart} , elle détermine l'énergie totale.
- l'angle entre les deux traces $\cos \theta$, qui est défini comme l'angle entre les tangentes des 2 traces au niveau de la source. Il n'apporte pas non plus de nouvelle information puisque, une fois sorti du scintillateur, le parcours de l'électron ne dépend plus de sa production.

3.2.2 Un électron et un photon

Afin d'obtenir différentes sensibilités aux bruits de fond externes et de limiter d'éventuels effets systématiques lié à un type d'événements, il est nécessaire de considérer différents canaux d'analyse. Nous avons vu que le bruit de fond externe implique souvent l'interaction d'un photon, il peut donc être intéressant de chercher à détecter directement ce photon. Cependant nous avons souligné que les mesures d'énergies et de temps de vol sont moins précises pour les photons puisque celui-ci peut interagir n'importe où dans le scintillateur (SEC. 3.1.3 et 3.1.5).

Le canal à un électron et un photon est sensible à tout type de contamination de la radioactivité naturelle émettant un rayonnement γ . Dans le cas d'une contamination externe à la source, les événements un électron et un photon dans l'hypothèse de temps de vol interne ne peuvent être produits que selon un seul mécanisme. Le photon provenant de l'extérieur interagit dans la feuille source, sans interagir auparavant dans les scintillateurs, et y arrache un électron par effet Compton. Cet électron est détecté par la chambre à fils puis par le calorimètre. Le photon est à son tour détecté par le calorimètre et la différence de temps entre les deux scintillateurs est proche de zéro (FIG. 3.11 et 3.12). Comme nous le verrons par la suite (SEC. 4.2.2.3), ce canal d'analyse est également sensible aux contaminations internes aux feuilles source mais d'un ordre de grandeur plus faible grâce à la radiopureté de celles-ci.

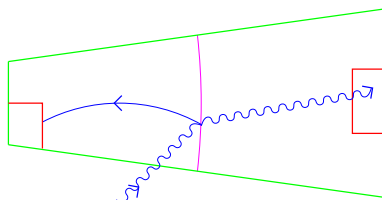


FIG. 3.11 – Schéma d'un événement avec un électron et un photon de topologie interne dans le cas d'une contamination externe à la source.

Pour l'étude des événements à un électron et un photon, on dispose de plusieurs variables

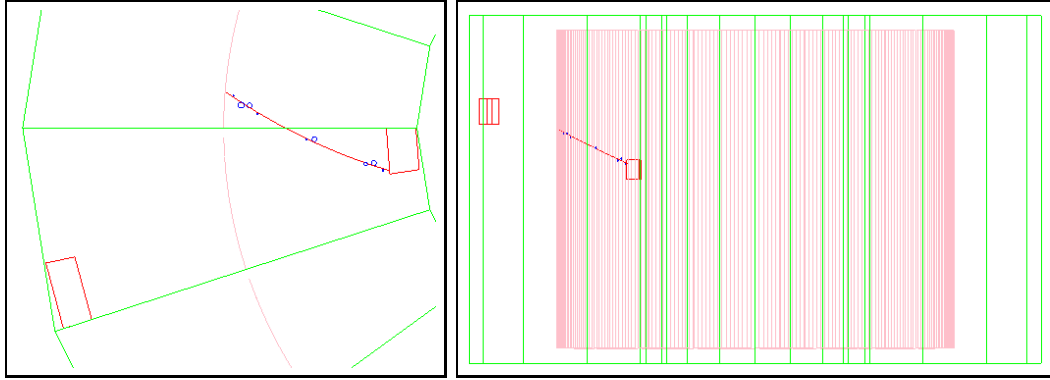


FIG. 3.12 – Exemple d'événement un électron et un photon dans le détecteur NEMO 3, vu de dessus et de côté. Le photon éjecte un électron de la feuille source puis est détecté par le scintillateur du mur externe et y dépose 520 keV. L'électron est détecté dans la chambre à fils puis dans le scintillateur du mur interne, 1,4 ns après le photon, et dépose 470 keV.

qui vont nous permettre de vérifier le modèle de bruit de fond externe déterminé à partir des événements électrons traversants mais aussi de déterminer d'autres contributions (SEC. 4.2.1.2) :

- l'énergie totale de l'événement E_{tot} , qui permet ici encore de distinguer les contributions de chaque isotope et qui servira pour l'ajustement.
- l'énergie de l'électron E_e .
- l'énergie du photon E_γ .
- l'angle d'émission entre l'électron et le photon $\cos \theta$, qui est défini comme l'angle entre la tangente à la trace de l'électron au niveau de la source et la trajectoire supposée du photon entre le vertex d'émission de l'électron et le centre du scintillateur ayant détecté le photon.

Nous verrons par la suite comment ces variables peuvent être utilisées pour distinguer l'interaction d'un photon externe et une coïncidence β - γ dans la source pour la mesure du bruit de fond interne.

Il est également possible d'étudier le canal un électron et un photon sous une hypothèse de temps de vol externe. Dans ce cas, le photon interagit dans un premier scintillateur sans y être absorbé. Il se dirige ensuite vers la feuille source depuis laquelle il arrache un électron par effet Compton. Cet électron est alors détecté par la chambre à fils puis par le calorimètre. Le photon peut finalement être absorbé dans la feuille source ou continuer son chemin sans être à nouveau détecté par le calorimètre (FIG. 3.13), l'efficacité de détection d'un photon n'étant que d'environ 50 % à 1 MeV dans NEMO 3. Le problème principal de l'étude de ces événements de type externe est la mesure de l'énergie dans le premier scintillateur : le photon n'y laisse qu'une partie de son énergie par effet Compton. L'énergie du photon ainsi mesurée est alors peu significative du bruit de fond étudié. De plus cette énergie est mal déterminée puisque les étalonnages se font avec des électrons en face d'entrée du scintillateur. Dans l'hypothèse

interne, le problème de calibration subsiste mais la probabilité de contenir le photon dans le scintillateur augmente puisque son énergie a été fortement réduite par l'extraction de l'électron dans la feuille source.

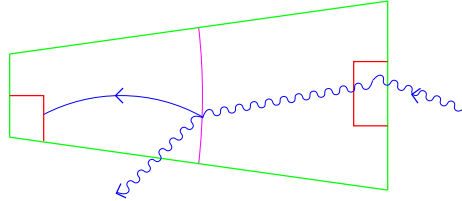


FIG. 3.13 – Schéma d'un événement avec un électron et un photon de type externe.

3.3 Bruit de fond interne au détecteur NEMO 3

Nous avons vu que le bruit de fond interne aux feuilles source de NEMO 3 est causé par la présence d'émetteurs bêta (SEC. 2.2.1), dont les désintégrations sont éventuellement accompagnées par l'émission de rayonnements γ . Pour étudier et mesurer ces contaminations il est donc naturel de considérer les canaux d'analyse à un électron, avec ou sans l'émission de photons. Nous avons également, à plusieurs reprises, souligné l'importance de contaminations en ^{214}Bi dans le détecteur de traces de NEMO 3. Il est possible d'étudier ce bruit de fond à partir du canal à un électron et un alpha retardé.

3.3.1 Un électron et un α interne

L'importance du bruit de fond dû au ^{214}Bi est telle qu'une électronique retardée est dédiée à sa mesure. Grâce à elle, il est possible d'identifier la cascade de désintégration du ^{214}Bi , avec émission d'un électron, vers le ^{214}Po , qui se désintègre à son tour vers le ^{210}Pb (cascade dite BiPo), en émettant une particule α avec une période de $164 \mu\text{s}$: il s'agit donc de rechercher un électron et un α retardé émis depuis un même vertex. Comme on s'intéresse au bruit de fond provenant, ou reconstruit comme provenant, de la source, on sélectionne les événements dont la trace de l'électron et la trace de l'alpha sont associées à des vertex dans la feuille source (FIG. 3.14). On peut cependant rappeler que dans NEMO 3, il n'est pas possible de distinguer si la particule provient de la source ou du premier plan de fils, qui est très proche de la source. Comme nous le verrons lors de la mesure de ce bruit de fond interne, ceci ajoute de l'importance au bruit de fond dû au ^{214}Bi .

3.3.2 Un électron interne

Le canal d'analyse où un électron est émis depuis la feuille source sans γ associé, est le plus simple à étudier mais il est pourtant fondamental. En effet, ce canal est non seulement sensible à toutes les contaminations qui sont recherchées à l'aide des mesures de spectrométrie gamma, mais aussi aux émetteurs bêta purs, qui eux n'ont pu être détectés par les mesures de

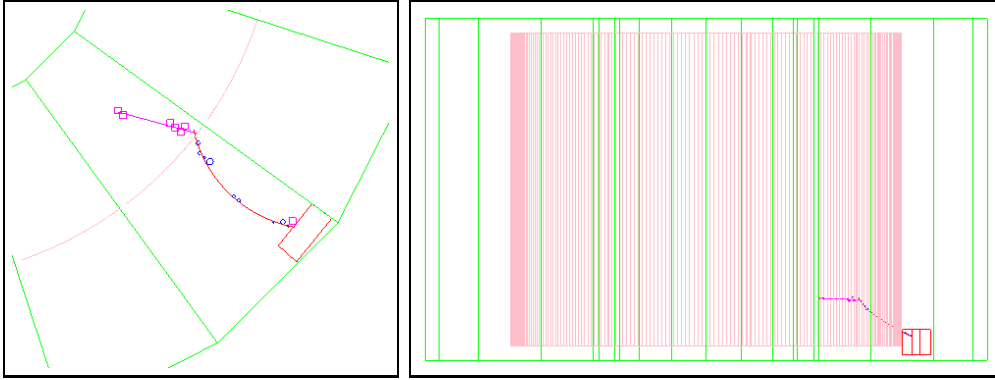


FIG. 3.14 – Exemple d'événement à un électron et un alpha provenant de la feuille source du détecteur NEMO 3, vu de dessus et de côté. L'électron dépose 305 keV dans le scintillateur et l'alpha est émis 445 μ s après l'électron. Les cercles bleus représentent les cellules à dérive en temps avec le scintillateur et les carrés roses les cellules à dérive retardées.

radiopureté préalables des feuilles source de NEMO 3. Un exemple d'événement à un électron extrait des données de NEMO 3 est présenté en (FIG. 3.15).

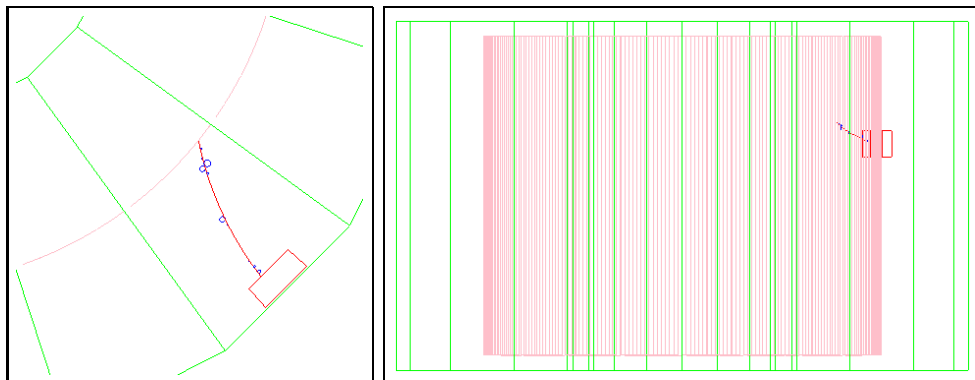


FIG. 3.15 – Exemple d'événement à un électron interne à une feuille source dans le détecteur NEMO 3, vu de dessus et de côté. L'énergie de l'électron mesurée par le scintillateur est de 629 keV.

En plus de la mesure globale du bruit de fond, le nombre très important d'événements enregistrés dans le canal à un électron (de l'ordre du million d'événements par an dans le tellure) permet d'étudier précisément la distribution des vertex d'émission des électrons depuis les feuilles source. On peut ainsi repérer l'éventuelle présence de points chauds de contamination dans les sources ou des effets des matériaux entourant les sources. L'étude de la distribution des vertex est une étape indispensable qui permet de définir le volume fiduciel des feuilles source à étudier.

Les positions des vertex dans les feuilles source sont définies par deux variables dans NEMO 3. La position verticale z_{ve} du vertex dans la feuille source est directement la hauteur, l'origine $z = 0$ étant définie à mi-hauteur de la feuille. Les sources s'étendent donc de $z = -124$ cm à $z = 124$ cm. La position transverse $R\phi$ est le produit du rayon des sources par

l'angle ϕ dans la géométrie cylindrique de NEMO 3. Le rayon des sources dans NEMO 3 est $R = 155,9$ cm. Les deux secteurs comportant des feuilles source de ^{130}Te , isotope étudié durant cette thèse, sont les secteurs 9 et 17. Le secteur 9 de NEMO 3 est compris entre les angles 162° et 180° et le secteur 17 entre les angles -54° et -36° (FIG. 2.11). On détermine l'angle ϕ_{ve} du vertex à partir des coordonnées transverses x_{ve} et y_{ve} du vertex :

$$\phi_{ve} = \arctan\left(\frac{y_{ve}}{x_{ve}}\right) \quad (3.14)$$

On représente alors la distribution des vertex pour le canal à un électron dans les secteurs 9 et 17 (FIG. 3.16), qui va permettre de définir un volume fiduciel pour les deux feuilles source. On constate immédiatement que des coupures fiducielles autour des sources sont nécessaires. En haut et en bas des sources, il y a un bruit de fond très important dû aux fixations en cuivre qui servent à maintenir les bandes de sources (FIG. 2.10). Sur les côtés des sources, nous sommes sensibles aux tubes de calibration en cuivre qui sont également source de bruit de fond à cause de la résolution sur la position du vertex (FIG. 2.10). On impose alors une coupure $|z_{ve}| < 120$ cm, ainsi que des coupures latérales pour les sources de tellure.

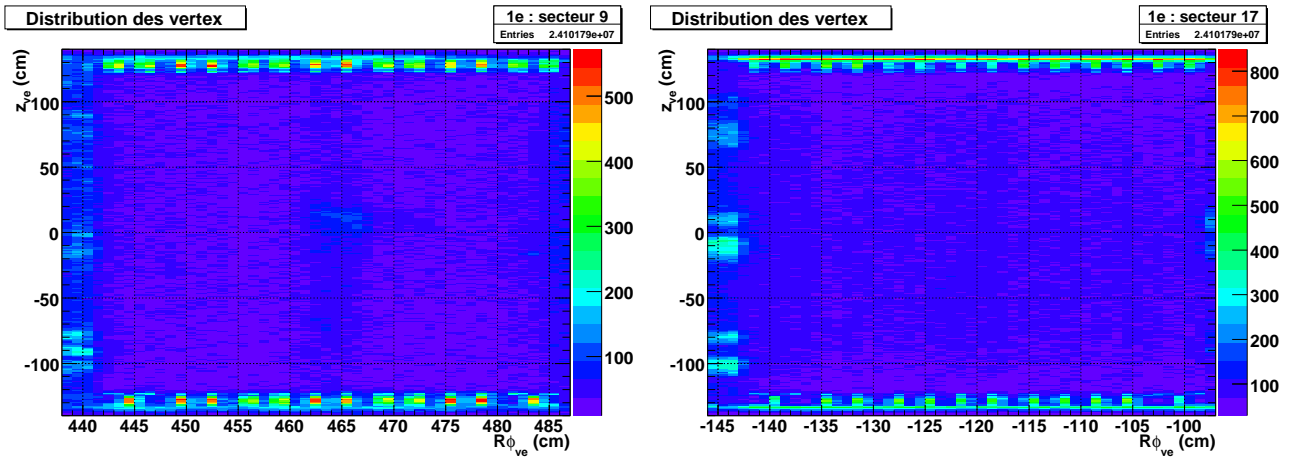


FIG. 3.16 – *Distribution des vertex pour le canal à un électron dans les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te . On remarque le bruit de fond dû aux fixations en cuivre des sources et aux tubes de calibration. Cette distribution va permettre de définir un volume fiduciel pour ces deux secteurs.*

En imposant la coupure sur z_{ve} nous sommes maintenant plus sensibles aux feuilles source elles-mêmes et nous pouvons déterminer plus précisément les coupures latérales pour les tubes de calibration. Nous voyons sur les figures (FIG. 3.17) que les feuilles source du secteur 17 sont globalement plus contaminées que les feuilles source du secteur 9. Nous montrerons que ceci est dû à un dépôt de ^{210}Bi plus important sur les sources ou sur les fils du détecteur de traces dans ce secteur (SEC. 4.2.2.2). On constate également qu'une partie de la bande centrale de la source du secteur 9 est plus contaminée que les autres. En plus des coupures précédentes, on retire donc cette zone de source de l'analyse. Le volume fiduciel de sources utilisées pour l'analyse du ^{130}Te est finalement présenté en (FIG. 3.18).

Afin de déterminer la demi-vie des processus 2β , il est nécessaire de connaître la masse de ^{130}Te contenue dans chaque secteur analysé. Les sources de ^{130}Te de NEMO 3 et leur fabrication

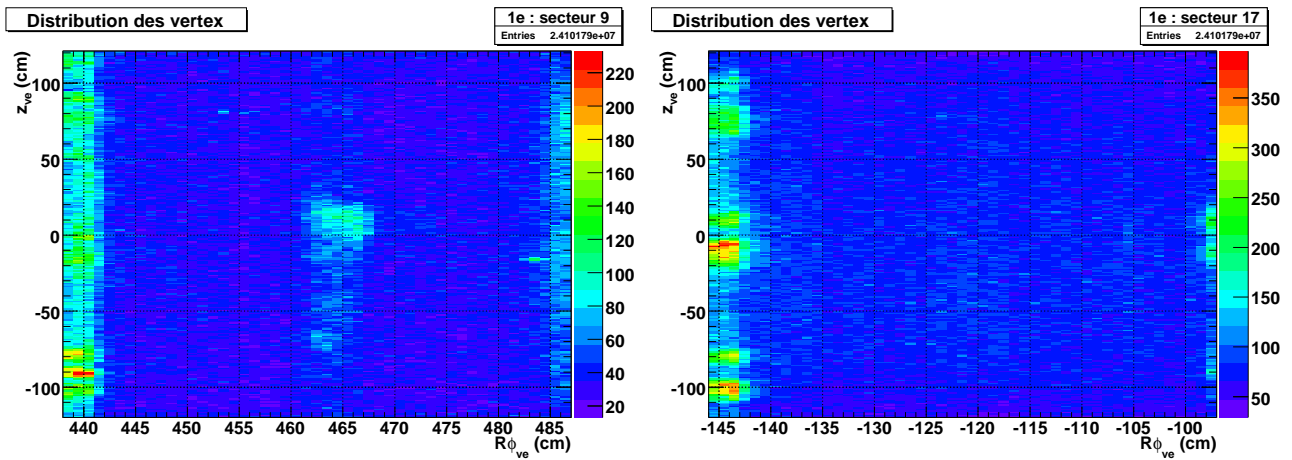


FIG. 3.17 – *Distribution des vertex pour le canal à un électron dans les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te , pour la définition d'un volume fiduciel, après coupure sur z_{ve} . Sur les côtés des sources on remarque le bruit de fond dû aux tubes de calibration. Dans le secteur 9, une partie de bande de la feuille source est plus contaminée que les autres.*

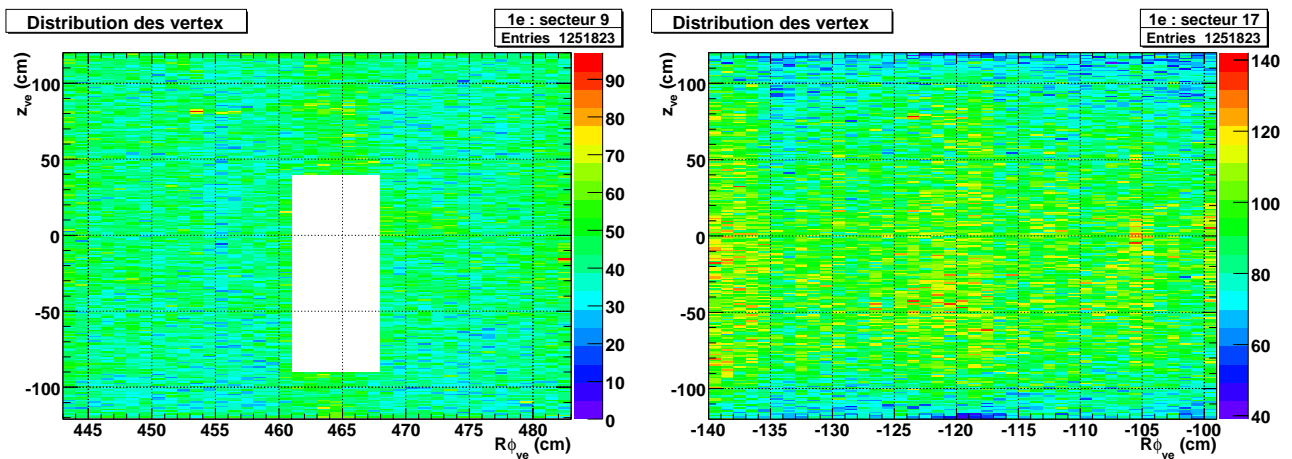


FIG. 3.18 – *Distribution des vertex pour le canal à un électron dans les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te , après définition du volume fiduciel. Environ 83 % de la masse de ^{130}Te , soit 375 g, est conservée après coupures.*

seront expliquées plus en détails dans (SEC. 4.1.1). En supposant que la densité des sources est homogène, il suffit de calculer les rapports de surface pour déterminer la masse. Dans un secteur de NEMO 3, une source complète représente $1,12 \text{ m}^2$ et il y a au total 454 g de ^{130}Te . D'après le volume fiduciel défini, la feuille source du secteur 9 a une surface de $0,869 \pm 0,020 \text{ m}^2$ et contient $176 \pm 4 \text{ g}$ de ^{130}Te . Celle du secteur 17 a une surface de $0,984 \pm 0,015 \text{ m}^2$ et contient donc $199 \pm 3 \text{ g}$ de ^{130}Te . Les incertitudes sur la mesure des surfaces sont liées aux incertitudes sur la reconstruction de la position des vertex ($2,1 \text{ mm}$ dans le plan traverse aux cellules et $5,7 \text{ mm}$ dans le plan longitudinal [61]). La masse totale de ^{130}Te ainsi étudiée est alors de $375 \pm 5 \text{ g}$, soit environ 83% du ^{130}Te présent dans NEMO 3. L'incertitude d'environ 1% sur la masse ainsi ajoutée reste faible devant les autres incertitudes systématiques sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$.

3.3.3 Un électron et un photon interne

Il a déjà été précisé que le canal à un électron et un photon dans la topologie interne est dominé par le bruit de fond externe. Cependant, par ce canal, on reste sensible aux émetteurs β - γ présents dans la feuille source (FIG. 3.19). Il est en plus possible de distinguer les événements provenant de l'interaction d'un photon externe de ceux de l'émission d'un photon et d'un électron depuis la feuille source. En effet, dans le cas externe, le photon aura cédé une partie de son énergie à l'électron arraché de la feuille source. L'énergie du photon est alors diminuée et la distribution de l'énergie de l'électron correspond à celle de l'effet Compton. Dans le cas interne, le photon peut déposer toute son énergie dans le scintillateur et la distribution de l'énergie de l'électron correspond à un spectre de désintégration β .

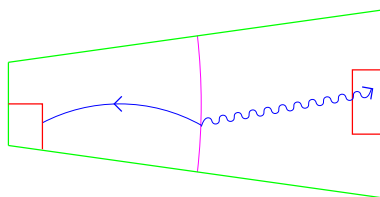


FIG. 3.19 – Schéma d'événement avec un électron et un photon de topologie interne dans le cas d'une contamination interne à la source.

En fonction des isotopes que l'on cherche à étudier il doit donc être possible de réduire fortement la sensibilité au bruit de fond externe à partir de coupures sur les énergies du photon et de l'électron. On peut également imaginer une coupure angulaire entre la trace de l'électron et la trajectoire supposée du photon entre le vertex et le scintillateur. En effet, dans le cas d'une diffusion Compton par un γ externe, le photon diffusé et l'électron seront préférentiellement émis dans la direction du photon incident, alors que l'émission β - γ est quant à elle complètement isotrope.

3.4 Etude du canal à deux électrons internes

La double désintégration bêta avec ($2\beta 2\nu$) ou sans émission de neutrinos ($2\beta 0\nu$) est évidemment étudiée dans le canal à deux électrons avec une hypothèse de temps de vol interne. Les deux électrons proviennent de la feuille source et les courbures des trajectoires sont toutes les deux négatives contrairement au canal à un électron traversant. Chaque trace doit être associée à un scintillateur différent. Un exemple d'événement à deux électrons est présenté en (FIG. 3.20).

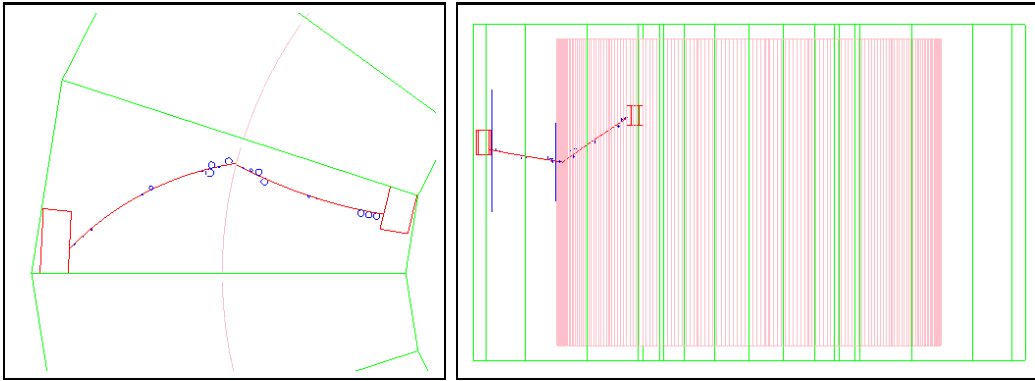


FIG. 3.20 – Exemple d'événement à deux électrons internes à une feuille source de ^{130}Te dans le détecteur NEMO 3, vu de dessus et de côté. Le premier électron est détecté dans le scintillateur du mur externe et y dépose 711 keV. Le second électron est détecté 0,4 ns plus tard dans le scintillateur du mur interne et y dépose 733 keV.

Pour l'étude des événements à deux électrons, on dispose de plusieurs variables qui vont nous permettre de vérifier la bonne compréhension des mesures mais aussi de déterminer des coupures afin de réduire le bruit de fond pour la double désintégration bêta (SEC. 4.2.1.1) :

- l'énergie totale de l'événement E_{tot} , qui permet de déterminer la demi-vie des processus 2β à partir de la soustraction du bruit de fond attendu aux données enregistrées.
- l'énergie de l'électron ayant la plus faible énergie E_{min} . Cette variable doit permettre de distinguer les processus de production des événements à 2 électrons et donc de déterminer des coupures pour réduire le bruit de fond.
- l'énergie de l'électron ayant la plus grande énergie E_{max} . Cette variable doit également permettre de distinguer les processus de production des événements à 2 électrons.
- l'angle entre les deux traces $\cos \theta$, qui est défini comme l'angle entre les tangentes des 2 traces au niveau de la source qui dépend également du mécanisme de production des deux électrons.

3.5 Conditions de prise de données

Nous avons expliqué au chapitre précédent la mise en place d'une tente anti-radon autour du détecteur NEMO 3 et d'un balayage d'air sans radon à l'intérieur de cette tente (SEC. 2.3.6). Cette installation ne s'est pas faite dès le début des prises de données de NEMO 3 en février 2003. Les prises de données de NEMO 3 sont donc séparées en deux phases : une phase haut radon qui s'étend de février 2003 à octobre 2004, et une phase bas radon qui a démarré fin octobre 2004 et qui continue. La demi-vie du ^{130}Te est si grande (SEC. 4.1) que la première phase de prise de données ne permet pas d'envisager la mesure du processus $2\beta 2\nu$. Par contre dans la seconde phase le bruit de fond dû au radon a été réduit d'un facteur 7, ce qui permet la mesure.

L'analyse présentée au chapitre suivant utilise donc les données de la phase 2 depuis fin octobre 2004 jusqu'à la fin de l'année 2007. Les données de 2008 ne sont pas actuellement disponibles à cause du temps nécessaire à la mise en place de toutes les calibrations. Durant cette période choisie pour l'analyse, il n'est pas possible d'utiliser toutes les données car certaines sont de mauvaise qualité. En effet, certains problèmes électroniques peuvent rendre inutilisables certaines prises de données. Il peut y avoir des problèmes avec l'apport d'air sans radon. Ou encore des problèmes avec les photomultiplicateurs ou avec le détecteur de traces. Pour simplifier la sélection des données à utiliser, un statut est défini pour chaque prise de données, afin de rejeter les situations problématiques pour l'analyse. L'analyse faite dans ma thèse n'utilise que les données prises dans les meilleures conditions de mesures (statut égal à 1). La durée totale de prise de données ainsi sélectionnée entre le 24 octobre 2004 et le 31 décembre 2007 représente $66,6 \cdot 10^6$ secondes soit 2,11 ans pour un cycle utile de 66 %².

3.6 Outils d'analyse

3.6.1 Base de données

Au cours de ce chapitre, il a été évoqué à plusieurs reprises l'utilisation de la base de données (SEC. 2.3.7.4). Compte-tenu du nombre de photomultiplicateurs dans le calorimètre et de cellules Geiger dans le détecteur de traces, il est indispensable d'utiliser une base de données pour l'analyse dans NEMO 3. *N3DB* est une base de données gérée par MySQL et hébergée au centre de calcul CCIN2P3 à Lyon. Au niveau du calorimètre, elle contient pour chaque photomultiplicateur et pour chaque prise de données : le piédestal, la calibration absolue, le statut du photomultiplicateur, l'alignement en temps et les corrections laser d'énergie et de temps. Au niveau du détecteur de traces, *N3DB* contient, pour chaque cellule Geiger et pour chaque prise de données, les constantes d'étalonnage des différents temps et le statut de la cellule. Enfin, pour les prises de données, elle contient les conditions de mesures et les informations sur la qualité de la prise de données, comme par exemple lesquels des photomultiplicateurs ou des cellules sont éteints, ou encore mal calibrés.

²Le cycle utile de prise de données par an est normalement supérieur à 70 %, mais l'incendie dans le tunnel routier du Fréjus début juin 2005, a causé un arrêt d'un mois et demi de l'activité dans le LSM.

3.6.2 Outils C++

Le code d'analyse de NEMO 3 est originellement un ensemble de programmes en fortran et PAW. En collaboration avec F. Mauger et Y. Lemière du LPC Caen, j'ai participé à la modernisation des outils d'analyse par l'utilisation du C++ et de bibliothèques qui lui sont associées (GSL, CLHEP). Le principe de base de ces nouveaux outils d'analyse est de séparer et hiérarchiser l'ensemble en une dizaine de parties d'après leurs fonctions. L'ensemble des parties du support d'analyse C++ de NEMO 3 est, selon l'ordre hiérarchique :

- *N3GeomDef*, qui contient toute la géométrie du détecteur et permet à chaque utilisateur d'obtenir toutes les informations sur celui-ci, comme par exemple la position des feuilles source d'un isotope donné ou la position d'un scintillateur. Cette partie utilise les bibliothèques CLHEP pour définir ces positions.
- *N3Event*, qui est le modèle d'événements qui reprend exactement le format des données originelles. Puisque celles-ci sont enregistrées au format d'un ntuple PAW, il est nécessaire de les convertir au format ROOT pour l'utilisation en C++.
- *N3IORoot*, qui permet la lecture et l'écriture des données par rapport au modèle d'événements.
- *N3Db*, qui gère tous les appels d'informations enregistrées dans la base de données. La gestion de la base de données est faite avec MySQL.
- *N3ToolsBox*, qui regroupe un ensemble de méthodes d'analyse qui peuvent être communes à tous les utilisateurs, comme les calculs de cinématique et de temps de vol des particules. Les bibliothèques fournies par GSL sont utilisées dans ces programmes.
- *N3Calib*, qui permet de réaliser la calibration des photomultiplicateurs ou des cellules Geiger pour préparer la reconstruction des événements.
- *N3TrackLAL*, qui réalise la reconstruction des traces des particules chargées dans le détecteur. Cette partie n'a pu être réécrite compte tenu de la complexité du code de l'automate cellulaire et du temps qu'il aurait fallu pour le faire. Elle correspond donc à une interface C++ du code fortran de reconstruction utilisé au LAL.
- *N3Arc4se*, qui permet d'appliquer les conditions réelles de prise de données du détecteur aux simulations, afin de calculer correctement les efficacités à partir de la configuration réelle du détecteur au moment de la prise de données, configuration qui change au cours du temps.
- *N3Cut*, qui comprend un ensemble d'outils libres pour l'utilisateur final, afin de réaliser toutes les coupures nécessaires à l'analyse.

- *N3Analysis*, qui est aussi une partie libre pour l'utilisateur final et qui permet d'utiliser tous les outils précédents pour réaliser l'analyse.
- *N3VisuOnX*, qui remet à jour la visualisation de NEMO 3, développée précédemment au LAL à l'aide d'OpenScientist. C'est un outil indispensable pour l'analyse des données, et toutes les images d'événements présentées dans cette thèse sont issues de cette visualisation.

Après trois années de développement, de comparaison avec le support d'analyse existant, et d'utilisation, ces outils se sont montrés robustes et performants. Aujourd'hui de plus en plus de personnes, et notamment celles qui rejoignent la collaboration et les étudiants, utilisent le code d'analyse C++ dans NEMO 3.

3.6.3 Simulations

Les simulations de l'expérience NEMO 3 sont réalisées à partir d'outils GEANT 3 [56] développés à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg (IReS, aujourd'hui Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien IPHC) [59]. Pour NEMO 3, il est nécessaire de simuler d'une part les processus $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ dans les feuilles source, mais aussi le bruit de fond interne et externe. Nous avons vu que les bruits de fond de l'expérience sont principalement dus à des contaminations de radioisotopes dans les feuilles source mais aussi dans tous les matériaux du détecteur (SEC. 2.2.1). La structure mécanique du détecteur, développée sous EUCLID [57] et interfacée avec GEANT 3, permet alors de simuler la présence de radioisotopes n'importe où dans le détecteur NEMO 3. Il est de plus possible de considérer des contaminations en volume ou à la surface des matériaux. On peut ainsi simuler des bruits de fond naturellement présents dans les matériaux de construction ou des contaminations déposées en surface, comme les descendants du radon et du thoron présents dans l'air. A titre d'exemple, on présente les vues de dessus de simulations de différents isotopes dans le verre des photomultiplicateurs, en surface des scintillateurs, sur les fils des cellules du détecteur de traces et enfin dans les sources de ^{130}Te de NEMO 3 en (FIG. 3.21)

Enfin, la génération de la cinématique des désintégrations des différents radioisotopes, y compris pour les processus de double désintégration bêta, est réalisée par GENBB. Cet outil, spécialement développé par la collaboration, permet de simuler la physique des désintégrations à partir de toutes les données de la physique nucléaire : particules émises, énergies et temps de vol associés, etc. GENBB est un élément essentiel de l'analyse de NEMO 3, puisque nous allons montrer au chapitre suivant que c'est la mesure des variables produites par ce générateur qui permet d'une part de mesurer les bruits de fond, mais aussi de définir les coupures pour extraire un signal 2β .

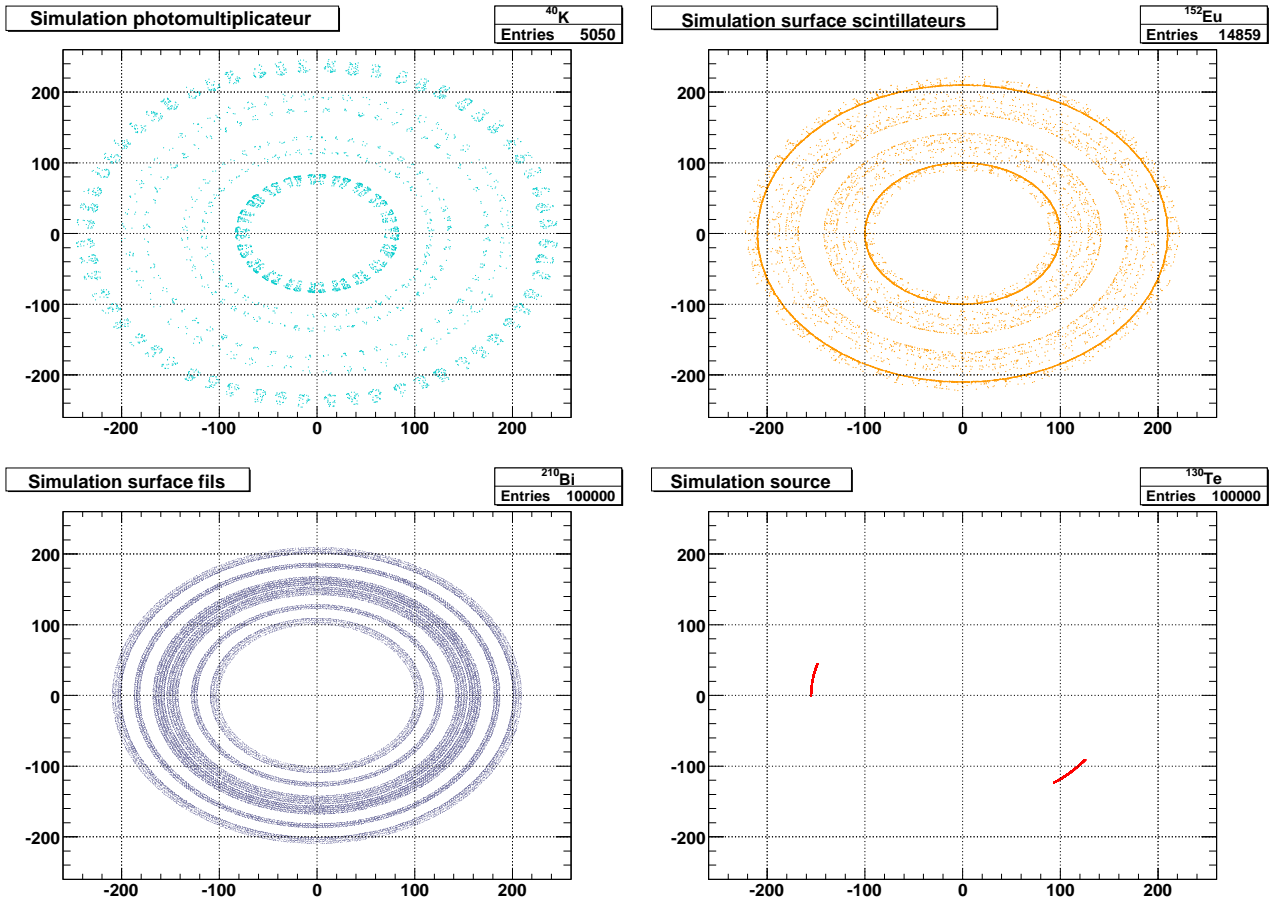


FIG. 3.21 – Vues de dessus de différentes contaminations radioactives simulées respectivement dans le verre des photomultiplicateurs, en surface des scintillateurs, sur les fils des cellules du détecteur de traces et enfin dans les sources de ^{130}Te du détecteur NEMO 3.

Chapitre 4

Double désintégration bêta du ^{130}Te

*C'est l'histoire d'une société qui tombe...
Et qui au fur et à mesure de sa chute se répète sans cesse pour se rassurer :
"Jusqu'ici tout va bien... Jusqu'ici tout va bien... Jusqu'ici tout va bien."
L'important c'est pas la chute. C'est l'atterrissage.*

M. Kassovitz, "La Haine"

4.1 L'isotope ^{130}Te

La double désintégration bêta permise du ^{130}Te a été observée pour la première fois en 1950 grâce à la mesure géochimique d'un minerai de tellure ancien [27]. Par analyse isotopique du xénon extrait de ce minerai, la demi-vie du processus a été estimée à $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu+0\nu} = 1,4 \cdot 10^{21}$ ans¹. Malgré les nombreuses mesures qui ont été effectuées par la suite, la valeur de la demi-vie de la double désintégration bêta $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te est très mal connue. On trouve dans la littérature des valeurs comprises entre $3 \cdot 10^{20}$ et $3 \cdot 10^{21}$ ans [51]. L'incertitude sur les mesures géochimiques est effectivement très grande puisque le xénon, produit par la double désintégration bêta du ^{130}Te , est un gaz rare qui peut s'échapper du minerai ancien au cours du temps. Une série d'expériences de mesure directe au LNGS avec le détecteur précurseur de CUORICINO (SEC. 2.1.2) est parvenue à fournir une mesure plus précise de la demi-vie de la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = (6,1 \pm 1,4 \text{ stat. } \pm_{3,5}^{2,9} \text{ syst.}) \cdot 10^{20}$ ans [33] mais l'incertitude systématique reste élevée. L'analyse réalisée en étudiant la différence entre les cristaux de tellure enrichi et ceux de tellure naturel ne permet pas d'amélioration puisque les bruits de fond associés aux deux types de cristaux diffèrent.

En ce qui concerne les calculs théoriques sur le processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te (QRPA et modèle en couches), les valeurs trouvées sont elles aussi très dispersées ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu}$ entre $1,7 \cdot 10^{19}$ et $2,3 \cdot 10^{20}$ ans [51]). De plus, ces valeurs théoriques sont toutes inférieures aux valeurs expérimentales. Une mesure expérimentale précise permettrait donc d'ajuster les calculs théoriques pour ce processus. Aujourd'hui, certains théoriciens utilisent les résultats expérimentaux $2\beta 2\nu$ pour fixer la valeur de la constante de couplage particule-particule g_{pp} utilisée pour les calculs d'éléments

¹Les mesures géochimiques ne permettent pas la distinction entre le processus permis et le processus interdit, c'est la raison pour laquelle la demi-vie indiquée est globale $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu+0\nu}$.

de matrice nucléaire associés au processus $2\beta0\nu$ en QRPA (SEC. 1.3.3.2). Pour les calculs du modèle en couches, les vérifications à partir des mesures du processus $2\beta2\nu$ apporteraient également des informations importantes pour les calculs du processus $2\beta0\nu$. Une mesure précise de la demi-vie du processus $2\beta2\nu$ pour le ^{130}Te doit donc permettre d'améliorer aussi la précision théorique sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ à partir des mesures du processus $2\beta0\nu$ de cet isotope.

Après les isotopes ^{128}Te ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu+0\nu} = 2,2 \cdot 10^{24}$ ans [31]), ^{136}Xe ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} \geq 8,5 \cdot 10^{21}$ ans [42]) et ^{76}Ge ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 1,74 \cdot 10^{21}$ ans [37]), et d'après les résultats expérimentaux indiqués sur le ^{130}Te , ce noyau possède la quatrième plus longue demi-vie pour le processus $2\beta2\nu$ parmi tous les isotopes 2β .

L'isotope ^{130}Te décroît par double désintégration bêta vers le ^{130}Xe avec une énergie de transition $Q_{\beta\beta} = 2,529$ MeV (FIG. 4.1) [51]. C'est un isotope particulièrement intéressant du point de vue expérimental puisque, parmi tous les émetteurs 2β , c'est celui qui a la plus grande abondance naturelle : 33,8 % [51]. Il peut donc être étudié à partir du tellure naturel, et il peut aussi être enrichi relativement facilement. Cette forte abondance naturelle permet en plus d'envisager des expériences utilisant une très grande masse de tellure, comme l'expérience CUORE (SEC. 5.2).

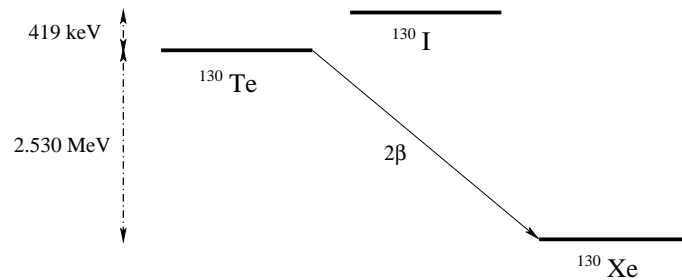


FIG. 4.1 – Schéma de la décroissance 2β du ^{130}Te .

Le ^{130}Te est l'isotope de plus longue demi-vie présent dans NEMO 3, et c'est aussi celui qui a la plus faible valeur de $Q_{\beta\beta}$. De ce fait la mesure du processus $2\beta2\nu$ pour le ^{130}Te est à la limite des performances du détecteur.

4.1.1 L'isotope ^{130}Te dans NEMO 3

Etant donné l'importance d'avoir une mesure précise du processus $2\beta2\nu$ du ^{130}Te , la collaboration NEMO a décidé de placer du ^{130}Te dans le détecteur NEMO 3, avec une masse suffisamment importante pour permettre une bonne étude du processus $2\beta2\nu$, même si cette masse est trop faible pour une étude vraiment compétitive, par rapport à CUORICINO, du processus $2\beta0\nu$ [44].

Le tellure a été enrichi à $89,4 \pm 0,5$ % en isotope 130 par la production d'un gaz de $^{130}\text{TeF}_6$. Par oxydo-réduction, une poudre de TeO_2 a été fabriquée. Les poudres fournies par l'Institut Kurchatov de Moscou ont finalement été purifiées trois fois avant d'être assemblées en feuilles

source composites d'environ $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur (SEC. 2.3.2).

Dans NEMO 3, les sources de ^{130}Te sont réparties en deux secteurs (9 et 17) avec une masse totale de 454 g d'isotope pour 633 g de feuille source. La radiopureté des sources a été mesurée par spectroscopie γ pendant 666 h avec des détecteurs germanium de haute pureté (HPGe) installés au LSM. Les contaminations mesurées ou les limites obtenues sont présentées dans le tableau (TAB. 4.1).

Isotope	^{40}K	^{235}U	^{234}Th	$^{214}\text{Pb, Bi}$	^{228}Ac	^{208}Tl
Activité (mBq/kg)	< 8	< 0,5	< 20	< 0,67	$1,7\pm 0,7$	< 0,46

TAB. 4.1 – Mesures HPGe de radiopureté, des 633 g de feuilles source de $^{130}\text{TeO}_2$ installées dans NEMO 3. Une incertitude systématique d'environ 10 % est due aux simulations d'efficacités pour ces mesures.

4.2 Bruit de fond pour le processus $2\beta 2\nu$

Le bruit de fond est très important dans l'étude du ^{130}Te à cause de la longue demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ ($T_{1/2}^{2\nu} > 3 \cdot 10^{20}$ ans d'après les mesures expérimentales précédentes citées plus haut). Une connaissance précise des bruits de fond internes et externes est donc indispensable pour extraire un signal $2\beta 2\nu$ des événements à deux électrons dans les sources de ^{130}Te de NEMO 3. Les incertitudes sur la mesure des activités des différents bruits de fond vont constituer la principale source d'incertitude systématique pour la mesure des processus 2β du ^{130}Te (SEC. 4.3.3). Aussi, au cours de l'analyse, il est nécessaire de déterminer l'incertitude systématique associée à l'activité mesurée pour chaque bruit de fond.

Pour l'analyse des bruits de fond externes et internes, il faut utiliser le volume fiduciel de source qui a été défini au chapitre précédent à partir de l'analyse de la distribution des vertex des événements à un électron dans les sources de ^{130}Te (SEC. 3.3.2). Cette analyse a montré que le bruit de fond présent dans le secteur 17 est environ deux fois plus élevé que celui dans le secteur 9. Il est donc nécessaire de réaliser toutes les mesures de bruit de fond séparément pour chacun de ces deux secteurs. Toutes les analyses de bruit de fond présentées par la suite utilisent les coupures systématiques discutées au chapitre précédent (SEC. 3.1.7).

Enfin, il faut préciser que les mesures de bruits de fond dans les différents canaux d'analyse sont souvent interdépendantes. En effet, un canal n'est pas forcément assez sensible à un certain bruit de fond pour en mesurer l'activité correspondante, bien que ce bruit de fond ait une influence sur les autres activités mesurées dans le même canal. Il est donc parfois nécessaire de reprendre la mesure dans un canal déjà étudié, afin d'y intégrer la valeur d'un nouveau bruit de fond mesuré. De ce fait, toutes les figures de ce chapitre présentant les distributions obtenues après analyse des bruits de fond, sont celles obtenues à la fin de cette procédure itérative.

4.2.1 Bruit de fond externe

Le bruit de fond externe est important dans les sources de ^{130}Te puisqu'elles occupent deux secteurs entiers parmi les vingt que compte NEMO 3. Les feuilles source de ^{130}Te représentent une surface de $2,2 \text{ m}^2$ et ont une épaisseur d'environ $150 \mu\text{m}$. Après les coupures fiduciaires, cette surface est toujours de $1,9 \text{ m}^2$. Un photon externe a donc une relativement grande probabilité d'interagir dans les feuilles source de tellure et d'y provoquer un événement à deux électrons par les mécanismes présentés en (SEC. 2.2.1).

Le bruit de fond externe est principalement produit par l'interaction de photons qui proviennent du verre des photomultiplicateurs, puisque ceux-ci sont à l'intérieur du blindage de NEMO 3. Les mesures de radiopureté du verre (TAB. 2.2) ont fourni les activités des contaminations en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K . Les chaînes de désintégration de la radioactivité naturelle (FIG. 2.5) montrent qu'il faut également prendre en compte l'isotope ^{228}Ac , associé au ^{208}Tl dans la chaîne du thorium, dont les désintégrations β sont souvent accompagnées de l'émission de γ . On suppose que la chaîne radioactive naturelle est en équilibre, ce qui permet de fixer l'activité du ^{228}Ac par rapport à celle du ^{208}Tl , au rapport de branchement $35,9 \%$ près du ^{212}Bi vers le ^{208}Tl . La seconde source de γ à l'intérieur du blindage de NEMO 3 provient de contaminations en ^{60}Co dans le fer des pétales qui forment la structure des secteurs. On pourrait également ajouter du ^{60}Co dans les structures en cuivre des secteurs de NEMO 3 ou dans le blindage externe en fer, mais il est alors impossible de distinguer les différentes contributions lors des ajustements, et donc le choix a été fait ici de considérer uniquement la contamination en ^{60}Co dans les pétales. Les principaux γ émis par tous les isotopes contaminants dont nous venons de parler sont présentés en (TAB. 4.2).

Il a été montré que des émetteurs β ou $\beta\text{-}\gamma$ présents à la surface des scintillateurs de NEMO 3, peuvent également produire des électrons traversants (SEC. 3.2.1). Avec une probabilité beaucoup plus faible, les émetteurs $\beta\text{-}\gamma$ peuvent également produire des événements à un électron et un photon interne. En effet, si la contamination se trouve en face arrière du scintillateur (côté photomultiplicateur), l'électron issu de la désintégration peut être absorbé dans la structure du secteur ou le guide de lumière, alors que le photon peut toujours interagir dans la source puis être détecté. Parmi les émetteurs β ou $\beta\text{-}\gamma$, on peut craindre la présence de ^{40}K , naturellement présent dans tous les matériaux, de ^{210}Bi provenant du dépôt des descendants du radon présent dans l'air, et enfin de ^{152}Eu , isotope ayant été observé lors des mesures germanium HPGe. La présence de l'isotope ^{152}Eu serait liée à la production des scintillateurs à Dubna. Les caractéristiques de ces émetteurs β ou $\beta\text{-}\gamma$ présents à la surface des scintillateurs de NEMO 3 sont données en (TAB. 4.3).

Tous les isotopes cités précédemment sont à considérer parce qu'ils ont de très longues demi-vies, ou parce qu'ils sont descendants d'isotopes ayant de très longues demi-vies. On peut trouver pratiquement tous ces isotopes et leur filiation dans le tableau (FIG. 2.5). Le ^{40}K n'est pas issu des chaînes de désintégrations naturelles mais il est produit naturellement et sa demi-vie vaut $1,3 \cdot 10^9$ ans. Le ^{152}Eu est un produit de synthèse et sa demi-vie vaut $13,5$ ans. Enfin, le ^{60}Co est produit par cosmogénie dans le fer. Il a donc été produit avant l'installation de NEMO 3 au

Localisation	Isotope	Rapports de branchement γ (%)	E_γ (keV)
PMT	^{214}Bi	46,1	609
		15,4	1765
		15,1	1120
		5,79	1238
	^{208}Tl	99,0	2615
		85,0	583
		22,6	511
	^{40}K	12,4	861
		11,0	1461
	^{228}Ac	25,8	911
		15,8	969
		11,3	338
Pétales	^{60}Co	5,0	965
		100,0	1173
		100,0	1333

TAB. 4.2 – *Energie et rapports de branchement des γ émis par les principaux contaminants du verre des photomultiplicateurs et des pétales de fer de NEMO 3.*

Isotope	Rapport de branchement β (%)	Q_β (MeV)	Rapport de branchement γ (%)	E_γ (keV)
^{40}K	89,3	1,311	10,7	1461
^{210}Bi	100,0	1,162	β pur	
^{152}Eu	27,9	1,819	26,5	344
			21,0	1408
			14,6	964
			13,6	1112
			12,9	779
			10,2	1086

TAB. 4.3 – *Caractéristiques des émetteurs β et β - γ potentiellement présents à la surface des scintillateurs de NEMO 3 et les principaux γ associés.*

Laboratoire Souterrain de Modane. Sa demi-vie de 5,3 ans est suffisamment longue pour que le ^{60}Co soit encore aujourd'hui un bruit de fond pour NEMO 3.

4.2.1.1 Mesure dans le canal à un électron traversant

Pour déterminer les activités de chacun des bruits de fond cités précédemment, on réalise un ajustement du spectre de l'énergie totale mesurée (E_{tot}) pour chaque événement (FIG. 4.2) à partir du TFractionFitter de ROOT [73]. Les électrons traversants sont principalement produits par le ^{214}Bi du verre des photomultiplicateurs, mais aussi par le ^{208}Tl et le ^{40}K . Les distributions de l'énergie totale de ces isotopes sont directement interprétées comme les spectres Compton des γ émis, convolués par la résolution en énergie du calorimètre de NEMO 3 et les pertes en énergie des électrons (source et détecteur de traces). Ces trois isotopes constituent le véritable bruit de fond externe pour le processus $2\beta 2\nu$, puisque les photons émis par ces contaminants ont des énergies élevées (jusqu'à 2,615 MeV) et qu'ils peuvent produire des événements à deux électrons dans la source aux mêmes énergies que le processus $2\beta 2\nu$. Cette composante à haute énergie est bien mesurée dans le canal à un électron traversant.

Par contre, la partie à basse énergie peut être reproduite selon différents modèles. En effet en dessous de 1 MeV, il est impossible de déterminer complètement toutes les contributions des isotopes contenus dans les 300 tonnes de matériaux qui constituent le détecteur NEMO 3. Mais nous verrons par la suite que ces isotopes ne produisent qu'une très faible contribution au bruit de fond du processus $2\beta 2\nu$, bien qu'ils contribuent fortement aux électrons traversants. C'est la raison pour laquelle cette mesure à basse énergie n'est qu'un modèle effectif du bruit de fond externe. On comprend alors qu'il est nécessaire de confronter ce modèle de bruit de fond à différents canaux d'analyse pour en vérifier la consistance. Le modèle favorisé par l'ajustement de l'énergie totale des électrons traversants exclut une contribution du ^{210}Bi déposé à la surface des scintillateurs. On peut préciser ici que la mesure des électrons traversants ne permet pas de déterminer l'activité en ^{60}Co dans les pétales mais cette valeur peut être déterminée en utilisant le canal d'analyse un électron et un photon interne. Par contre, il est nécessaire de connaître cette activité en ^{60}Co avant de déterminer la contribution du ^{152}Eu . On procède donc aux ajustements entre ces deux canaux d'analyse de façon itérative.

Afin de déterminer le meilleur modèle, nous avons vu qu'il est possible de recourir à d'autres variables que l'énergie totale de l'événement (SEC. 3.2.1). Ces variables permettent de vérifier l'accord entre les données et les simulations et aussi le modèle de bruit de fond externe. Les distributions de toutes ces variables sont bien reproduites par le modèle qui a été ajusté à partir de l'énergie totale des événements (FIG. 4.3, 4.4 et 4.5).

En comparant les spectres et les activités mesurées pour les deux secteurs 9 et 17, on observe des différences importantes sur les activités mesurées pour le ^{40}K dans le verre des photomultiplicateurs et celui à la surface des scintillateurs. Il n'est donc pas possible de décrire individuellement les spectres de chaque secteur à partir d'un même modèle de bruit de fond. Des différences encore plus importantes sont attendues pour la mesure du bruit de fond interne, puisque nous avons vu qu'il y a environ deux fois plus d'événements à un électron observés dans

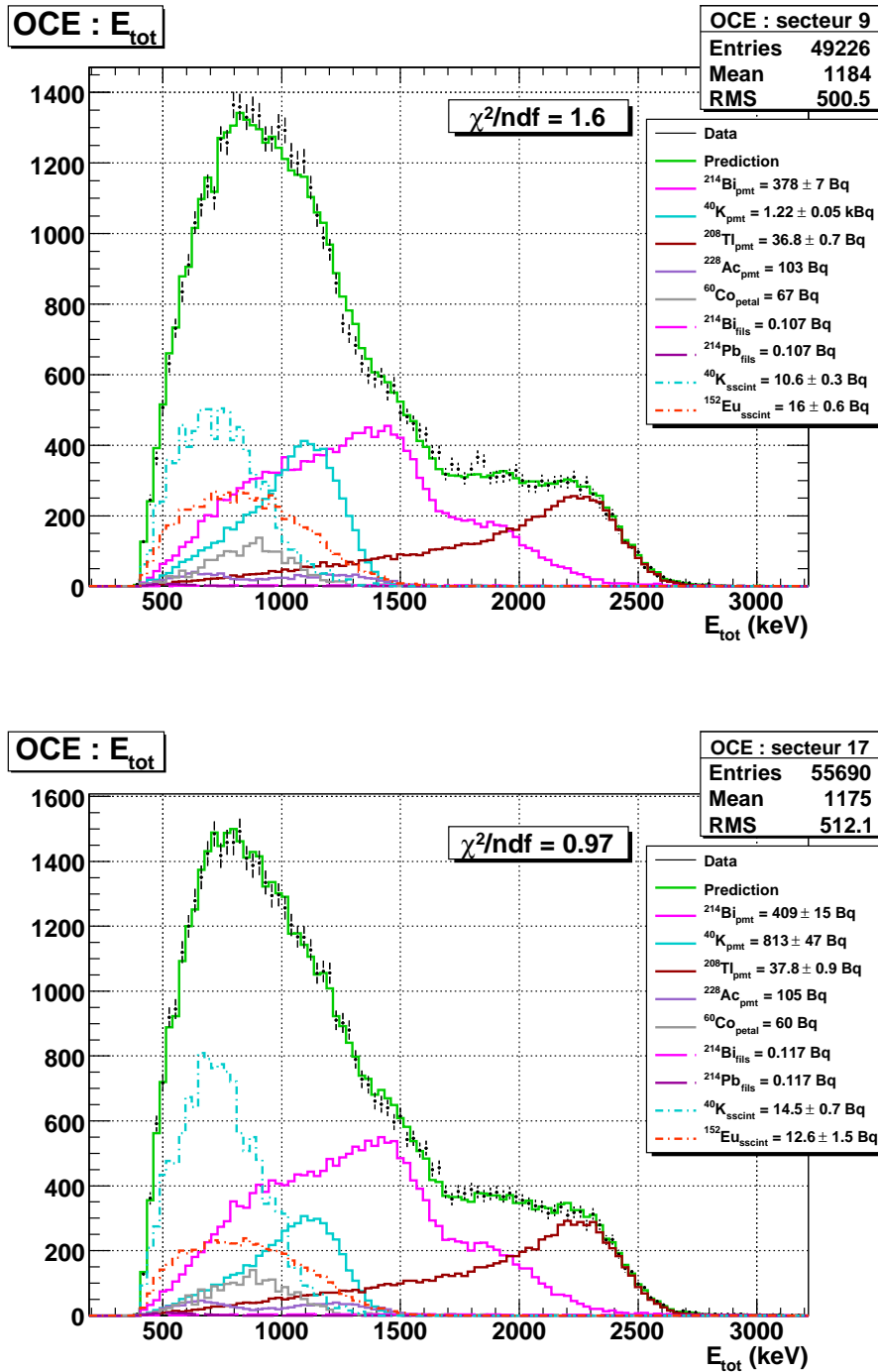


FIG. 4.2 – Mesure du bruit de fond externe du verre des photomultiplicateurs (^{208}Tl en marron, ^{214}Bi en rose et ^{40}K en turquoise) par ajustement de l'énergie totale dans les secteurs 9 et 17, à partir du canal à un électron traversant. Les contaminations en surface des scintillateurs ne constituent pas de réel bruit de fond pour le processus $2\beta 2\nu$.

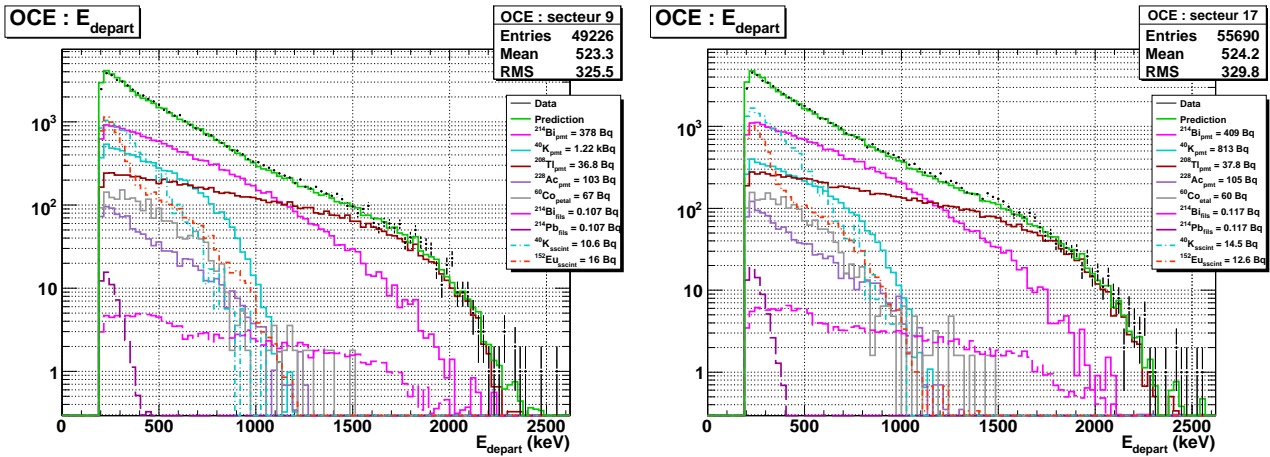


FIG. 4.3 – Distribution de l'énergie déposée dans le premier scintillateur, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron traversant.

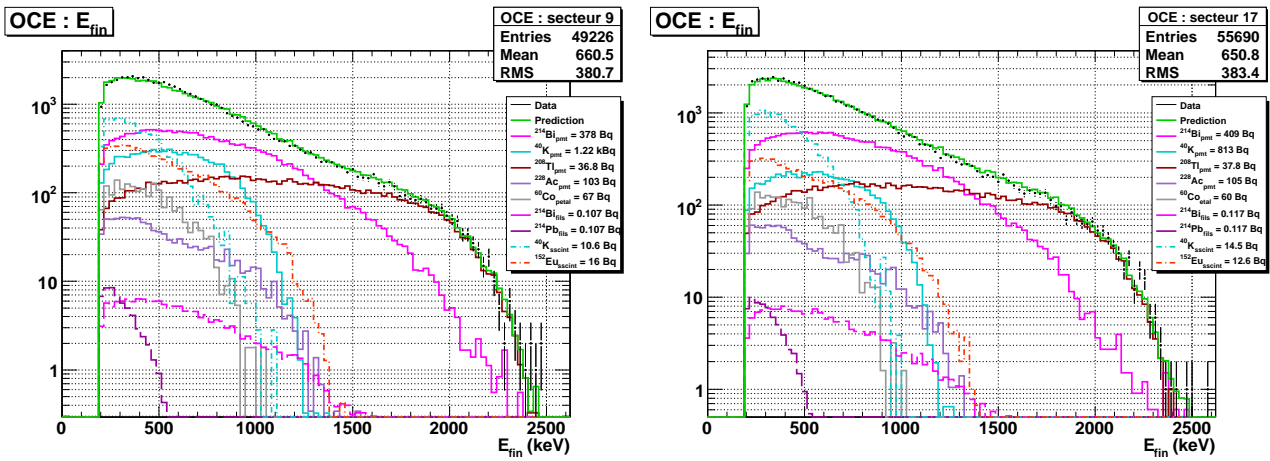


FIG. 4.4 – Distribution de l'énergie déposée dans le scintillateur final, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron traversant.

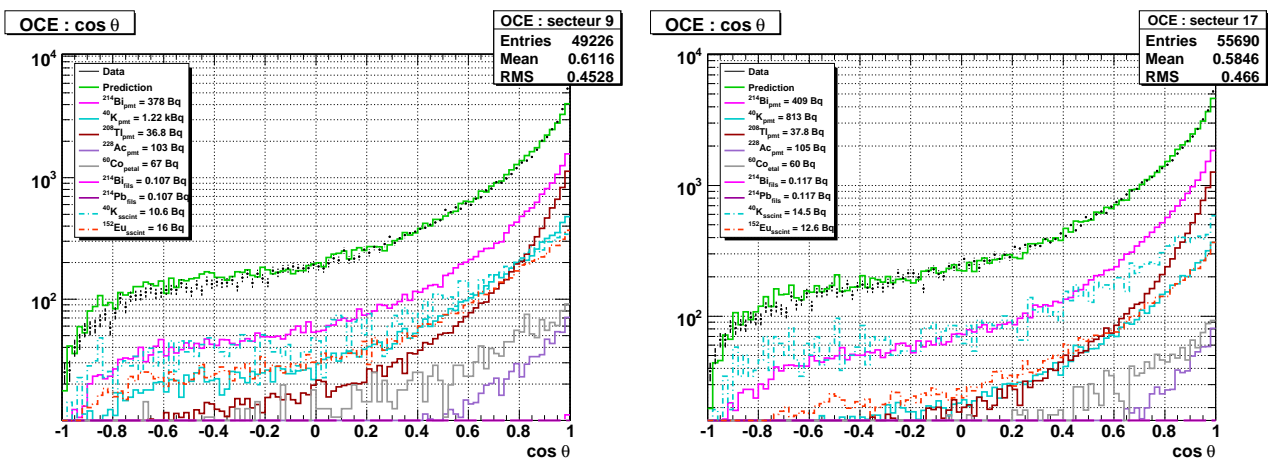


FIG. 4.5 – Distribution de l'angle entre les deux traces, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron traversant.

le secteur 17 que dans le secteur 9. La comparaison des activités entre les deux secteurs par rapport à la valeur moyenne (qui tient compte des différences sur la masse de ^{130}Te étudiée par secteur) permet d'estimer les incertitudes systématiques sur la détermination du bruit de fond externe. Le bruit de fond externe pour les processus 2β étant dominé par les contaminations du verre des photomultiplicateurs, on ne s'intéresse qu'aux trois isotopes concernés. Les écarts d'activités observés donne des incertitudes systématiques de 12 % pour le ^{214}Bi , 10 % pour le ^{40}K et seulement 1 % pour le ^{208}Tl .

4.2.1.2 Mesure dans le canal à un électron et un photon interne

Nous avons déjà précisé que les mesures de temps et d'énergie pour un photon sont plus difficiles que pour un électron dans NEMO 3 (SEC. 3.2.2). Cependant, le canal à un électron et un photon nous permet de vérifier le modèle de bruit de fond externe que nous venons de déterminer à partir de l'analyse des électrons traversants. De plus nous avons souligné l'impossibilité de mesurer par cette précédente analyse le ^{60}Co dans les pétales des secteurs de NEMO 3. En effet, les électrons traversants sont principalement produits par des γ provenant des photomultiplicateurs émis vers le détecteur de traces. Les pétales, qui sont situés au dessus et au dessous de la chambre à fils, contribuent plus difficilement aux électrons traversants, principalement émis depuis les murs de NEMO 3. Par contre, les sources sont fixées sur ces pétales. Ainsi, un gamma émis depuis ces pétales a une plus forte probabilité d'interagir directement dans la feuille source, plus exposée (FIG. 2.10). Les activités des autres bruits de fond externes étant fixées aux valeurs de la mesure dans le canal à un électron traversant, l'activité en ^{60}Co dans les pétales peut alors être mesurée à partir du canal à un électron et un photon interne.

Afin d'améliorer la correspondance entre les simulations et les données, il est nécessaire d'ajouter une coupure sur l'énergie minimale des photons à 300 keV. En effet, à partir des données de calibration avec les sources de ^{207}Bi , une légère différence a été observée dans NEMO 3 entre les données et les simulations, pour le spectre en énergie des photons en dessous de 300 keV [66].

L'ajustement de l'énergie totale des événements (FIG. 4.6) permet de déterminer l'activité en ^{60}Co , nécessaire pour décrire complètement le bruit de fond externe. Ici encore, nous disposons de trois autres variables pour tester le modèle de bruit de fond externe : E_e , E_γ et $\cos \theta$. On constate que les distributions de ces variables sont raisonnablement bien reproduites par le modèle de bruit de fond externe (FIG. 4.7, 4.8 et 4.9).

4.2.1.3 Bilan

Le modèle de bruit de fond externe a été déterminé à partir de l'analyse des électrons traversants. Ce modèle a ensuite été confirmé par la description des événements à un électron et un photon de type interne. Les activités des différents contaminants constituant le bruit de fond externe, ainsi que les incertitudes statistiques sur les ajustements, sont résumées dans (TAB. 4.4).

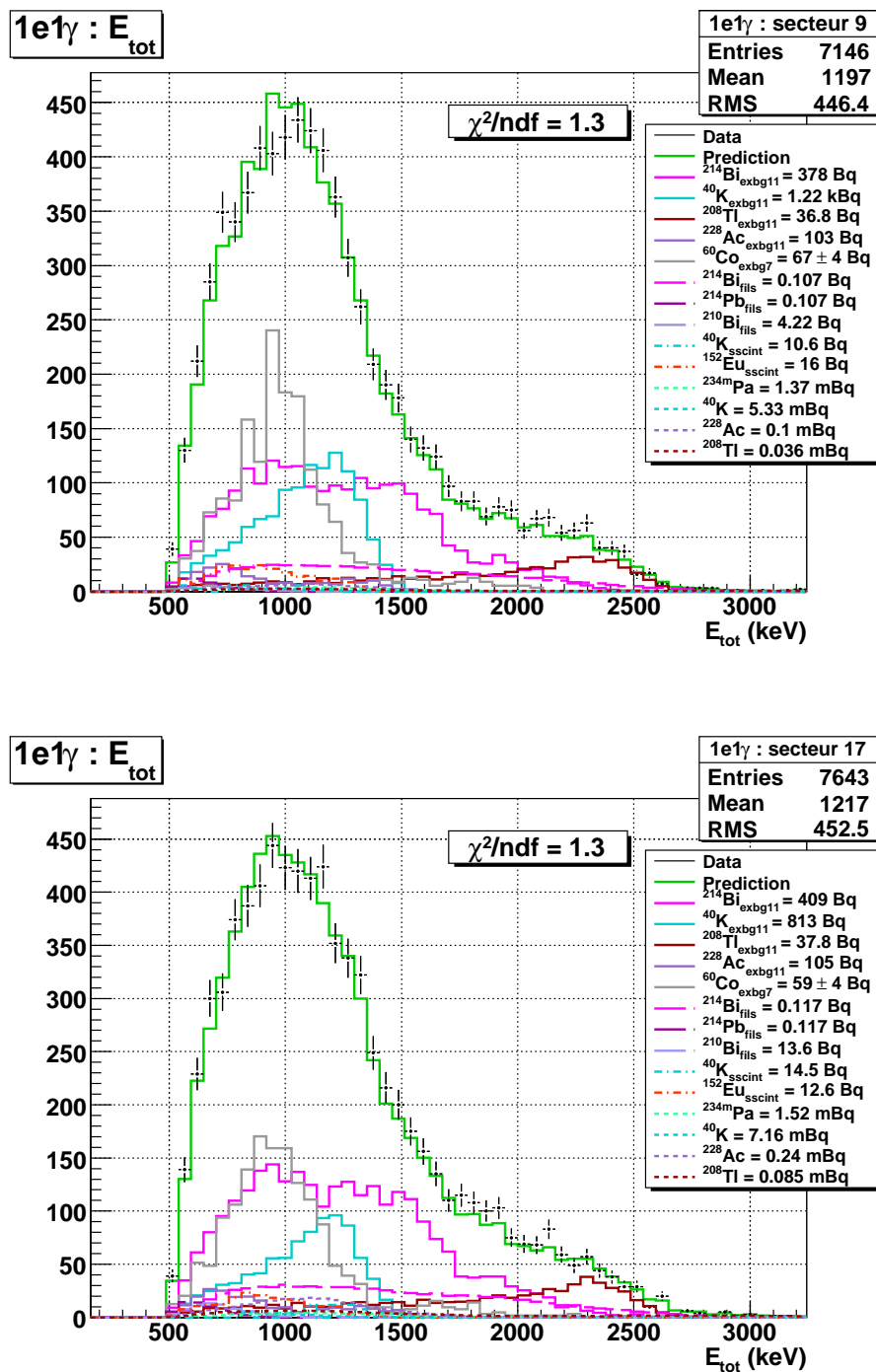


FIG. 4.6 – Mesure du bruit de fond externe dû au ^{60}Co dans le fer des pétales du détecteur NEMO 3 (en gris) par ajustement de l'énergie totale dans les secteurs 9 et 17, à partir du canal à un électron et un photon interne. Les activités des autres bruits de fond externes sont fixées par la mesure dans le canal électrons traversants.

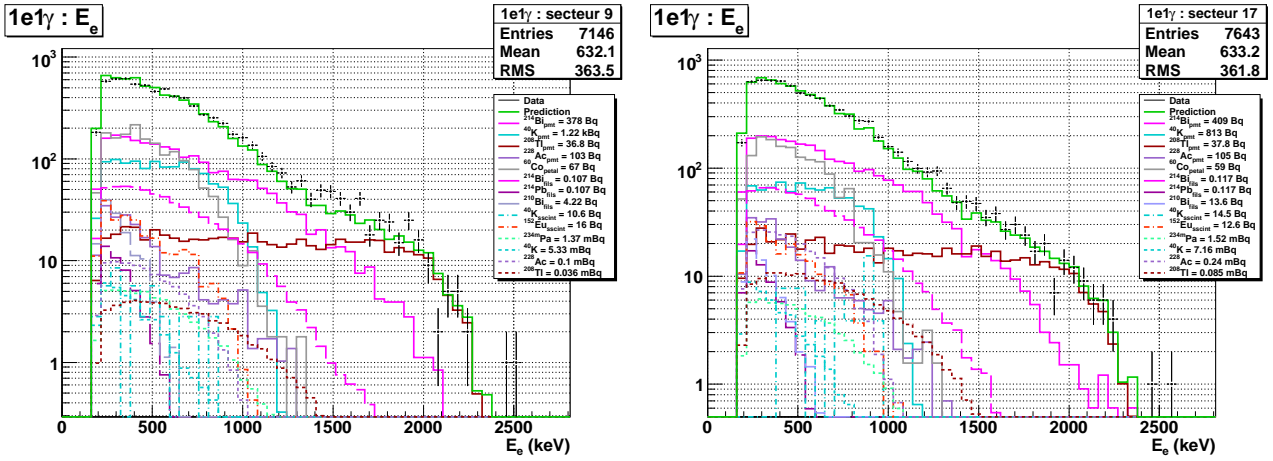


FIG. 4.7 – Distribution de l'énergie déposée par l'électron, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron et un photon interne.

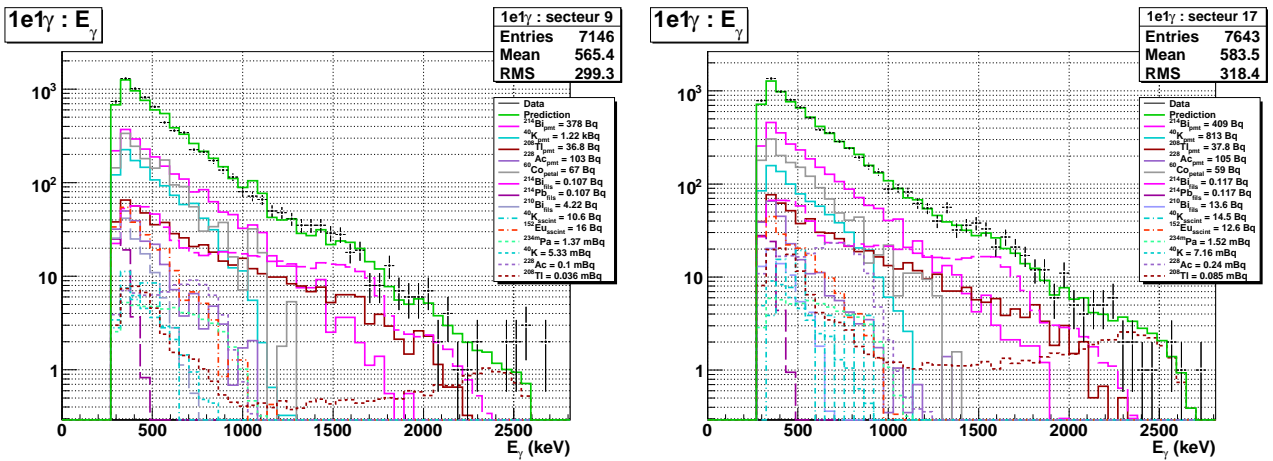


FIG. 4.8 – Distribution de l'énergie déposée par le photon, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron et un photon interne.

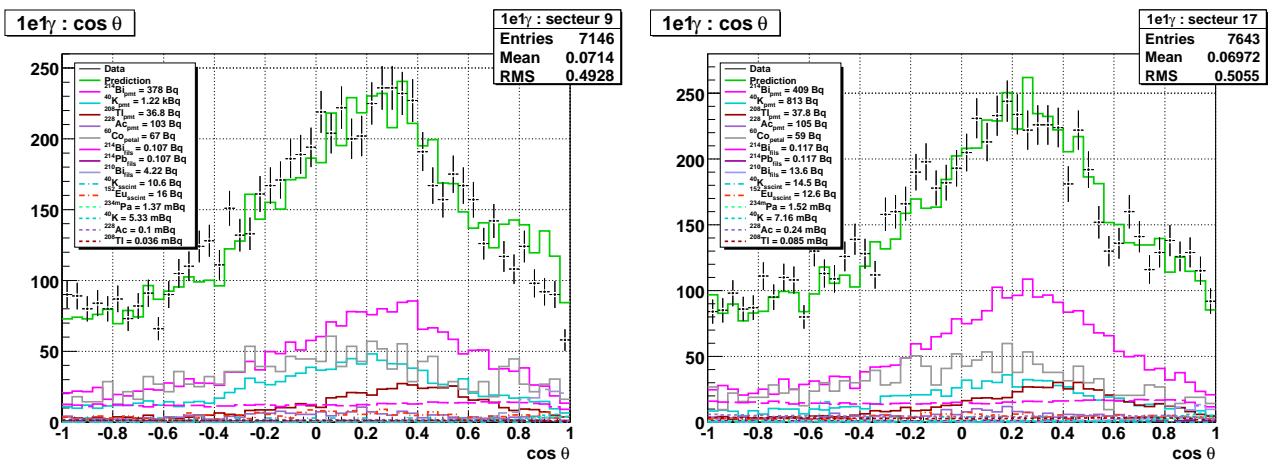


FIG. 4.9 – Distribution de l'angle entre la trace de l'électron et la trajectoire supposée du photon, d'après la mesure des activités dans les secteurs 9 et 17 à partir du canal à un électron et un photon interne.

Localisation	Isotope	Activité (Bq) HPGe	Activité (Bq) secteur 9	Activité (Bq) secteur 17	Efficacité oce	Efficacité 1e1g
PMT	^{214}Bi	302	378 ± 7	409 ± 15	$7 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-8}$
	^{40}K	831	1220 ± 50	813 ± 47	$9 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
	^{208}Tl	17,8	$36,8 \pm 0,7$	$37,8 \pm 0,9$	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$
	^{228}Ac	49,6	$103 \pm 1,9$	$105 \pm 2,5$	$1 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-8}$
Pétales	^{60}Co	17	67 ± 4	59 ± 4	$4 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$
Surface des scintillateurs	^{40}K	< 102	$10,6 \pm 0,3$	$14,5 \pm 0,7$	$1 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-8}$
	^{152}Eu	traces	$16,0 \pm 0,6$	$12,6 \pm 1,5$	$6 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-7}$

TAB. 4.4 – Bilan de la mesure du bruit de fond externe dans les secteurs 9 et 17 de ^{130}Te de NEMO 3. Les incertitudes présentées ici sont uniquement statistiques.

Un très grand nombre de mesures de radiopureté des différents matériaux constituant le détecteur a été effectué pour la construction de NEMO 3. Les niveaux de radiopureté des photomultiplicateurs de NEMO 3 ont été présentés en (TAB. 2.2). Pour comparer la mesure effectuée ici et les analyses HPGe, il faut rappeler au préalable qu'il n'a pas été possible de mesurer en spectroscopie gamma la totalité des matériaux, mais seulement des échantillons, alors que les mesures de bruit de fond externe réalisées pour cette analyse prennent en compte l'ensemble du détecteur. On constate néanmoins que les deux types de mesure de contaminations du verre des photomultiplicateurs sont en relativement bon accord. En ce qui concerne la contamination en ^{60}Co dans le fer des pétales, elle a également été observée par le détecteur HPGe, avec une activité mesurée de 17 Bq. L'activité mesurée par l'analyse des deux secteurs de ^{130}Te est 4 fois plus importante. Cependant, il a été précisé lors de la mesure du ^{60}Co dans les pétales qu'il existait d'autres possibilités de présence de cet isotope dans le détecteur, mais que l'analyse effectuée ne permettait pas de distinguer les différentes contributions. L'activité mesurée ici est donc la somme de toutes les contributions en ^{60}Co du détecteur. Enfin, la mesure en spectroscopie gamma de la radiopureté des scintillateurs n'a donné qu'une limite pour l'activité en ^{40}K , inférieure à 102 Bq. La mesure réalisée ici ne concernant que les deux secteurs de ^{130}Te , l'activité mesurée doit donc être environ un dixième de l'activité totale dans le détecteur. Ici encore les deux types de mesure sont en bon accord, d'autant plus qu'une contamination de surface des scintillateurs peut avoir été ajoutée lors de leur manipulation et de leur installation dans le détecteur. Pour le ^{152}Eu des scintillateurs, seules des traces avaient été observées en surface mais il n'existe pas de mesure HPGe précise de cette contamination.

4.2.2 Bruit de fond interne

A l'exception d'une mesure d'activité pour la contamination en ^{228}Ac des feuilles source de ^{130}Te , les autres contaminants mesurés en détecteur HPGe pour le tellure ont tous donné seulement des limites sur leur activité. Il est donc nécessaire d'améliorer ces mesures de bruit de fond interne directement, à partir des données de NEMO 3. D'autant plus que ce bruit de fond interne, en particulier pour celui créé par les isotopes émetteurs β purs, est un bruit de fond plus difficile à distinguer du signal pour les événements à deux électrons (spécialement en ce qui concerne le ^{234m}Pa (SEC. 4.3.6)). Nous avons présenté au chapitre précédent les canaux

d'analyse qui vont permettre les mesures d'activité des contaminations associées au bruit de fond interne. Il s'agit des canaux à un électron et un alpha retardé, à un électron, et à un électron et un photon interne.

4.2.2.1 Mesure dans le canal à un électron et un alpha

L'analyse des événements à un électron et un alpha est dédiée à la mesure du ^{214}Bi , descendant du radon (^{222}Rn) dans la chaîne de désintégration naturelle du ^{238}U . Nous avons déjà expliqué que le radon pouvait diffuser à l'intérieur de NEMO 3, mais aussi qu'en comparant l'activité en radon de l'air déradonisé, en provenance de l'usine anti-radon, à celle à l'intérieur de NEMO 3, on pouvait soupçonner une émanation de radon interne au détecteur. Les descendants du ^{222}Rn produits avant le ^{214}Bi forment des ions suite aux désintégrations α successives (FIG. 2.5). Les champs électriques qui règnent au sein du détecteur de traces vont alors favoriser le dépôt de ces descendants du radon sur les fils des cellules Geiger. C'est donc sur les fils que le bruit de fond dû au ^{214}Bi est dominant. Il peut également y avoir un dépôt de ^{214}Bi sur les feuilles source ou encore une contamination interne de ces feuilles en ^{214}Bi . Dans NEMO 3, aucun canal d'analyse ne permet de distinguer clairement ces trois possibilités et de remonter à l'origine de la désintégration. De ce fait, puisqu'il s'agit de la contribution dominante, nous allons considérer pour cette étude que le ^{214}Bi est uniquement déposé à la surface des fils.

Nous avons déjà expliqué que des redéclenchements de cellules voisines de celles associées à la trace de l'électron étaient fréquents, à cause de la diaphonie entre cellules. Si ce redéclenchement se propage à plusieurs cellules alignées, il peut simuler une trace alpha retardée. Le retard entre la trace de l'électron et la trace retardée reconstruite est alors de l'ordre du temps de propagation des avalanches électroniques dans les cellules, soit plusieurs microsecondes. Afin d'éliminer ces redéclenchements dans cette analyse des événements à un électron et un alpha, on impose un retard minimum de $20,0 \mu\text{s}$ de la trace retardée par rapport à la trace de l'électron. Une distance maximum de $4,0 \text{ cm}$ entre les positions transverses et longitudinales des vertex des traces de l'électron et de la particule retardée est également appliquée. Ceci permet de réduire le nombre de coïncidences fortuites entre deux traces, qui peuvent être nombreuses sur $700 \mu\text{s}$.

Dans ce canal, les deux variables pertinentes sont l'énergie de l'électron et le retard entre les traces de l'électron et de la particule alpha. Les mesures d'activités en ^{214}Bi sur les fils proches des sources de ^{130}Te , obtenues par ajustement sur la distribution en énergie de l'électron, sont présentées en (FIG. 4.10) pour les secteurs 9 et 17. L'ajustement de ces distributions correspond aux simulations de ^{214}Bi sur les fils du détecteur de traces et permet de déduire les activités correspondantes.

Le retard entre les deux traces permet quant à lui de s'assurer que les événements observés correspondent à la désintégration β du ^{214}Bi suivi de la désintégration α retardée du ^{214}Po . Malgré la faible statistique, les ajustements sont en bon accord avec la demi-vie du ^{214}Po , égale à $164,3 \pm 2,0 \mu\text{s}$ (FIG. 4.11). Cette mesure de la demi-vie nous assure que la sélection des événements est correcte.

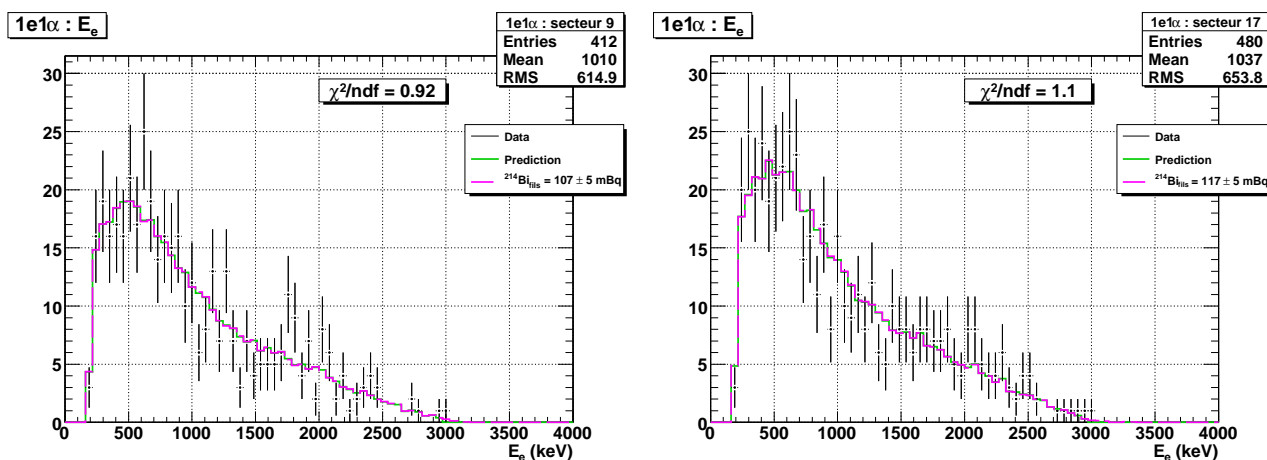


FIG. 4.10 – Mesure du ^{214}Bi déposé sur les fils proches des sources de ^{130}Te dans les secteurs 9 et 17, par ajustement de l'énergie de l'électron, à partir du canal à un électron et un alpha retardé pour lesquels les vertex sont reconstruits dans la source.

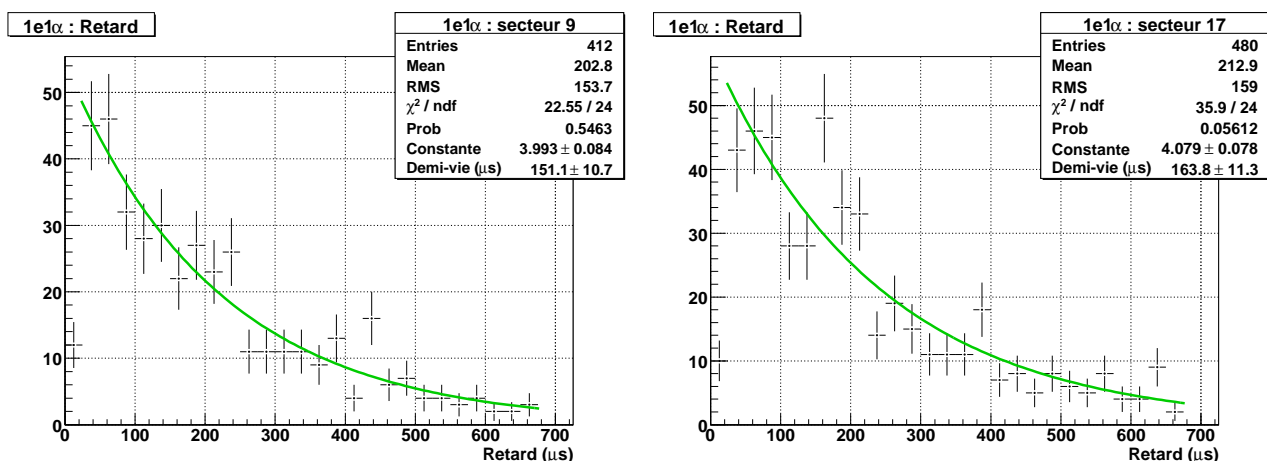


FIG. 4.11 – Mesure du retard entre la désintégration β du ^{214}Bi déposé sur les fils du détecteur de traces et la désintégration α retardée de son noyau fils ^{214}Po dans les secteurs 9 et 17.

Le ^{214}Pb étant le noyau père du ^{214}Bi , on fixe sa contribution sur les fils à la même activité que celle que l'on vient de mesurer. Cependant, cette valeur peut être surestimée, car rien ne nous permet de déterminer lequel des isotopes se dépose sur les fils, parmi ceux issus de la chaîne de désintégration entre le ^{222}Rn et le ^{214}Bi . Afin de s'affranchir de l'incertitude sur le bruit de fond dû à l'isotope ^{214}Pb pour l'analyse du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , nous déterminons les coupures permettant de le réduire au maximum.

Nous verrons par la suite qu'avec le bruit de fond interne aux sources, les bruits de fond dus au ^{214}Pb et au ^{214}Bi sur les fils sont importants pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ dans le canal à deux électrons. Il est donc important d'estimer correctement l'incertitude systématique sur la mesure de leur activité, puisqu'elle aura une grande importance pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . L'incertitude sur l'activité peut-être due à la coupure sur l'énergie minimale de l'électron, mais il n'existe pas de bruit de fond physique pour cette mesure et de ce fait l'incertitude associée doit être très faible. En effet, en faisant varier la coupure minimale sur l'énergie de l'électron, on observe des variations de l'activité inférieures à l'erreur statistique donnée par l'ajustement. Habituellement, on demande à ce que la trace d'un électron démarre dans le premier ou le second plan de cellules proches de la source. Puisqu'on s'intéresse au bruit de fond provenant des fils, il est intéressant de faire varier cette position dans les 3 premiers plans de cellules. Ici encore, les variations d'activités observées sont inférieures aux incertitudes statistiques. Enfin, le dernier bruit de fond pour cette mesure, après avoir éliminé les redéclenchements, est dû aux coïncidences fortuites. La distribution temporelle du retard entre la trace de l'électron et la trace retardée pour ces coïncidences, est alors une distribution plate. On peut donc estimer une systématique en ajustant les spectres du retard mesuré (FIG. 4.11) par une exponentielle décroissante à laquelle on ajoute une composante plate. L'intégration de cette composante sur l'intervalle de l'ajustement donne alors le nombre de coïncidences fortuites observées, qu'il faut retrancher au nombre d'événements mesurés pour déterminer l'activité. Compte-tenu du faible nombre d'événements, la valeur de cette constante possède une incertitude statistique importante. Par comparaison entre les ajustements avec ou sans coïncidences fortuites, on obtient finalement une incertitude de 9 % pour l'activité mesurée dans le secteur 9 et 8 % pour le secteur 17.

Aux incertitudes systématiques liées aux mesures que nous venons de faire il faut ajouter les incertitudes sur l'efficacité de détecter un alpha dans le détecteur de traces par rapport aux simulations. La comparaison entre les mesures dans le canal un électron provenant des fils et un alpha retardé et le canal à un électron provenant des fils et un photon ont permis d'estimer une incertitude systématique d'environ 10 % sur la mesure de l'activité du ^{214}Bi sur les fils du détecteur de traces [68]. Le canal à un électron et un photon est moins précis que le canal à un électron et un alpha retardé à cause des problèmes de mesures de temps de vol et d'énergies pour les photons dans NEMO 3 (SEC. 3.2.2), et du fait que l'efficacité de détection est plus faible. Finalement, les incertitudes totales sur l'activité du ^{214}Bi sur les fils dans les secteurs 9 et 17 sont estimées à 13 %.

4.2.2.2 Mesure dans le canal à un électron

Nous avons déjà utilisé les événements à un électron pour déterminer le volume fiduciel de sources à étudier (SEC. 3.3.2). L'étude de ce même canal va à présent permettre de mesurer les activités des émetteurs β purs dans la source, qui n'ont pu être détectés par les mesures de radiopureté en spectrométrie γ HPGe. Les différences sur le nombre d'événements observés dans le canal à un électron entre les secteurs 9 et 17 montrent l'importance de cette mesure. De plus, les émetteurs β internes aux sources ou sur les fils représentent le bruit de fond principal pour les événements à deux électrons dans l'analyse du processus $2\beta 2\nu$.

Parmi les émetteurs β purs, il faut se soucier tout particulièrement du ^{234m}Pa , issu de la chaîne de désintégration naturelle du ^{238}U (FIG. 2.5), puisqu'il possède un Q_β de 2,196 MeV qui est proche de la valeur $Q_{\beta\beta}$ du ^{130}Te . Le spectre en énergie des événements à deux électrons créés par les désintégrations du ^{234m}Pa a donc une forme très similaire à celui du ^{130}Te . Nous montrerons que le ^{234m}Pa est le bruit de fond ultime et dominant pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . Il faut également considérer le ^{40}K , qui dans 89,3 % de ses désintégrations est émetteur β pur avec un Q_β égal à 1,311 MeV, et qui peut naturellement être présent dans la source. Enfin, parmi les descendants du ^{214}Bi , on retrouve l'isotope ^{210}Bi ($Q_\beta = 1,162$ MeV). Comme dans le cas du ^{214}Bi , on ne peut pas distinguer les contaminations en ^{210}Bi déposé sur les fils, déposé sur la source ou encore interne à la source. On suppose ici aussi que la contribution dominante est le dépôt sur les fils des cellules du détecteur de traces.

Dans l'analyse des événements à un électron, la seule variable pertinente à notre disposition est l'énergie de l'électron (E_e). La mesure consiste alors à ajuster la distribution de cette énergie en prenant en compte les trois isotopes que nous venons de citer. Les activités du bruit de fond externe sont fixées aux valeurs mesurées précédemment (TAB. 4.4) et les activités des émetteurs β - γ seront déterminées par la suite. Les activités du ^{234m}Pa et du ^{40}K dans la source et du ^{210}Bi sur les fils sont mesurées d'après l'ajustement pour une énergie de l'électron supérieure à 400 keV (FIG. 4.12). Il n'est pas nécessaire d'interpréter le bruit de fond interne en dessous de 400 keV pour l'énergie totale, puisque l'analyse de temps de vol pour les processus 2β impose une énergie minimale de 200 keV par électron.

Cette analyse du bruit de fond interne à la feuille source de ^{130}Te montre que la différence sur le nombre d'événements observés dans les deux secteurs est due à une activité en ^{210}Bi différente. Elle est environ 3 fois plus importante dans le secteur 17 que dans le secteur 9. Le volume fiduciel, plus faible dans ce dernier, n'explique pas une telle différence. On rappelle que le ^{210}Bi provient principalement du dépôt du radon sur les fils. De ce fait, les deux secteurs ayant été construits séparément, ils ont pu subir des expositions au radon différentes. Finalement, dans le secteur 9, le ^{210}Bi représente 40 % des événements à un électron, le ^{234m}Pa 10 % et le ^{40}K environ 30 %, alors que dans le secteur 17, le ^{210}Bi représente 65 % des événements à un électron, le ^{234m}Pa 6 % et le ^{40}K environ 20 %.

Les trois isotopes considérés dans cette analyse du canal à un électron pour la mesure du bruit de fond interne à la feuille source constituent le bruit de fond principal pour les événe-

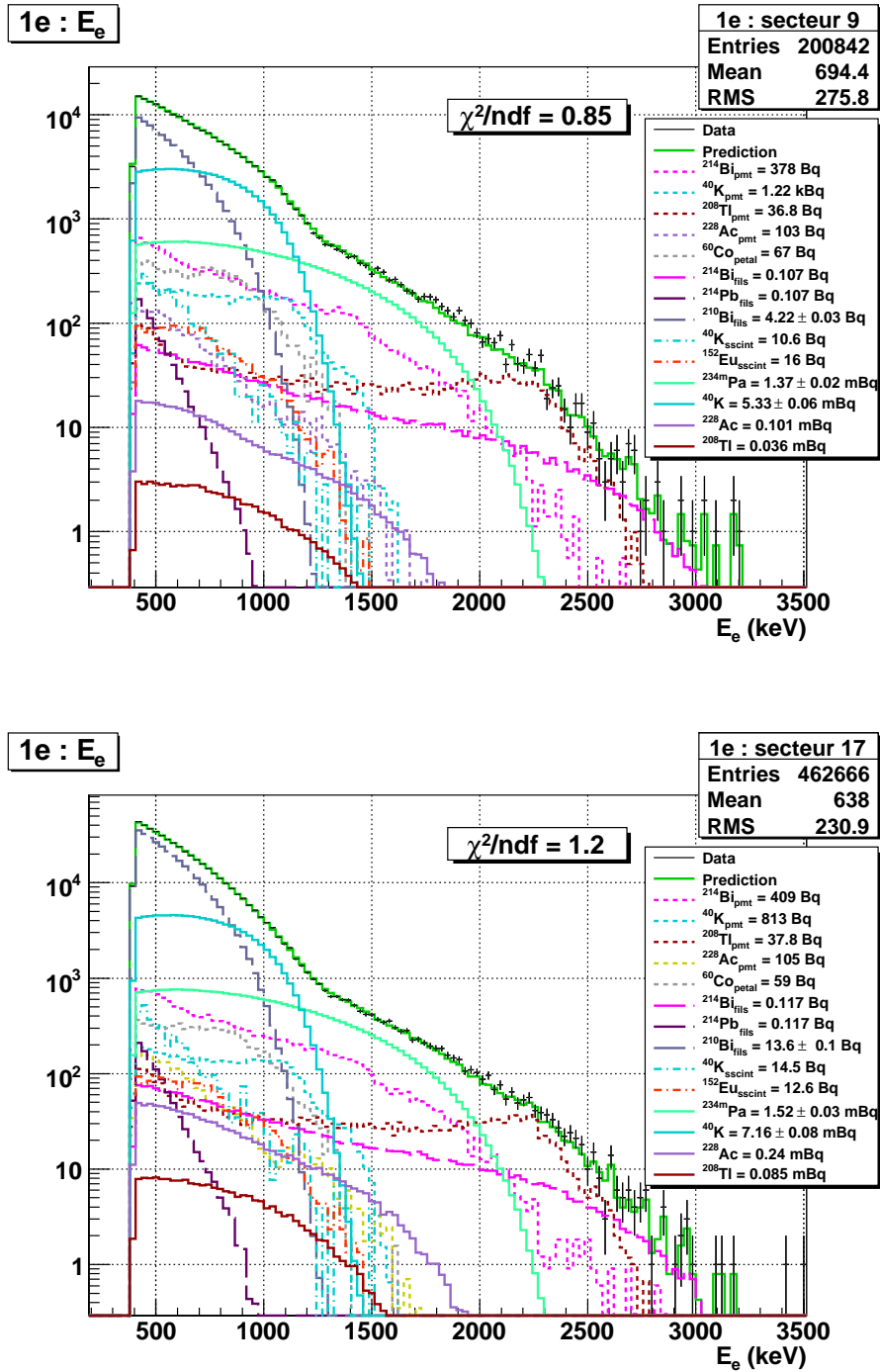


FIG. 4.12 – Mesure du bruit de fond interne à la feuille source dû au ^{40}K (turquoise) et au $^{234\text{m}}\text{Pa}$ (cyan) ainsi que celui dû au ^{210}Bi (violet) déposé sur les fils du détecteur de traces dans les secteurs 9 et 17, par un ajustement de l'énergie de l'électron au-delà de 400 keV, dans le canal à un électron.

ments à deux électrons issus du processus 2β . Il est donc nécessaire de déterminer précisément les incertitudes sur les activités mesurées. Comme la seule variable disponible dans ce canal est l'énergie de l'électron, les activités mesurées sont étudiées en fonction de l'énergie de l'électron. On étudie alors l'évolution des activités mesurées en fonction de la coupure sur l'énergie minimale de l'électron (FIG. 4.13).

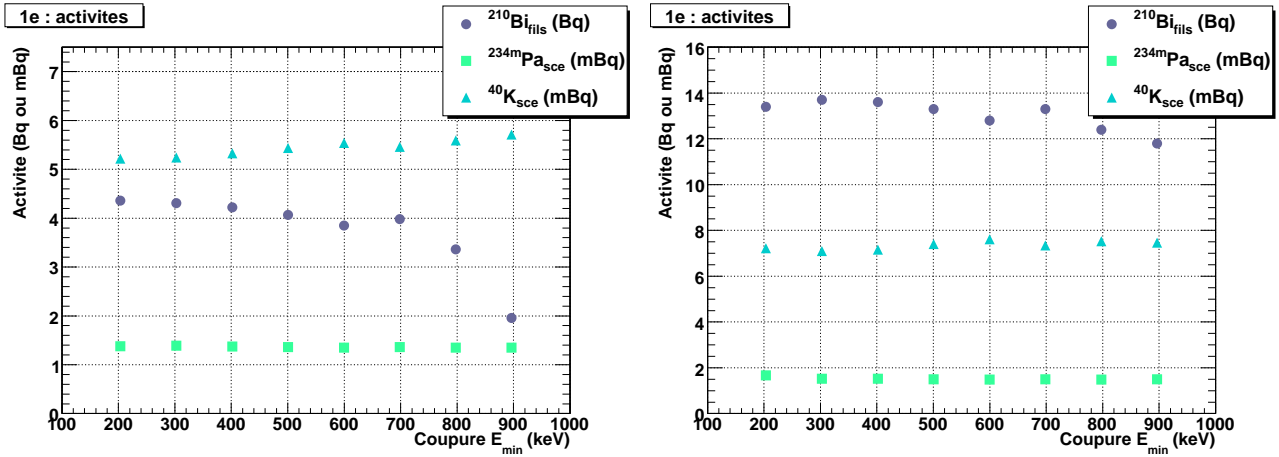


FIG. 4.13 – Evolution des activités mesurées en fonction de la coupure sur l'énergie minimale de l'électron pour les secteurs 9 et 17.

On constate que la mesure de l'activité du ^{234m}Pa est très stable par rapport à la coupure sur l'énergie minimale. En effet, le ^{234m}Pa domine surtout aux énergies supérieures à 1,3 MeV. L'incertitude systématique sur cette activité est de l'ordre de 1 %. Par contre, la mesure des activités du ^{40}K dans la source ou du ^{210}Bi sur les fils est moins stable par rapport à la coupure en énergie minimale. En faisant varier cette coupure, on détermine alors une incertitude systématique sur l'activité du ^{40}K de l'ordre de 5 % dans le secteur 9 et d'environ 6 % dans le secteur 17. Pour le ^{210}Bi , la mesure à $E_e > 900 \text{ keV}$ est trop extrême pour la considérer dans l'incertitude systématique ($Q_\beta = 1,162 \text{ MeV}$). On obtient alors des incertitudes de 20 % dans le secteur 9 et de 10 % dans le secteur 17. Ces incertitudes systématiques s'ajoutent aux incertitudes statistiques fournies par l'ajustement.

4.2.2.3 Mesure dans le canal à un électron et un photon interne

Pour décrire complètement le bruit de fond interne il ne reste plus qu'à déterminer les contributions des émetteurs β - γ internes à la source. Nous avons vu que les activités de ces isotopes ne peuvent être déterminées à partir du canal à un électron, puisque celui-ci est dominé par les émetteurs β purs. Nous avons également montré que le bruit de fond externe est dominant dans le canal à un électron et un photon interne. Cependant, ce canal offre des mesures cinématiques (E_{tot} , E_e , E_γ et $\cos \theta$) qui doivent permettre de différencier des événements provoqués par un bruit de fond externe de ceux provoqués par un bruit de fond interne (SEC. 3.3.3). En effet, dans le premier cas le photon externe interagit dans la source par effet Compton, alors que dans le second cas il s'agit d'une désintégration β suivie de l'émission d'un ou plusieurs γ . La cinématique de ces types d'événements est donc complètement différente,

ce qui doit permettre d'appliquer des coupures appropriées à la mesure du bruit de fond interne.

Les isotopes qui nous intéressent ici sont le ^{208}Tl et le ^{228}Ac de la chaîne de désintégration naturelle du ^{232}Th (FIG. 2.5). Comme pour l'étude du verre des photomultiplicateurs (SEC. 4.2.1), nous pouvons contraindre l'activité du ^{228}Ac à partir de celle du ^{208}Tl . Puisque les désintégrations du ^{208}Tl donnent lieu à des événements de haute énergie, il n'est pas nécessaire de considérer tous les bruits de fond que nous avons étudiés précédemment. En fait, seul le ^{214}Bi , sur les fils ou dans le verre des photomultiplicateurs, peut encore être un bruit de fond aux énergies considérées.

Nous cherchons donc à distinguer les événements à un électron et un photon interne à haute énergie provoqués par le ^{208}Tl du verre des photomultiplicateurs, de ceux émis par le ^{208}Tl interne à la source. Nous allons utiliser les distributions simulées et normalisées des variables dont nous disposons dans ce canal afin de déterminer les meilleures coupures à appliquer. A partir de ces distributions en (FIG. 4.14 et 4.15), on comprend la différence entre les deux types de bruit de fond :

- l'énergie de l'électron correspond à un spectre β dans le cas d'une contamination interne, alors que dans le cas d'une contamination externe on observe un spectre Compton plat. En imposant une énergie de l'électron inférieure à 1 MeV, on conserve 90 % des événements dus au ^{208}Tl interne, tandis qu'on rejette plus de la moitié des événements provenant du ^{208}Tl externe.
- l'énergie du photon dans le cas de la contamination interne correspond au spectre Compton complet du photon de 2,615 MeV. Alors que pour la contamination externe, le photon a déjà cédé une partie de son énergie à l'électron arraché de la source. Une coupure minimale à 1,8 MeV sur l'énergie du photon permet ainsi de réduire le bruit de fond externe d'environ 98 %, même si l'efficacité interne se trouve réduite de 80 %. Ce chiffre paraît très important, cependant en considérant (FIG. 4.15), on comprend que ce sont les événements provoqués par les γ de basse énergie du ^{208}Tl (511 keV et 583 keV respectivement émis dans 23 % et 85 % des désintégrations) qui sont rejetés par cette coupure. Or nous cherchons ici à mesurer les événements à un électron et un photon produits par l'interaction du γ de 2,615 MeV de cet isotope.
- la distribution angulaire pour les contaminations internes est complètement plate (la diminution autour de $\cos \theta = 1$ est due au fait que l'électron et le photon doivent être détectés dans deux scintillateurs différents), puisque l'émission du photon est indépendante de la direction de l'électron. Pour des contaminations externes, l'électron est au contraire préférentiellement émis suivant la direction d'incidence du photon. Plus l'énergie de ce photon est élevée (ce qui est le cas pour le ^{208}Tl par rapport au ^{214}Bi), et plus l'angle entre la trace de l'électron et la trajectoire du photon diffusé diminue. Bien que les distributions soient très nettement différentes, il n'est pas possible d'ajouter une coupure suffisamment discriminante sans affecter encore trop fortement l'efficacité. De plus, après la coupure

sur l'énergie du photon, le bruit de fond dominant pour la contamination interne en ^{208}Tl devient le ^{214}Bi sur les fils, qui présente la même dépendance angulaire.

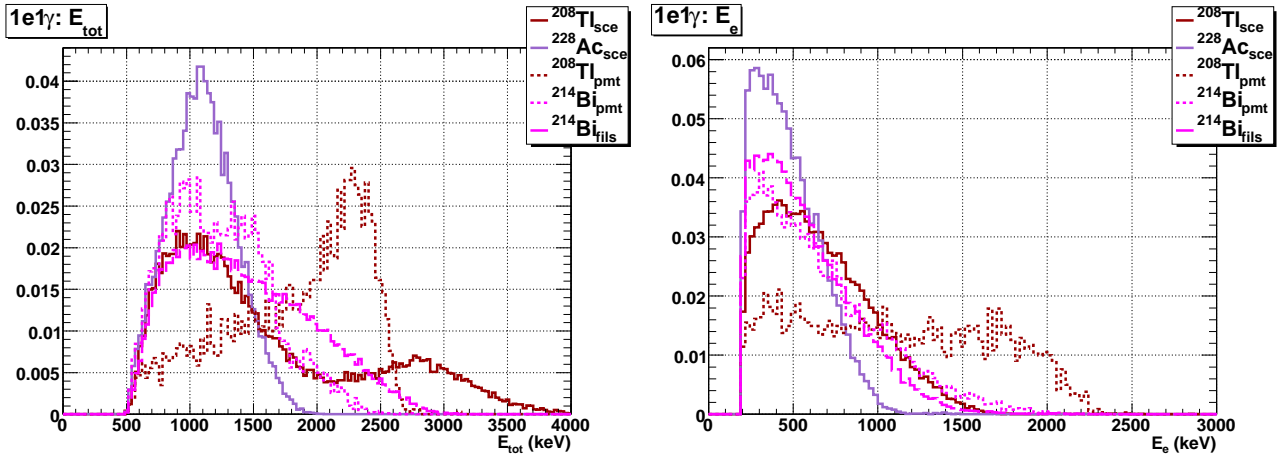


FIG. 4.14 – Distributions normalisées de l'énergie totale et de l'énergie de l'électron, pour les événements à un électron et un photon interne.

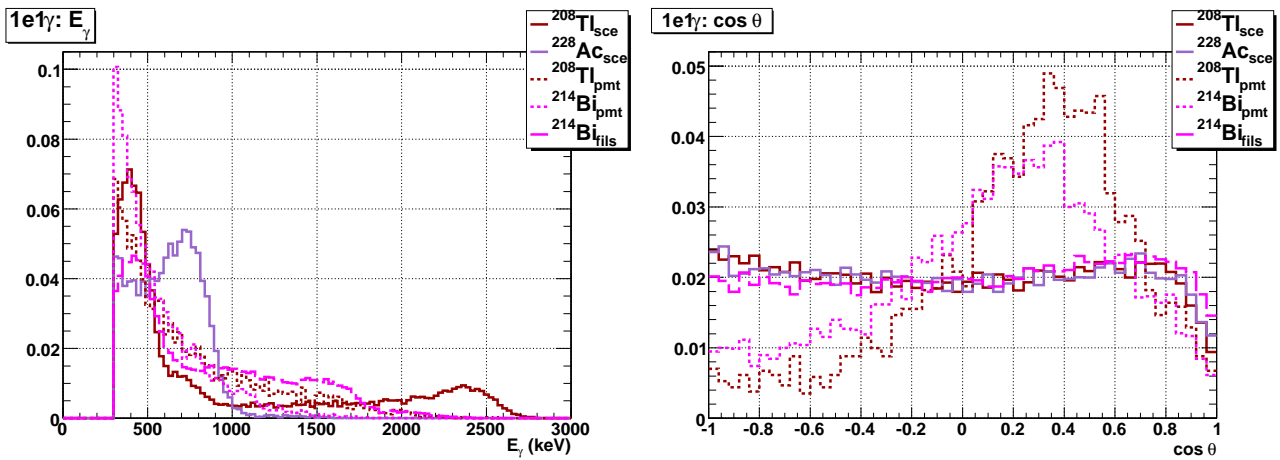


FIG. 4.15 – Distributions normalisées de l'énergie du photon et de l'angle entre la trace de l'électron et la trajectoire supposée du photon, pour les événements à un électron et un photon interne.

L'ajustement de l'énergie totale des événements à un électron et un photon interne après toutes ces coupures est représentée en (FIG. 4.16). On constate que la statistique est très faible, puisque les contaminations en ^{208}Tl des sources de tellure sont extrêmement faibles. En effet, les activités mesurées sont inférieures à $100 \mu\text{Bq}$. La contamination des feuilles source en ^{228}Ac est ensuite fixée, connaissant celle en ^{208}Tl et en supposant les deux isotopes en équilibre dans la chaîne radioactive.

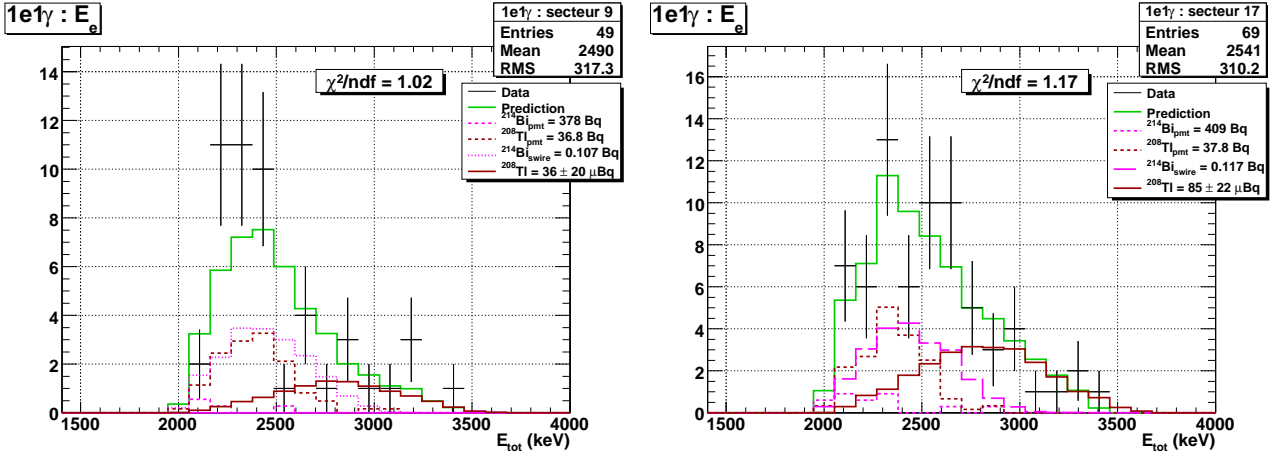


FIG. 4.16 – Mesure de l'activité en ^{208}Tl interne aux sources dans les secteurs 9 et 17, à partir du canal à un électron et un photon interne.

4.2.2.4 Bilan

Le modèle de bruit de fond interne a été complètement déterminé à partir de l'analyse des canaux à un électron et un alpha, à un électron, et à un électron et un photon. Les incertitudes systématiques sur les activités des bruits de fond dominants pour les processus 2β ont également été déterminées à partir du canal à un électron. Les activités des différents contaminants constituant le bruit de fond interne aux sources de ^{130}Te , ainsi que les erreurs sur les ajustements, sont résumées dans (TAB. 4.5).

Localisation	Isotope	Activité HPGe	Activité secteur 9	Activité secteur 17	Efficacité 1e	Efficacité 1e1 γ
fils	^{214}Bi	-	107 ± 5 mBq	117 ± 5 mBq	$2 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$
	^{214}Pb	-	107 ± 5 mBq	117 ± 5 mBq	$5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-6}$
	^{210}Bi	-	$4,22 \pm 0,03$ Bq	$13,6 \pm 0,1$ Bq	$2 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-7}$
source	^{234m}Pa	$< 10,5$ mBq	$1,37 \pm 0,02$ mBq	$1,52 \pm 0,03$ mBq	23 %	$6 \cdot 10^{-4}$
	^{40}K	$< 4,2$ mBq	$5,33 \pm 0,06$ mBq	$7,16 \pm 0,08$ mBq	17 %	$9 \cdot 10^{-5}$
	^{228}Ac	$0,9 \pm 0,4$ mBq	100 ± 56 μBq	240 ± 61 μBq	5 %	1 %
	^{208}Tl	< 240 μBq	36 ± 20 μBq	85 ± 22 μBq	3 %	3 %

TAB. 4.5 – Bilan de la mesure du bruit de fond interne dans les secteurs 9 et 17 de NEMO 3. On peut comparer les activités mesurées en spectroscopie γ HPGe avec les mesures dans NEMO 3 en additionnant les activités mesurées par secteur.

Il est important de comparer ces mesures avec les mesures de radiopureté HPGe données en (TAB. 4.1). En spectroscopie γ , l'activité du ^{234m}Pa est déterminée d'après celle du ^{234}Th , dont la mesure de l'activité a donné une limite supérieure de 20 mBq/kg correspondant à 12,7 mBq de ^{234m}Pa , pour 633 g de feuilles source mesurées (454 g de ^{130}Te). Le volume fiduciel qui est utilisé dans ces analyses correspond à une masse effective de 375 g de ^{130}Te , soit une masse totale de feuilles source d'environ 523 g. La limite donnée par la mesure HPGe correspond donc à 10,5 mBq pour les feuilles source des deux secteurs 9 et 17. En additionnant les activités des

deux secteurs, on obtient une activité totale de 2,89 mBq en ^{234m}Pa , qui est donc inférieure à la limite HPGe. Le même raisonnement conduit à une limite en détecteur HPGe de 4,2 mBq en ^{40}K , alors que l'activité totale mesurée ici vaut 12,5 mBq. Ces deux mesures ne sont donc pas en accord. Il est possible que des contaminations en ^{40}K aient été ajoutées accidentellement après la mesure HPGe, durant les manipulations des feuilles source de ^{130}Te . L'étude des incertitudes systématiques sur les activités des contaminations internes aux sources, a néanmoins montré que cette activité est bien comprise à partir des données de NEMO 3. En ce qui concerne l'activité en ^{228}Ac , la spectrométrie γ fournit une mesure, qui pour le volume fiduciel considéré, correspond à $0,9 \pm 0,4$ mBq. Dans l'analyse du bruit de fond interne, l'activité en ^{228}Ac est déterminée à partir de celle du ^{208}Tl , en supposant l'équilibre. En additionnant les contaminations des deux feuilles source, on trouve une activité qui vaut $0,34 \pm 0,08$ mBq. Les deux types de mesure donnent donc des résultats qui sont pratiquement en accord, compte-tenu des incertitudes dominées par la faible statistique. La mesure du ^{208}Tl est quant à elle compatible avec la limite HPGe.

4.3 Double désintégration bêta permise $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te

4.3.1 Principe de la mesure du processus $2\beta 2\nu$

Afin de mesurer le processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , chaque source de bruit de fond externe et interne a été étudiée en détail, en séparant les deux secteurs puisqu'une grande différence sur les activités du bruit de fond a été observée dans le canal à un électron. Néanmoins, du fait de la faible statistique observée dans le canal à deux électrons, il est nécessaire de regrouper les analyses des deux secteurs en une seule. Les simulations des contaminants du bruit de fond externe étant globales, l'activité de chacun des isotopes concernés est alors la moyenne pondérée par la masse de ^{130}Te étudiée dans chaque secteur. Le bruit de fond interne étant simulé dans chaque source, il faut alors additionner les activités mesurées dans chaque secteur. A partir de ces activités recalculées, on peut ensuite déterminer le nombre d'événements attendus pour chaque type de bruit de fond dans le canal à deux électrons :

$$N_{bdf} = \epsilon_{bdf} \mathcal{A}_{bdf} t_{acq} \quad \text{avec} \quad \epsilon_{bdf} = \frac{N_{bdf}^{sel}}{N_{bdf}^{gen}} \quad (4.1)$$

où \mathcal{A}_{bdf} est l'activité du bruit de fond, ϵ_{bdf} l'efficacité dans le canal à deux électrons, N_{bdf}^{sel} est le nombre d'événements sélectionnés après coupure et N_{bdf}^{gen} le nombre total d'événements de simulation générés ; enfin t_{acq} est la durée de l'acquisition (ici 2,11 ans).

La somme totale du nombre d'événements attendus pour chaque bruit de fond est finalement soustraite au nombre total d'événements observés dans les données (N_{data}), afin de déterminer le nombre d'événements qui représentent le signal (N_{sig}) :

$$N_{sig} = N_{data} - \sum_{bdf} N_{bdf} \quad (4.2)$$

Une fois le nombre d'événements N_{sig} connu, il est possible de déterminer la demi-vie du

processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te d'après la formule suivante :

$$\mathcal{T}_{1/2}(^{130}\text{Te}) = \frac{\epsilon(^{130}\text{Te}) \ln 2 m(^{130}\text{Te}) \mathcal{N}_A t_{acq}}{N_{sig} M(^{130}\text{Te})} \quad (4.3)$$

où $\epsilon(^{130}\text{Te})$ est l'efficacité de détection de la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te (de 3,7 à 1,5 % en fonction des coupures appliquées), $m(^{130}\text{Te})$ la masse d'isotope étudiée (375 g), \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) et $M(^{130}\text{Te})$ la masse molaire du ^{130}Te (130 g mol^{-1}).

4.3.2 Incertitudes sur la mesure du processus $2\beta 2\nu$

Les incertitudes sur la masse (SEC. 3.3.2) et sur l'efficacité de détection du signal $2\beta 2\nu$ étant faibles, l'incertitude sur la mesure de la demi-vie est dominée par la détermination de N_{sig} . La relation d'incertitude sur N_{sig} présente deux termes :

$$\Delta N_{sig} = \sqrt{(\Delta N_{data})^2 + (\Delta(\sum_{bdf} N_{bdf}))^2} \quad (4.4)$$

Le premier terme ΔN_{data} est l'incertitude statistique liée au nombre d'événements sélectionnés dans les données, qui vaut $\sqrt{N_{data}}$. Le second terme représente l'incertitude systématique liée à la détermination du nombre d'événements de bruit de fond (EQN. 4.1). La relation d'incertitude s'écrit :

$$\Delta(\sum_{bdf} N_{bdf}) = \sqrt{\sum_{bdf} (\Delta N_{bdf})^2} \quad (4.5)$$

où l'incertitude sur chaque composante de bruit de fond N_{bdf} comprend deux composantes :

$$\frac{\Delta N_{bdf}}{N_{bdf}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \epsilon_{bdf}}{\epsilon_{bdf}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{A}_{bdf}}{\mathcal{A}_{bdf}}\right)^2} \quad (4.6)$$

Le premier terme correspond à l'incertitude statistique sur la simulation sélectionnée après coupures alors que le second terme dépend de l'erreur sur la mesure de l'activité de chaque bruit de fond. Dans cette expression, l'incertitude sur l'efficacité est donnée par :

$$\Delta \epsilon_{bdf} = \sqrt{\frac{\epsilon_{bdf}(1 - \epsilon_{bdf})}{N_{bdf}^{gen}}} \approx \sqrt{\frac{\epsilon_{bdf}}{N_{bdf}^{gen}}} \quad \text{alors} \quad \frac{\Delta \epsilon_{bdf}}{\epsilon_{bdf}} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{bdf}^{sel}}} \quad (4.7)$$

La simplification est possible puisque $\epsilon_{bdf} \ll 1$ et on obtient la dernière expression à partir de (EQN. 4.1).

Finalement, l'incertitude sur la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ mesuré s'écrit :

$$\Delta \mathcal{T}_{1/2} = \frac{\mathcal{T}_{1/2}}{N_{sig}} \sqrt{N_{data} + \sum_{bdf} N_{bdf}^2 \left(\frac{1}{N_{bdf}^{sel}} + \left(\frac{\Delta \mathcal{A}_{bdf}}{\mathcal{A}_{bdf}} \right)^2 \right)} \quad (4.8)$$

Ces incertitudes sur la détermination du signal et des bruits de fond pour la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$, dépendent des coupures appliquées dans l'analyse finale des événements à deux électrons.

4.3.3 Incertitudes systématiques liées à l'expérience NEMO 3

Aux incertitudes sur la mesure des bruits de fond et sur la détermination du signal $2\beta 2\nu$, s'ajoutent les incertitudes liées aux performances du détecteur NEMO 3. Les incertitudes systématiques sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ de l'expérience concernent [65] :

- l'efficacité de détection des 2 électrons due à la précision des simulations GEANT3 et aux programmes de reconstruction des traces. En utilisant des sources de ^{207}Bi calibrées, l'activité mesurée dans NEMO 3 indique une incertitude inférieure à 5 % [60].
- les étalonnages en énergies du calorimètre de NEMO 3 : l'incertitude sur les coefficients de calibration utilisés entraîne une incertitude de 2 %.
- le seuil de déclenchement en énergie ajoute une incertitude de 3 %.
- le suivi laser du gain des photomultiplicateurs n'étant pas utilisé dans cette analyse, une incertitude systématique de 1 % est ajoutée (SEC. 3.1.3) [64].

En cumulant ces incertitudes, on obtient une incertitude systématique totale de 8 % due au détecteur NEMO 3, sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$.

4.3.4 Mesure du processus $2\beta 2\nu$

On réalise l'analyse du canal à deux électrons à partir des critères définis en (SEC. 3.4). Les coupures systématiques qui ont été décrites en (SEC. 3.1.7) sont toutes appliquées, à l'exception de la coupure sur la rétrodiffusion des électrons. Cette coupure sur la rétrodiffusion a pour but d'améliorer la qualité des ajustements en énergie mais il est important ici de conserver le plus de signal possible et le nombre d'événements sélectionnés est déjà faible. Néanmoins, d'autres coupures sur les données vont être nécessaires afin de réduire le bruit de fond et garantir une meilleure mesure du processus $2\beta 2\nu$.

Une fois connus le nombre d'événements dus au bruit de fond et le nombre d'événements de signal attendu, il est possible de représenter les distributions des énergies (E_{tot} , E_{min} et E_{max}) ainsi que la distribution angulaire de l'angle entre les traces des deux électrons ($\cos \theta$). Sur chacun des spectres (FIG. 4.17, 4.18, 4.19 et 4.20) sont représentés le bruit de fond et le signal attendus, ainsi que la somme des deux qui doit reproduire les données. Sont également ajoutées sur ces figures les distributions de chaque bruit de fond, afin d'identifier les contributions de chacun d'entre eux. Les activités qui ont été recalculées figurent dans la légende avec le nombre d'événements attendus pour chaque bruit de fond.

Les données sont assez bien reproduites d'après les mesures de bruit de fond que nous avons faites. Nous pouvons donner, par cette méthode, une première estimation sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , qui vaut :

$$\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 7,5 \pm 1,6 \text{ (stat)} \pm 2,1 \text{ (syst)} 10^{20} \text{ ans} \quad (4.9)$$

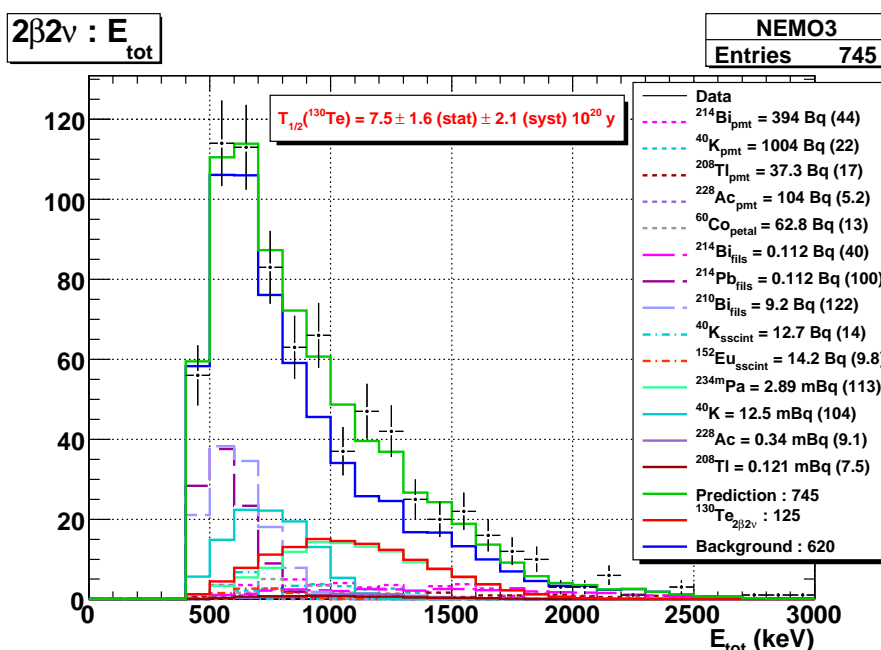


FIG. 4.17 – Distribution de l'énergie totale des électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , avant coupures. Dans la légende, l'activité utilisée pour chaque bruit de fond est indiquée ainsi que le nombre correspondant d'événements attendus (entre parenthèses). Cette mesure correspond à une exposition de $0,8 \text{ kg}\times\text{an}$ avec un rapport signal sur bruit de $0,2$ et une signification statistique de $4,6 \sigma$.

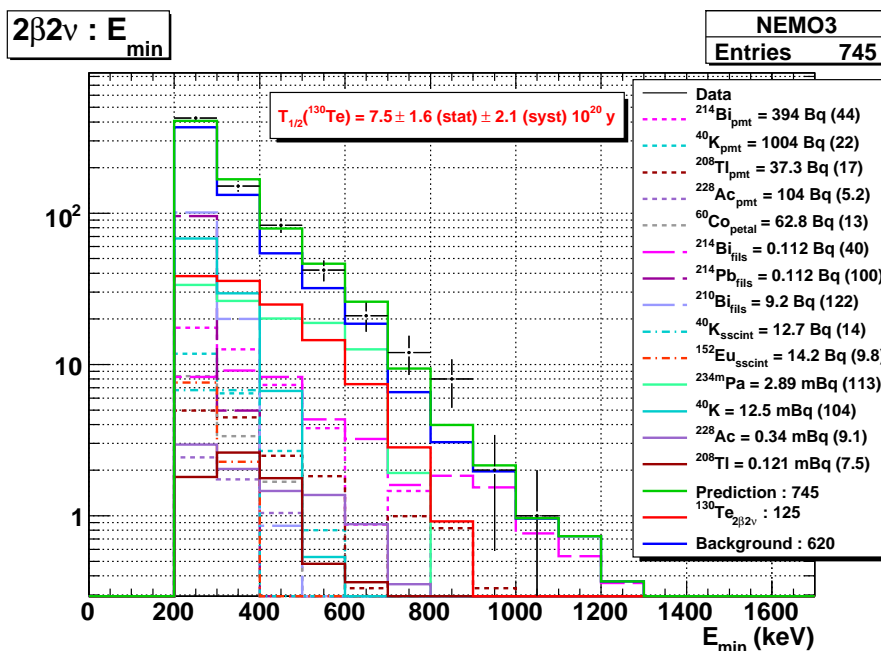


FIG. 4.18 – Distribution de l'énergie de l'électron de plus faible énergie pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , avant coupures.

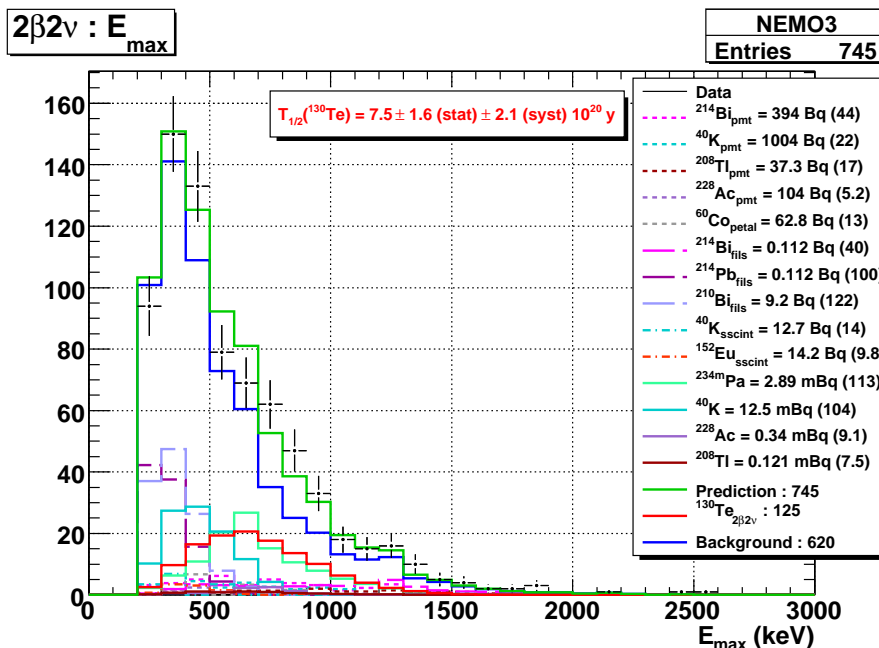


FIG. 4.19 – Distribution de l'énergie de l'électron de plus forte énergie pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , avant coupures.

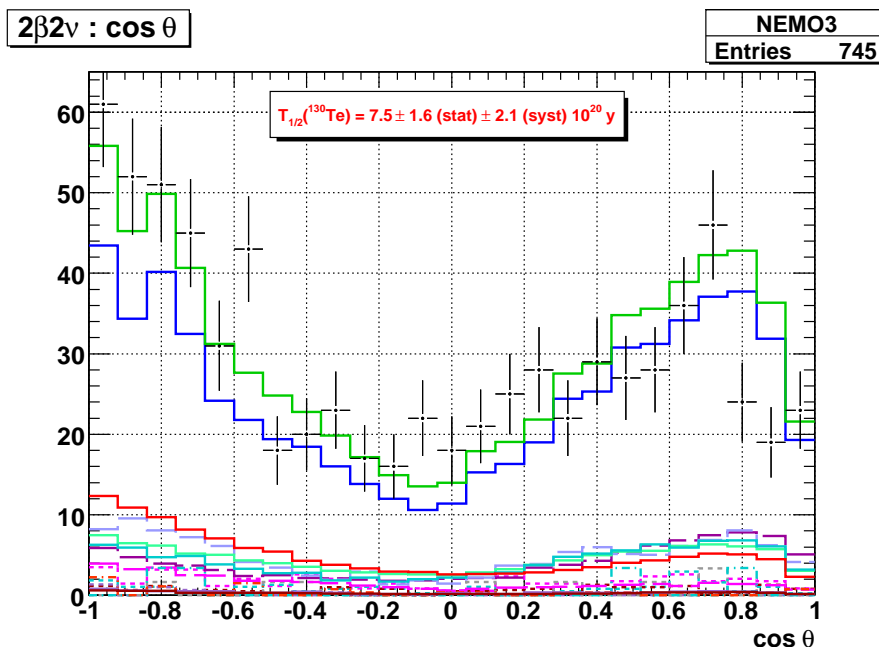


FIG. 4.20 – Distribution de l'angle entre les traces des deux électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , avant coupures.

avec une signification statistique de $4,6 \sigma$ pour une exposition de $0,8 \text{ kg}\times\text{an}$. On constate que cette première mesure est très proche de la valeur présentée en conférences (TAB. 2.3). La distribution de l'énergie totale montre que très peu de signal $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te est attendu dans la région à basse énergie. Cette région est dominée par les émetteurs β de faible Q_β pour lesquels nous avons déterminé des incertitudes systématiques importantes. Afin d'augmenter la signification statistique du signal et de réduire les incertitudes systématiques, il est donc nécessaire de rejeter ces bruits de fond.

4.3.5 Réjection du bruit de fond de la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te

Les bruits de fond qui dominent le processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te d'après les mesures qui viennent d'être présentées sont, par ordre décroissant :

- le ^{210}Bi sur les fils du détecteur de traces ($\sim 16 \%$ du bruit de fond total)
- le ^{234m}Pa interne ($\sim 15 \%$)
- le ^{40}K interne ($\sim 14 \%$)
- le ^{214}Pb sur les fils du détecteur de traces ($\sim 13 \%$)
- le ^{214}Bi dans le verre des photomultiplicateurs ($\sim 6 \%$)
- le ^{214}Bi sur les fils du détecteur de traces ($\sim 5 \%$)

Afin de réduire ces principaux bruits de fond, on cherche alors à déterminer des coupures à partir des variables disponibles dans le canal à deux électrons. Il est bien sûr possible de définir directement des coupures sur la répartition des énergies entre les deux électrons, mais ces coupures réduisent très rapidement la statistique. Par exemple, une coupure sur l'énergie minimale de l'électron à $E_{min} > 400 \text{ keV}$ paraît évidente pour réduire le bruit de fond (FIG. 4.18), mais 60% du signal $2\beta 2\nu$ se trouve en dessous de cette coupure. Au final, ces coupures cinématiques seront cependant le seul moyen de réduire le bruit de fond interne à la feuille source. Par contre, pour le bruit de fond d'origine externe à la source, on peut s'intéresser à des coupures purement géométriques liées à la reconstruction des données, qui permettent de fortement réduire le bruit de fond externe sans trop affecter le signal $2\beta 2\nu$.

4.3.5.1 Coupures géométriques

Le bruit de fond provenant du détecteur de traces commence par l'émission d'un électron depuis un fil. Pour produire un deuxième électron il peut, soit y avoir émission d'un électron de conversion, soit l'électron issu de la désintégration arrache un autre électron dans un fil (le même ou un autre) ou dans la source. De par la reconstruction des données, les points d'émission des deux électrons (vertex) sont déterminés dans la source alors que la désintégration initiale a eu lieu en dehors de celle-ci. Les vertex reconstruits se situent donc aux prolongements des traces démarrées en dehors de la source (FIG. 4.21). On peut alors s'attendre à observer une différence entre les positions des vertex pour les événements à deux électrons produits par les fils et celles pour les véritables événements 2β .

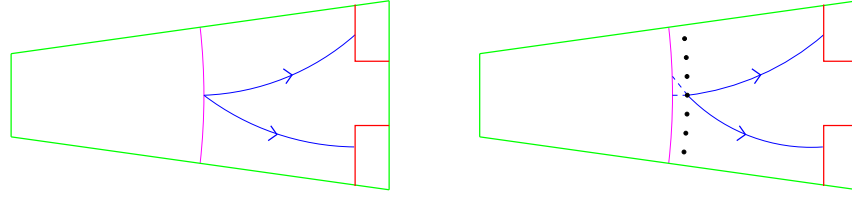


FIG. 4.21 – Schémas illustrant la différence de position des vertex dans la feuille source par le programme de reconstruction des traces dans le cas d'événements à 2 électrons produits dans la source ou sur les fils.

Cependant, avant d'appliquer de telles coupures, il est nécessaire de comprendre si les simulations parviennent à reproduire les données au niveau des variables $\Delta R\phi$ et ΔZ , qui représentent respectivement les distances transverse et longitudinale entre les deux vertex. L'étude de ces variables, à partir des événements à un électron traversant, permet une vérification de cet accord entre données et simulations. Pour une meilleure compréhension, on sépare le cas où l'électron traverse la feuille source de celui où l'électron est rétrodiffusé vers l'arrière. Les distributions de $\Delta R\phi$ et ΔZ pour ces deux situations sont présentées en (FIG. 4.22 et 4.23).

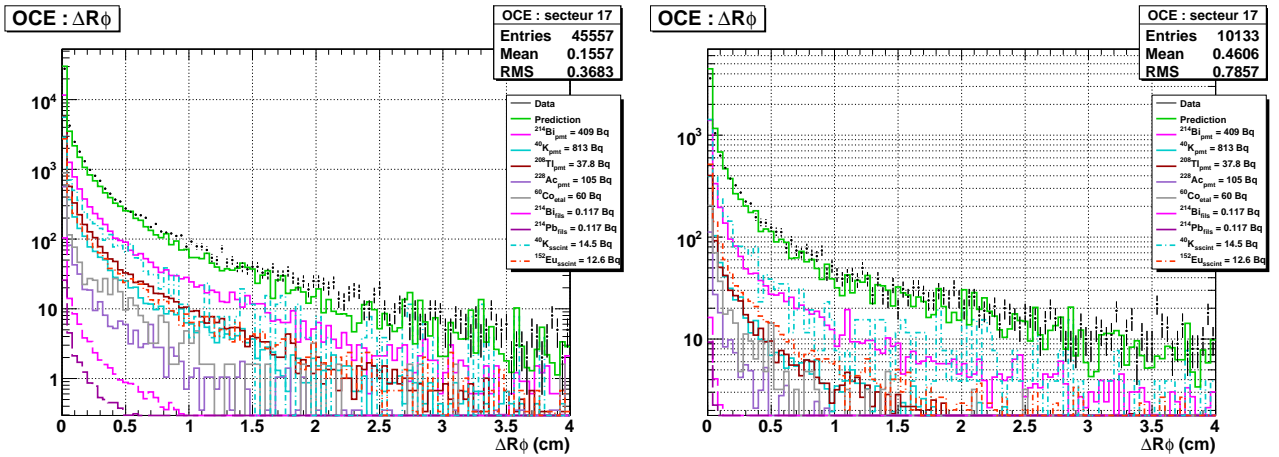


FIG. 4.22 – Distributions des différences de positions transverses des vertex reconstruits dans la source pour les électrons traversants le secteur 17. À gauche l'électron traverse la source et à droite il est rétrodiffusé vers l'arrière.

On remarque que les distributions des distances transverses entre les vertex sont remarquablement bien reproduites. Si on choisit une coupure $\Delta R\phi < 1$ cm, on observe pour les événements en dessous de cette coupure une différence qui vaut moins de 1 % entre les données et les simulations, à partir du modèle de bruit de fond que nous avons déterminé. Par contre, les distributions des distances longitudinales entre les vertex sont moins bien reproduites pour des distances inférieures à 1,5 cm. Cependant, on observe pour les événements en dessous de 2 cm une différence qui vaut moins de 4 % entre les données et les simulations. Bien que l'allure des distributions soit différente, les intégrales ne présentent qu'une faible différence. La différence n'est observée que pour les distances longitudinales, les problèmes de linéarité et de calibrations y étant plus importants que pour les distances transverses. Il faut également noter

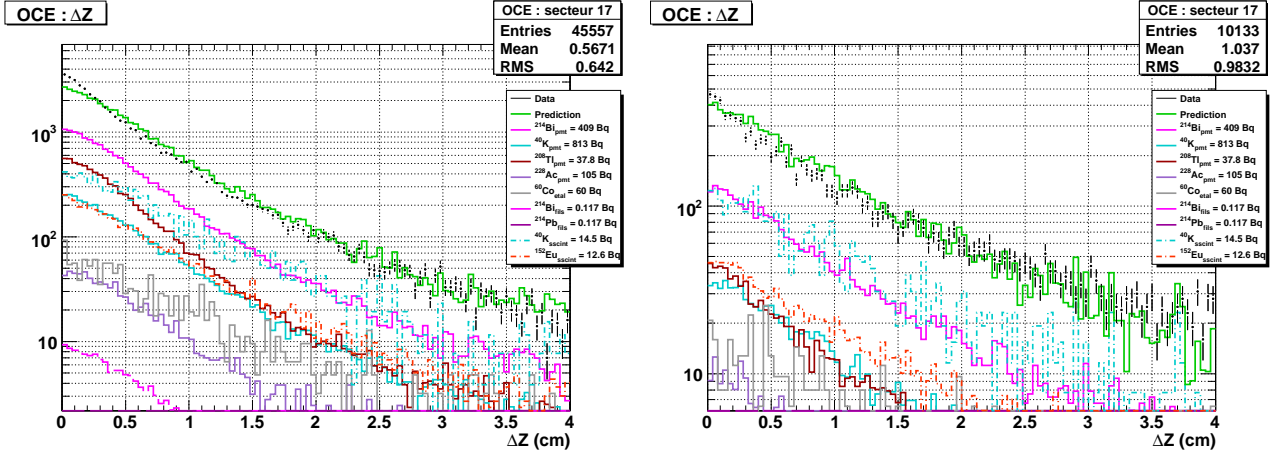


FIG. 4.23 – Distributions des différences de positions longitudinales des vertex reconstruits dans la source pour les électrons traversants le secteur 17. A gauche l'électron traverse la source et à droite il est rétrodiffusé vers l'arrière.

que la mesure du bruit de fond externe, utilisée pour tracer la courbe de prédiction (en vert), possède une incertitude qui peut expliquer une différence de 5 % sur le nombre d'événements total de ces courbes (différence due au fait que l'ajustement du bruit de fond externe a été réalisé uniquement sur la distribution de l'énergie totale), et ainsi justifier l'écart observé entre les distributions de simulations et de données.

Cette comparaison permet de conclure qu'il est finalement possible d'utiliser les distributions des distances transverse et longitudinale entre les vertex des différents bruit de fond étudiés pour déterminer une coupure (FIG. 4.24). On constate que les vertex pour les événements $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te sont plus proches que ceux pour les événements provenant des fils. En utilisant les coupures ainsi définies, et dont la validité a été testée, $\Delta R\phi < 1$ cm et $\Delta Z < 2$ cm, le bruit de fond provenant des fils est réduit d'un facteur 2 alors que 85 % du signal $2\beta 2\nu$ est conservé. La mesure après ces coupures est présentée en (FIG. 4.25). On peut constater que c'est à présent le ^{40}K , bruit de fond interne à la source, qui est le bruit de fond principal à basse énergie.

Avant de considérer les coupures en énergie, il est intéressant d'étudier une autre coupure géométrique pour réduire le bruit de fond du ^{40}K interne, celle concernant l'angle entre les deux traces des électrons. Pour le processus $2\beta 2\nu$, les deux électrons sont principalement émis avec un grand angle ($\cos \theta < 0$). Par contre, les isotopes ayant un faible Q_β vont plus difficilement provoquer des diffusions à grand angle puisque l'énergie de l'électron initial n'est pas suffisante. Une coupure maximale sur la valeur de $\cos \theta$ doit donc permettre de réduire la contribution du ^{40}K interne à la source, mais aussi celles des isotopes ^{210}Bi et ^{214}Pb sur les fils. Le ^{214}Bi sur les fils n'est pas concerné par une telle coupure, car le mécanisme dominant pour produire deux électrons est la désintégration β suivie de l'émission d'un électron de conversion. Par contre, le bruit de fond externe est lui aussi sensible à une coupure éliminant les événements aux petits angles, puisqu'il produit des événements à deux électrons par l'interaction d'un photon dans la source, et qu'ainsi les deux électrons sont plus facilement émis dans la direction du photon

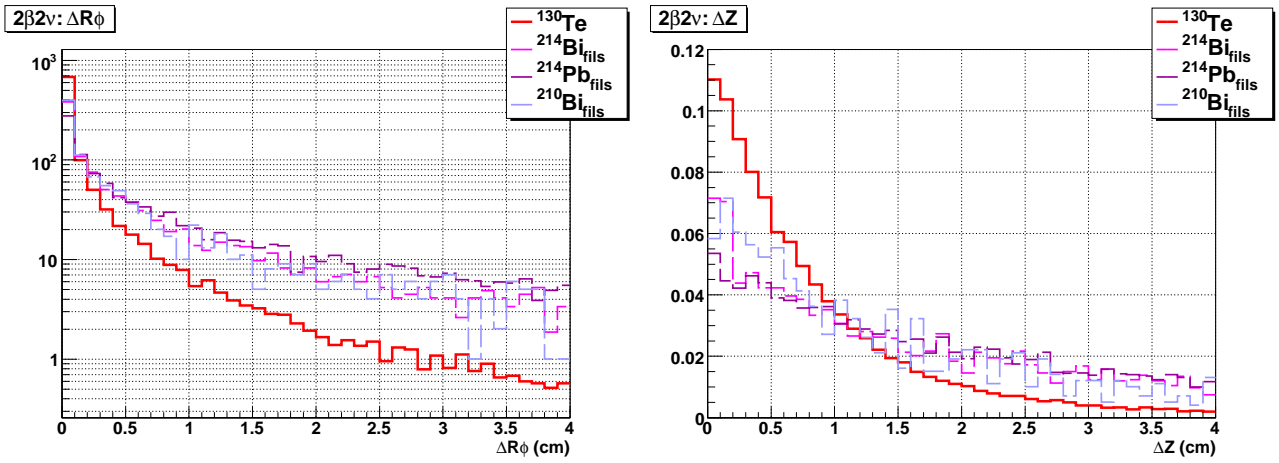


FIG. 4.24 – Distributions normalisées des différences de positions transverse et longitudinale des vertex reconstruits dans la source pour le ^{130}Te et le bruit de fond des fils.

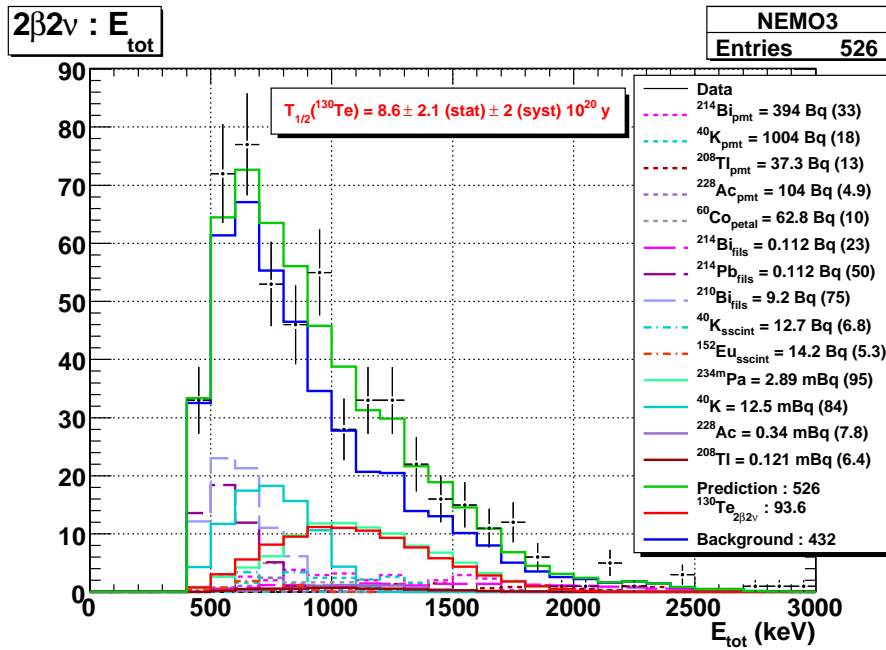


FIG. 4.25 – Distribution de l'énergie totale des électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te après coupures sur les positions des vertex $\Delta R\phi < 1\text{ cm}$ et $\Delta Z < 2\text{ cm}$.

incident (FIG. 4.26). Finalement, le ^{40}K interne à la source étant maintenant le bruit de fond principal à basse énergie, la coupure est fixée pour réduire au maximum son efficacité en imposant $\cos \theta < 0,2$. On réduit ainsi de moitié les bruits de fond dus au ^{40}K interne à la source et aux ^{214}Pb et ^{210}Bi sur les fils du détecteur de traces, alors que 70 % du signal $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te est conservé. Le résultat de la mesure après cette coupure est présenté en (FIG. 4.27).

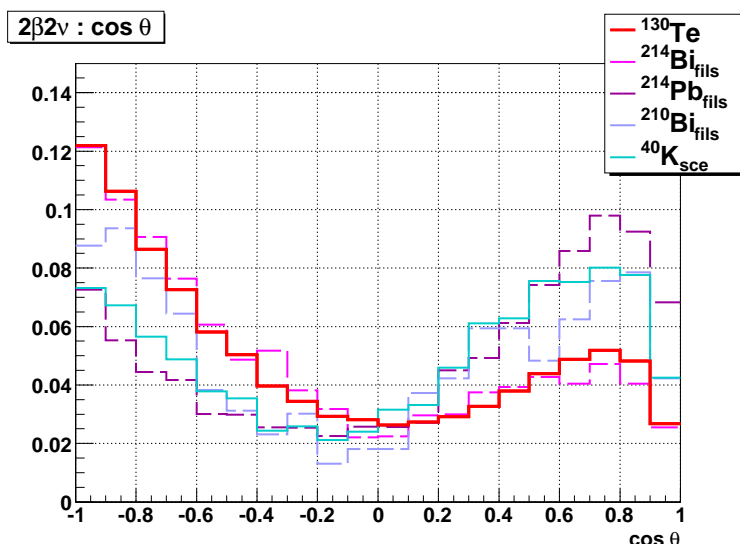


FIG. 4.26 – Distributions angulaires normalisées des principaux bruit de fond et du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

Après ces différentes coupures géométriques, on constate que le ^{40}K interne n'est toujours pas suffisamment réduit par rapport au signal et que le bruit de fond sur les fils redevient dominant à basse énergie. En plus, la région à basse énergie, qui est toujours dominée par le bruit de fond, n'est plus correctement décrite par le spectre attendu. Il est donc encore nécessaire de continuer à réduire ces bruits de fond.

4.3.5.2 Coupures en énergie

Il est évident qu'une coupure sur E_{tot} permettrait très rapidement de réduire le bruit de fond. Cependant, une telle coupure diminue aussi très fortement le signal $2\beta 2\nu$. Nous allons montrer qu'il est plus intéressant de considérer les énergies individuelles des deux électrons : E_{min} et E_{max} (SEC. 3.4). Les distributions de ces énergies pour les trois bruits de fond présents à basse énergie et pour le ^{130}Te sont présentées (FIG. 4.28). On remarque qu'une coupure sur E_{max} permet de fortement réduire le bruit de fond sans trop réduire le signal. Dans un premier temps on impose donc la coupure $E_{max} > 500$ keV, qui permet de réduire de près d'un facteur 1,5 à 2 les bruits de fond à basse énergie en préservant plus de 85 % du signal. Une fois cette coupure appliquée, on s'intéresse à E_{min} (FIG. 4.29). On constate alors que l'énergie minimale du bruit de fond est toujours majoritairement distribuée en dessous de 250 keV. Une nouvelle coupure, $E_{min} > 250$ keV, permet encore de réduire d'un facteur 1,5 à 2 les bruits de fond considérés pour seulement 10 % de signal en moins.

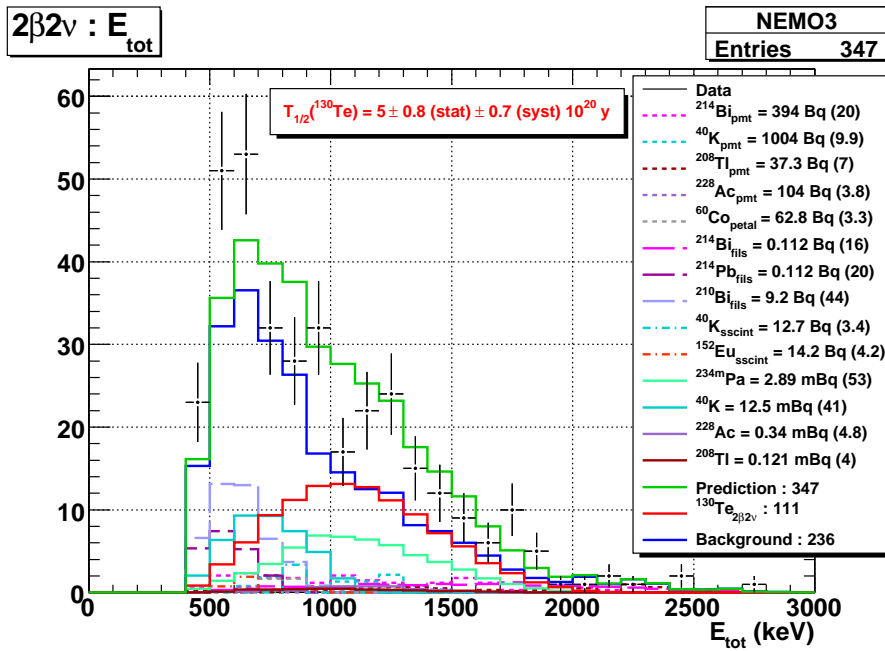


FIG. 4.27 – Distribution de l'énergie totale des électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te après coupure sur l'angle entre les traces à $\cos \theta < 0,2$.

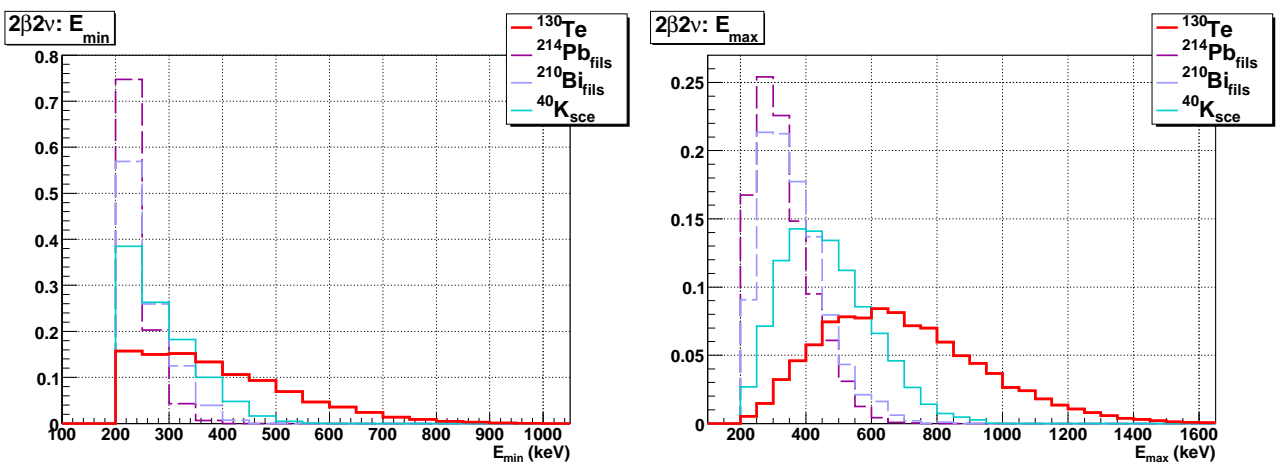


FIG. 4.28 – Distributions normalisées de l'énergie minimale et de l'énergie maximale des deux électrons des principaux bruit de fond et du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

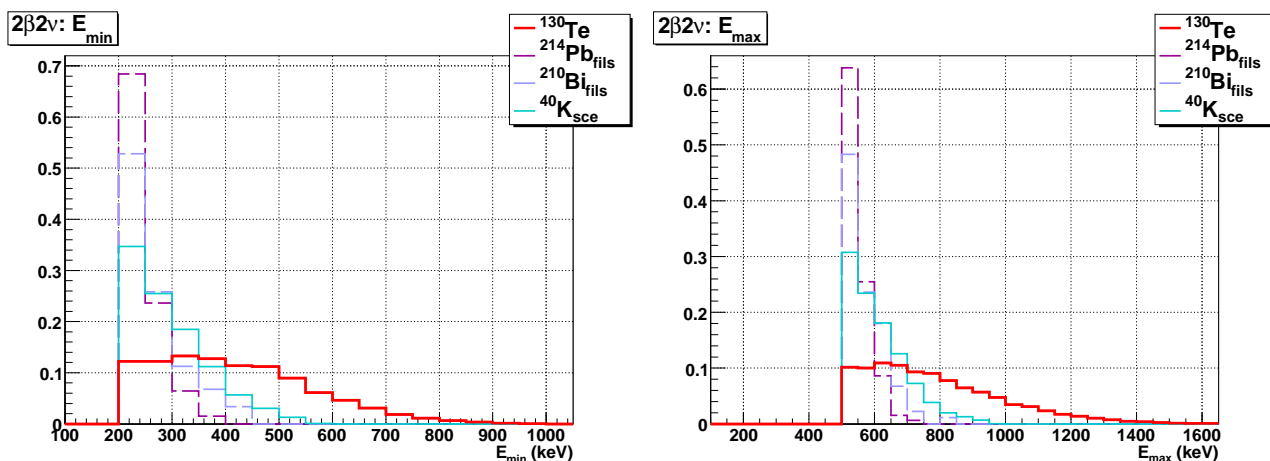


FIG. 4.29 – Distributions normalisées de l'énergie minimale et de l'énergie maximale des deux électrons des principaux bruit de fond et du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te après coupure sur l'énergie maximale des deux électrons, $E_{max} > 500 \text{ keV}$.

4.3.6 Bruit de fond du ^{234m}Pa pour la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te

Il a été possible de réduire les sources de bruit de fond sur les fils et le bruit de fond interne à basse énergie tout en préservant raisonnablement le signal $2\beta 2\nu$. Il ne reste à présent que le ^{234m}Pa , qui est le bruit de fond ultime et dominant pour l'analyse du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . Mais nous avons déjà précisé que la valeur Q_β du ^{234m}Pa est très proche du $Q_{\beta\beta}$ du ^{130}Te . En représentant les distributions des énergies pour ces deux isotopes (FIG. 4.30 et 4.31), on constate qu'il n'y a pas de discrimination possible entre les différentes variables (E_{tot} , E_{min} et E_{max}). L'énergie individuelle de l'électron de plus grande énergie a bien une forme différente pour les deux isotopes, mais il n'est pas possible de définir une coupure suffisamment efficace pour les distinguer. Même en recherchant une corrélation entre les énergies des deux électrons (FIG. 4.32), il n'est pas possible de préserver assez de signal pour réduire le bruit de fond du ^{234m}Pa . Par contre, la distribution angulaire est légèrement différente pour les deux isotopes. Néanmoins, une coupure sur l'angle entre les 2 traces, comme $\cos \theta < -0,4$, permettrait d'augmenter le rapport signal sur bruit mais supprimerait beaucoup de signal. Compte-tenu de la faible statistique des données actuelles, il n'est pour l'instant pas envisageable de réaliser une telle coupure.

4.3.7 Mesure finale du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te

Toutes les coupures qui ont été précédemment déterminées sont finalement appliquées à la mesure de la $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te :

- $\Delta R\phi < 1 \text{ cm}$
- $\Delta Z < 2 \text{ cm}$
- $\cos \theta < 0,2$
- $E_{max} > 500 \text{ keV}$
- $E_{min} > 250 \text{ keV}$

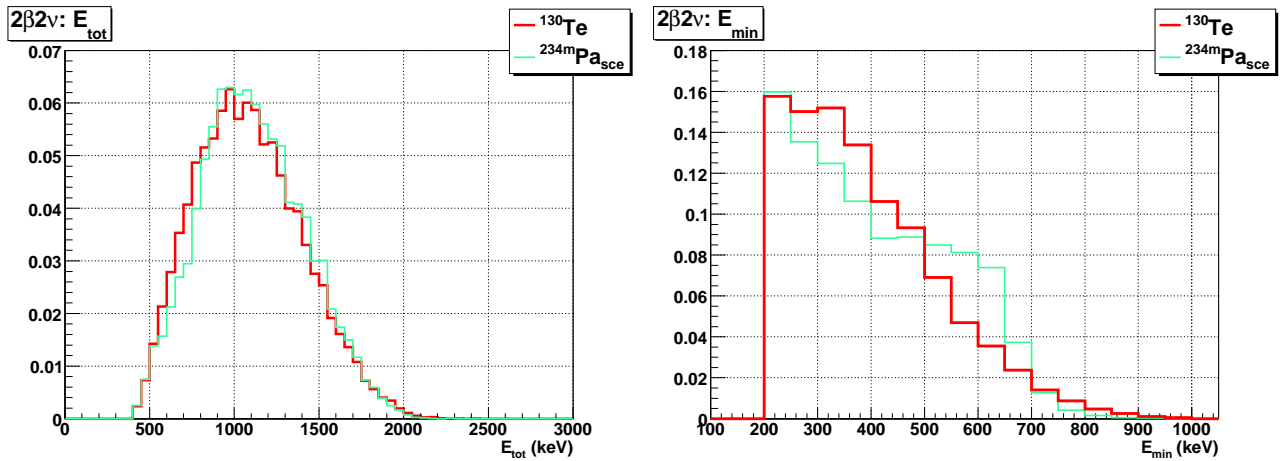


FIG. 4.30 – Distributions normalisées de l'énergie totale et de l'énergie minimale des deux électrons du ^{234m}Pa et du ^{130}Te .

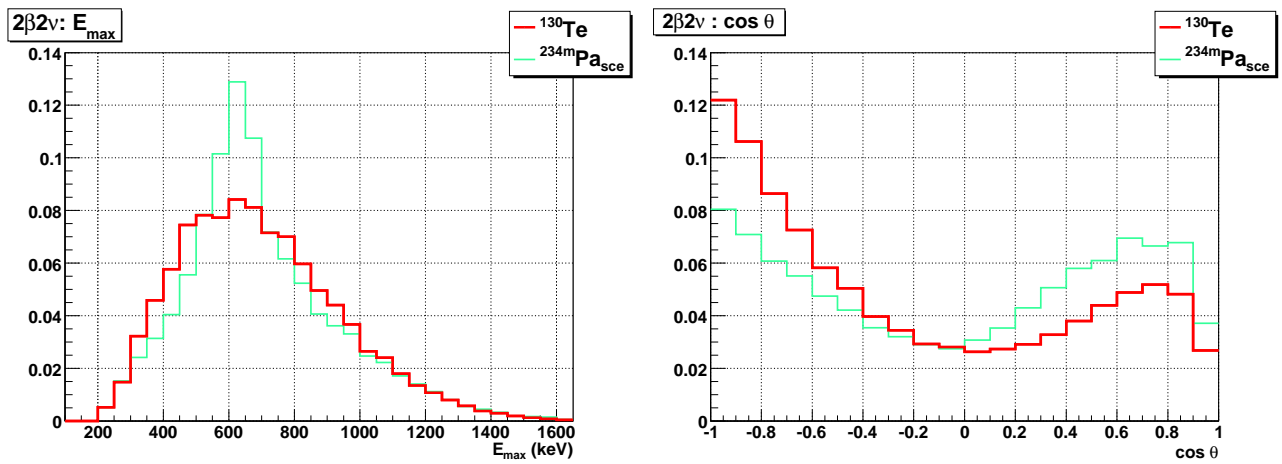


FIG. 4.31 – Distributions normalisées de l'énergie maximale et de l'angle entre les traces des deux électrons du ^{234m}Pa et du ^{130}Te .

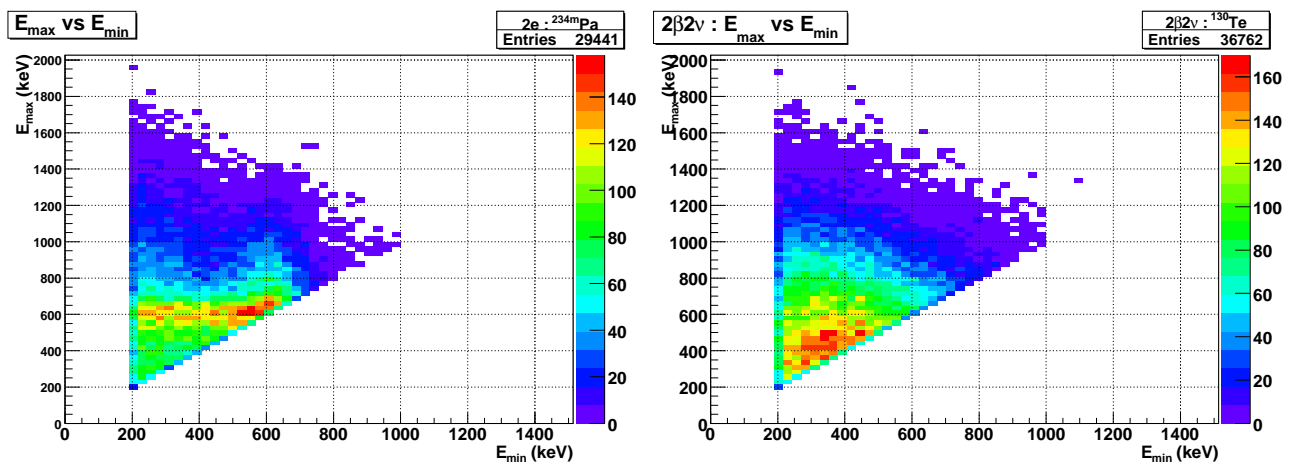


FIG. 4.32 – Distribution bidimensionnelle de l'énergie maximale en fonction de l'énergie minimale des deux électrons, pour le ^{234m}Pa et pour le ^{130}Te .

On peut ici résumer les résultats des différentes coupures pour les principaux bruits de fond (TAB. 4.6) et ainsi considérer l'évolution des efficacités en fonction de ces coupures. On indique également le nombre d'événements de simulation générés et les activités utilisées. En effet, bien que le nombre d'événements simulés pour chaque type de bruit de fond soit très élevé, l'incertitude sur le faible nombre d'événements sélectionnés, à cause de l'efficacité, contribue encore pour une part importante aux incertitudes systématiques (environ 4 %). L'incertitude sur les activités mesurées des bruits de fond est finalement de 5 % et l'incertitude systématique totale du détecteur est toujours de 8 %. Ce tableau montre aussi l'efficacité de réduction du bruit de fond par les coupures utilisées : par exemple, le ^{214}Pb a été réduit d'un facteur pratiquement 400 et le ^{40}K d'un facteur 120. Dans le même temps, afin de préserver la mesure de sa période, l'efficacité de détection du processus $2\beta 2\nu$ n'a été réduite que d'un facteur 2,4.

Isotope	Evénements générés	Activité	ϵ_{base}	$\epsilon_{\Delta R\phi+\Delta Z}$	ϵ_{cos}	ϵ_{final}
$^{214}\text{Bi}_{pmt}$	$9 \cdot 10^{10}$	394 Bq	$1,7 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$7,8 \cdot 10^{-10}$	$4,6 \cdot 10^{-10}$
$^{214}\text{Bi}_{fils}$	$5 \cdot 10^8$	112 mBq	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$
$^{214}\text{Pb}_{fils}$	$5 \cdot 10^8$	112 mBq	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-8}$
$^{210}\text{Bi}_{fils}$	$5 \cdot 10^9$	9,2 Bq	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-8}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$
^{234m}Pa	$5 \cdot 10^7$	2,89 mBq	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
^{40}K	$5 \cdot 10^7$	12,5 mBq	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
^{130}Te	$1 \cdot 10^6$	-	3,7 %	3,2 %	2,2 %	1,5 %

TAB. 4.6 – Bilan des efficacités des principaux bruits de fond et du processus $2\beta 2\nu$ en fonction des différentes coupures appliquées successivement. On indique également le nombre d'événements de simulations générés et les activités utilisées.

Les distributions des différentes variables du canal à 2 électrons sont présentées en (FIG. 4.33, 4.34, 4.35 et 4.36). On constate que toutes ces distributions sont bien reproduites par les spectres attendus.

Au total 160 événements ont été sélectionnés dans les données, le bruit de fond attendu de 96,3 événements est dominé par le ^{234m}Pa (40 événements attendus). On observe donc 63,7 événements $2\beta 2\nu$ dus au ^{130}Te pour un rapport signal sur bruit de 0,7. La période du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te ainsi mesurée vaut finalement :

$$\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 6,1 \pm 1,2 \text{ (stat)} \pm 0,6 \text{ (syst)} \cdot 10^{20} \text{ ans.} \quad (4.10)$$

Les incertitudes systématiques ont été fortement réduites, et de plus la signification statistique obtenue pour cette mesure vaut $5,0 \sigma$. On note que ce nouveau résultat est, aux incertitudes près, compatible avec la première mesure présentée en (EQN. 4.9). Elle est également compatible avec la valeur actuellement acceptée d'après la mesure obtenue au LNGS et donnée en début de ce chapitre : $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = (6,1 \pm 1,4 \text{ stat. } {}^{+2,9}_{-3,5} \text{ syst.}) \cdot 10^{20} \text{ ans}$ [33]. A partir des données

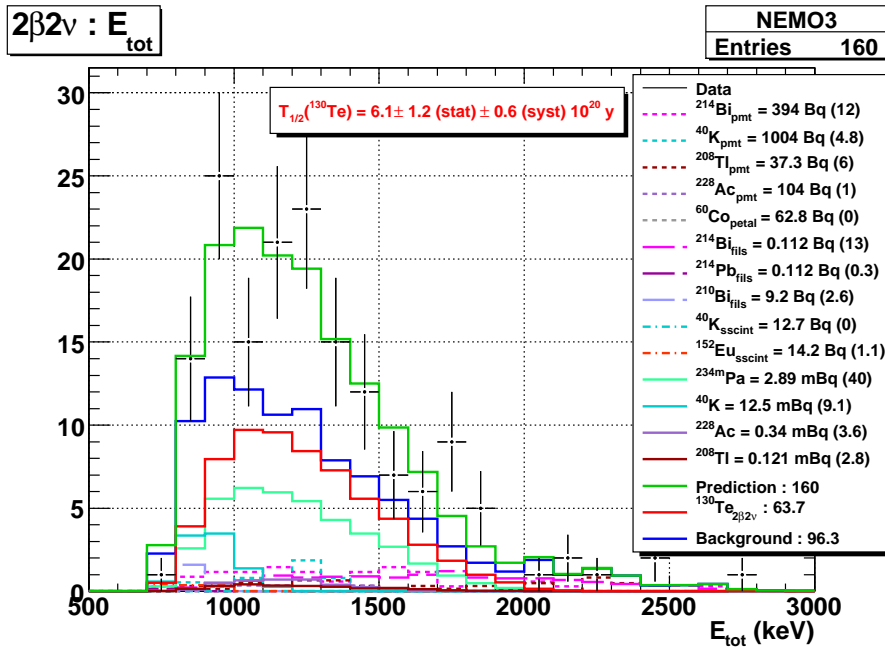


FIG. 4.33 – Distribution de l'énergie totale des électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te dans NEMO 3. Cette mesure correspond à une exposition de $0,8 \text{ kg}\times\text{an}$ avec un rapport signal sur bruit de $0,7$ et une signification statistique de $5,0 \sigma$.

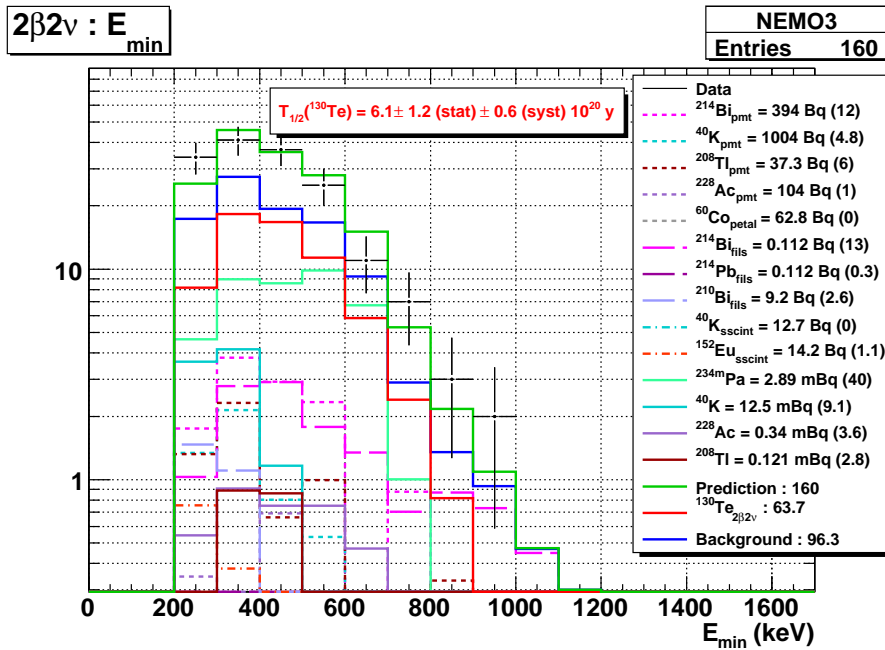


FIG. 4.34 – Distribution de l'énergie de l'électron de plus faible énergie pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

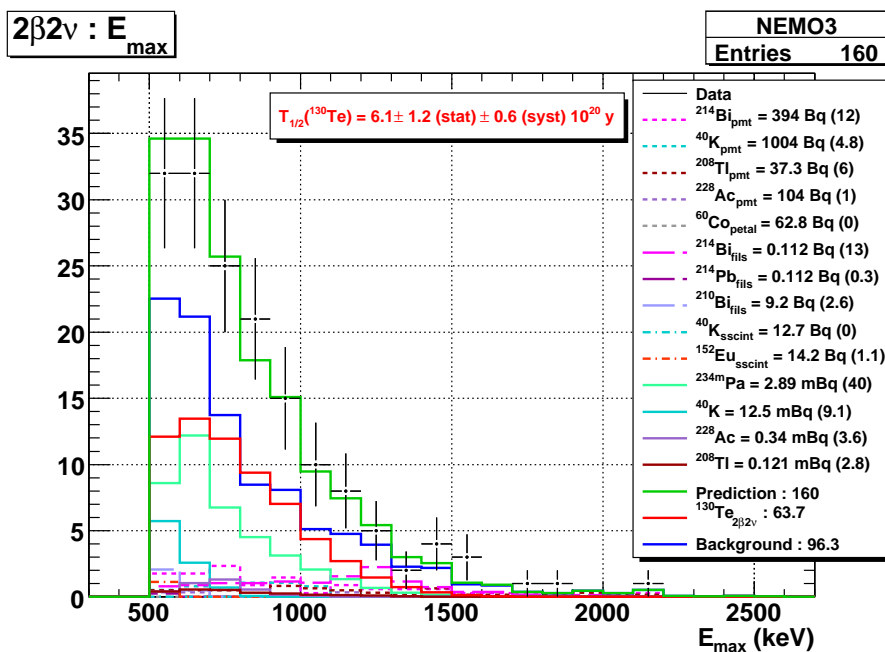


FIG. 4.35 – Distribution de l'énergie de l'électron de plus forte énergie pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

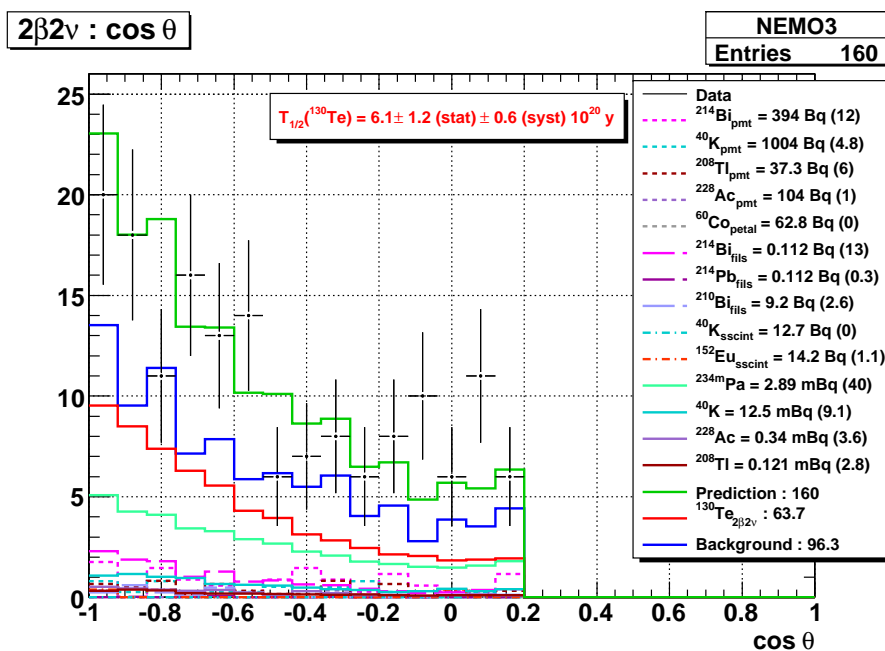


FIG. 4.36 – Distribution de l'angle entre les traces des deux électrons pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

de NEMO 3, nous avons donc pu obtenir une mesure dont les incertitudes systématiques sont fortement réduites par rapport à la mesure au LNGS alors que l'incertitude statistique reste comparable. On dresse un bilan de différentes demi-vies mesurées pour le processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te en (TAB. 4.7) pour comparaison avec la valeur que nous avons mesuré dans NEMO 3. Cette mesure apporte donc une réelle amélioration de la précision (surtout des incertitudes systématiques) par rapport à toutes les mesures existantes.

$\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	Type de mesure	Année	Référence
$1,4 \cdot 10^{21}$	géochimique	1950	Inghram et Reynolds [27]
$7,5 \pm 0,3 \cdot 10^{20}$	géochimique	1988	Lin et al. [28]
$8,0 \cdot 10^{20}$	géochimique	1991	Manuel et al. [29]
$2,7 \pm 0,1 \cdot 10^{21}$	géochimique	1993	Bernatowicz et al. [30]
$7,9 \pm 1,0 \cdot 10^{20}$	géochimique	1996	Takaoka et al. [31]
$9,0 \pm 1,5 \cdot 10^{20}$	recommandée	2002	Barabash [52]
$6,1 \pm 1,4 \text{ stat. } \begin{smallmatrix} +2,9 \\ -3,5 \end{smallmatrix} \text{ syst. } \cdot 10^{20}$	directe	2003	Arnaboldi et al. [33]
$6,1 \pm 1,2 \text{ (stat)} \pm 0,6 \text{ (syst)} \cdot 10^{20}$	directe	2008	Ce travail

TAB. 4.7 – Quelques résultats expérimentaux de mesure géochimiques et directes de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te .

Enfin, la mesure que nous avons réalisée confirme également que la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te mesurée expérimentalement est supérieure aux valeurs obtenues à partir de modèles théoriques, résultats que nous allons à présent commenter.

4.3.8 Extraction de l'élément de matrice nucléaire associé au processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te

La mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te à partir des données de NEMO 3 permet de calculer l'élément de matrice nucléaire pour ce processus. On rappelle la relation (EQN. 1.68) entre la demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu}$ du processus et l'élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{2\nu}$:

$$(\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}_{2\nu}|^2 \quad (4.11)$$

où $G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à quatre particules exprimé en an^{-1} et $\mathcal{M}_{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus exprimé en unité de masse de l'électron ($m_e c^2$).

Dans (TAB. 1.3), on donne la valeur de l'espace de phase pour la transition du ^{130}Te vers le ^{130}Xe : $G_{2\nu} = 4,808 \cdot 10^{-18} \text{ an}^{-1}$ [9]. On peut alors extraire l'élément de matrice nucléaire de notre mesure de la demi-vie du processus :

$$\mathcal{M}_{2\nu} = 0,018 \pm 0,002 m_e c^2 \quad (4.12)$$

Comme pour la demi-vie mesurée on pourrait comparer cette valeur aux valeurs extraites d'après les différentes mesures mais cela n'apporte pas de nouvelles informations. On peut

juste citer les valeurs $\mathcal{M}_{2\nu} = 0,015_{-0,001}^{+0,002}$ pour la constante de couplage axiale $g_A = 1,25$ ou $\mathcal{M}_{2\nu} = 0,024 \pm 0,002$ pour $g_A = 1,0$, déterminées par [54] à partir de la valeur de la demi-vie recommandée dans [52]. Par contre, nous avons expliqué que la mesure de l'élément de matrice nucléaire devrait permettre d'améliorer les calculs théoriques. On peut donc ici comparer les prédictions théoriques² de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ à la valeur expérimentale. On compare plus facilement les demi-vies des processus car certains calculs globaux utilisent des valeurs différentes du facteur de phase $G_{2\nu}$. Comme pour la comparaison avec les valeurs expérimentales, on regroupe différentes valeurs en (TAB. 4.8).

g_A	$\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	Type de calcul	Année	Référence
-	$1,7 \cdot 10^{19}$	Modèle en couches	1984	Haxton et al. [45]
1,25	$0,87 \cdot 10^{20}$	QRPA	1988	Engel et al. [46]
1,0	$2,12 \cdot 10^{20}$			
1,25	$2,3 \cdot 10^{20}$	Modèle en couches	1999	Caurier et al. [49]
1,0	$5,84 \cdot 10^{20}$			
-	$6,1 \pm 1,2$ (stat) $\pm 0,6$ (syst) 10^{20}	Mesure	2008	Ce travail

TAB. 4.8 – Quelques résultats théoriques de prédiction de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . Les différents calculs de demi-vie en fonction de la valeur de g_A sont extraits de [54].

Globalement la valeur que nous avons mesurée à partir des données de NEMO 3 est plus élevée que les prédictions théoriques, quelle que soit la méthode utilisée, modèle en couches ou QRPA.

4.4 Double désintégration bêta interdite $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te

Nous avons déjà précisé que la masse de ^{130}Te introduite dans le détecteur NEMO 3 n'est pas suffisante pour permettre une analyse compétitive par rapport à l'expérience CUORICINO. Cette expérience a effectivement fourni la meilleure limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} \geq 3,0 \cdot 10^{24}$ ans à 90 % de niveau de confiance [44]. Il est néanmoins intéressant, à partir des données de NEMO 3, de chercher à déterminer la limite sur la période du processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$. On ne s'intéresse qu'au processus avec échange d'un neutrino de Majorana léger, puisque l'étude des autres mécanismes n'apportera pas de nouveaux résultats et que la statistique dont on dispose est très faible.

L'analyse est globalement la même que pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$. On se place cependant à plus haute énergie puisque le signal est attendu autour de 2,4 MeV, en considérant les pertes en énergies des électrons dans la sources et dans le détecteur de traces. Les coupures

²Aujourd'hui les prédictions pour le processus $2\beta 2\nu$, ne sont réalisées que par les calculs de modèle en couches. Les prédictions en QRPA utilisent désormais directement les valeurs expérimentales de ce processus pour fixer la constante de couplage g_{pp} et réaliser les calculs pour le processus $2\beta 0\nu$.

utilisées précédemment pour la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te sont supprimées, à l'exception de la coupure sur la distance entre les vertex qui permet toujours de réduire le bruit de fond sur les fils comme celui dû au ^{214}Bi contribuant toujours à haute énergie, afin de définir de nouvelles coupures plus spécifiques à cette analyse.

Les bruits de fond qui restent à considérer dans cette analyse sont le ^{214}Bi sur les fils et dans le verre des photomultiplicateurs, le ^{208}Tl dans le verre des photomultiplicateurs et dans les feuilles source, le ^{234m}Pa dans les sources et bien sûr les événements issus des désintégrations $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . Afin de préciser le type de mesures, on étudie le spectre préliminaire de l'énergie totale mesurée dans le canal à 2 électrons, pour une valeur de l'énergie totale supérieure à 1,7 MeV (FIG. 4.37). On y représente les différents bruits de fond et une simulation de signal $2\beta 0\nu$ pour une demi-vie de 10^{22} ans, afin d'illustrer le spectre attendu. On observe 32 événements à deux électrons pour 26 événements de bruit de fond attendu et l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ est de 12 %. Sans aucune autre coupure, la limite à 90 % de niveau de confiance déterminée par cette mesure est $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} \geq 3,3 \cdot 10^{22}$ ans.

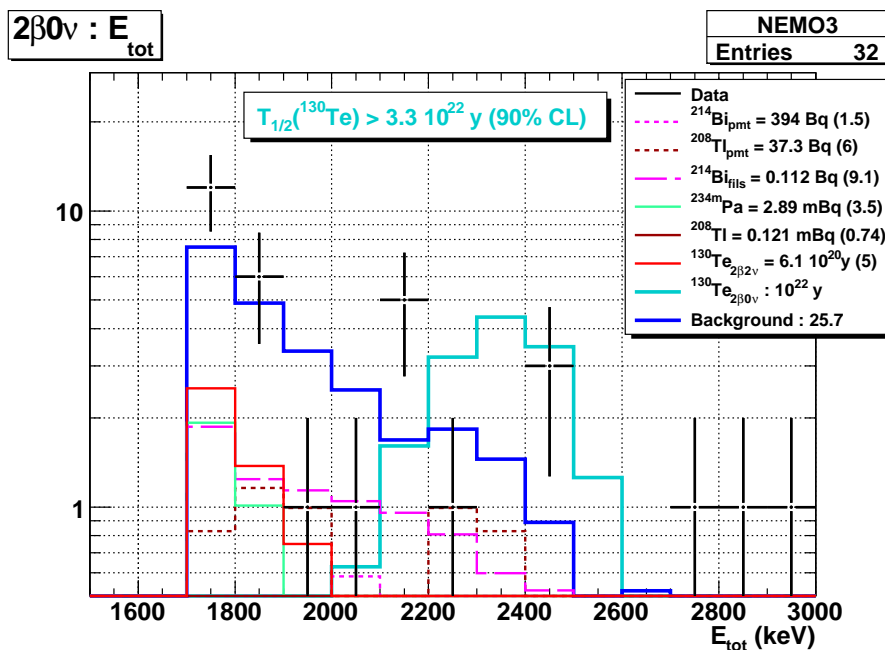


FIG. 4.37 – Distribution de l'énergie totale pour les événements à 2 électrons d'énergie totale supérieure à 1,7 MeV pour la mesure du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te . On représente également pour information, un signal $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te correspondant à une demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} = 10^{22}$ ans.

Considérons à présent des coupures pour diminuer le bruit de fond et ainsi améliorer la sensibilité de la mesure. Comme pour l'analyse du processus $2\beta 2\nu$, on dispose des énergies individuelles des électrons mais aussi de l'angle entre les traces pour distinguer le bruit de fond du signal. En (FIG. 4.38 et 4.39), on représente donc ces différentes variables pour le signal et les différents bruits de fond. Il n'est pas possible de représenter les distributions pour les bruits de fond du verre des photomultiplicateurs puisque le nombre d'événements finalement sélectionné est trop faible à cause de l'efficacité.

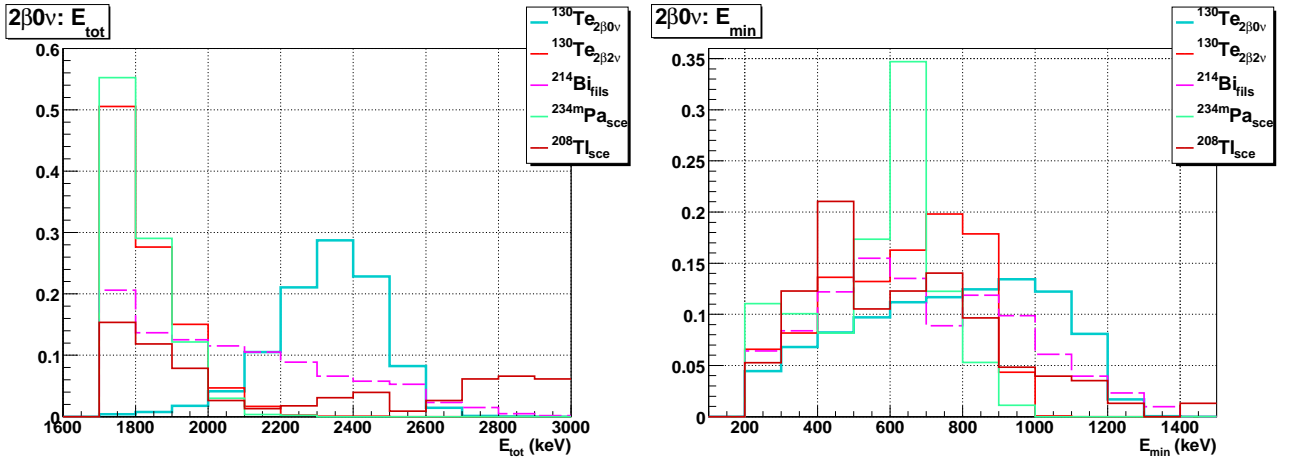


FIG. 4.38 – Distributions normalisées de l'énergie totale et de l'énergie minimale des deux électrons des principaux bruits de fond et du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te .

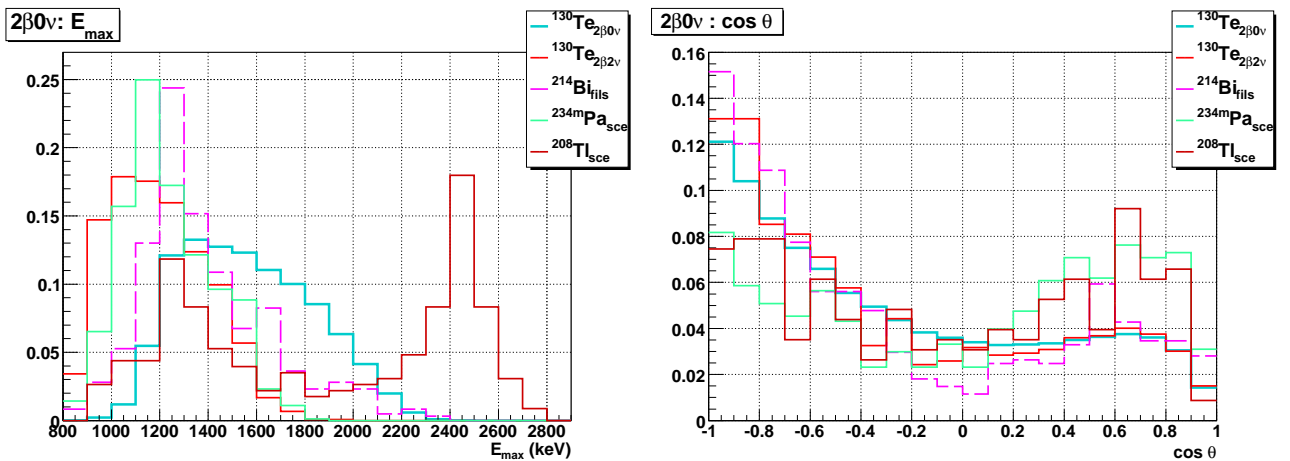


FIG. 4.39 – Distributions normalisées de l'énergie maximale et de l'angle entre les traces des deux électrons des principaux bruits de fond et du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te .

La stratégie est maintenant différente : on ne cherche plus à déterminer une coupure permettant de réduire le bruit de fond mais plutôt améliorant la limite attendue sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$, à partir du bruit de fond attendu. Ainsi, pour chaque coupure, on détermine le nombre d'événements de bruit de fond qu'on s'attend à observer et on obtient le nombre d'événements de signal que l'on peut exclure. D'après les distributions que nous venons de tracer, on constate que les coupures les plus discriminantes concernent l'énergie totale et l'énergie de l'électron de plus haute énergie. Nous allons donc étudier la limite attendue sur le processus $2\beta 0\nu$ en fonction de coupures minimales et maximales sur E_{tot} et E_{max} pour déterminer les meilleures coupures à appliquer (FIG. 4.40 et 4.41). Pour cette étude, on cherche la coupure minimale sur E_{tot} entre 1700 et 2300 keV et la coupure maximale entre 2500 et 2900 keV. En ce qui concerne E_{max} , on cherche sa coupure minimale entre 900 et 1500 keV et la coupure maximale entre 1900 et 2500 keV. On considère en (FIG. 4.40 et 4.41) les coupures individuellement

mais aussi en utilisant les meilleures coupures déterminées au fur et à mesure.

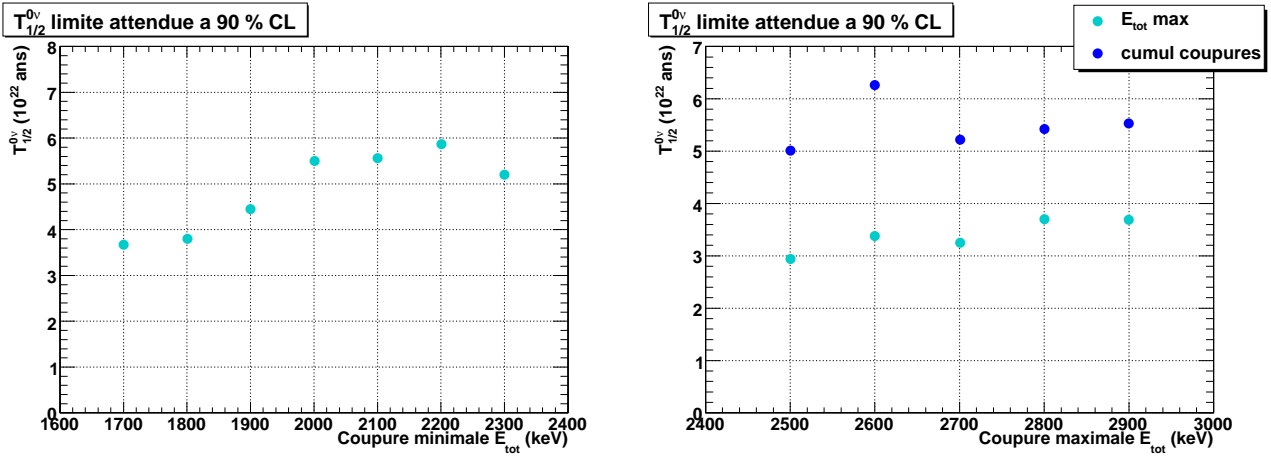


FIG. 4.40 – Limite attendue pour le processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te en fonction des coupures minimale (à gauche) et maximale (à droite) sur l'énergie totale des événements. Pour la coupure maximale on considère cette coupure seule mais aussi cette coupure cumulée à la coupure minimale sur l'énergie totale : $E_{\text{tot}} > 2200 \text{ keV}$.

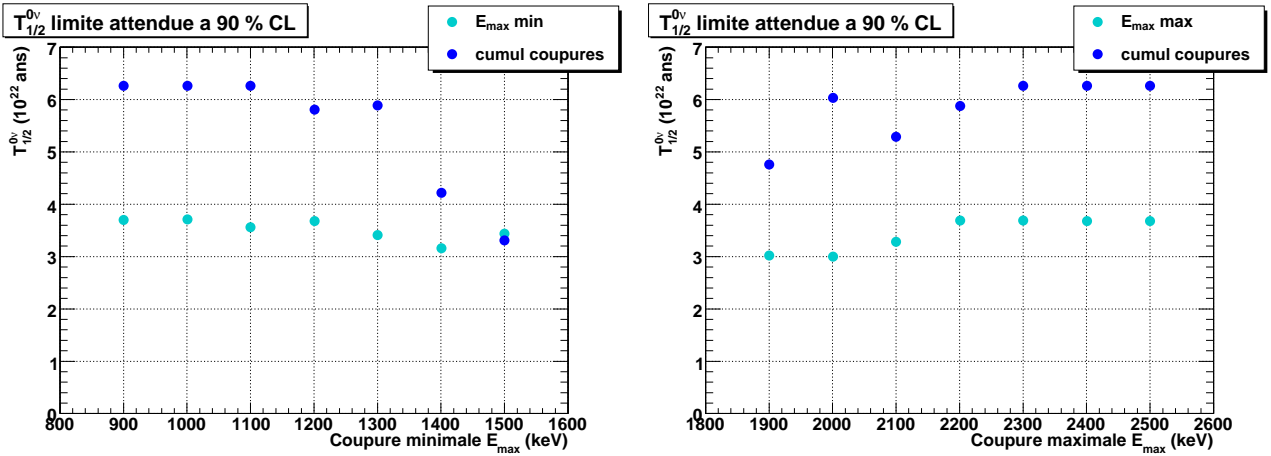


FIG. 4.41 – Limite attendue pour le processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te en fonction de la coupure minimale (à gauche) sur l'énergie de l'électron de plus haute énergie dans un événement avec ou sans les coupures précédentes ($2200 \leq E_{\text{tot}} \leq 2600 \text{ keV}$). Et limite attendue en fonction de la coupure maximale (à gauche) avec ou sans les coupures précédentes ($2200 \leq E_{\text{tot}} \leq 2600 \text{ keV}$).

Ces distributions nous montrent que, par rapport au bruit de fond attendu, il faut utiliser une fenêtre en énergie entre 2200 et 2600 keV pour l'énergie totale afin d'obtenir la meilleure sensibilité pour la mesure du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te alors que les coupures sur l'énergie de l'électron de plus haute énergie n'apporte pas d'améliorations. Après ces coupures on obtient 4 événements à deux électrons dans les données pour 4.66 événements de bruit de fond attendu et l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ est de 9,7 %. On détermine alors la limite attendue sur la demi-vie du processus : $T_{1/2}^{0\nu} > 6,2 \cdot 10^{22}$ ans à 90 % de niveau de confiance. En (FIG. 4.42)

on présente l'énergie totale des événements après ces coupures avec un exemple de signal correspondant à une demi-vie de 10^{22} ans.

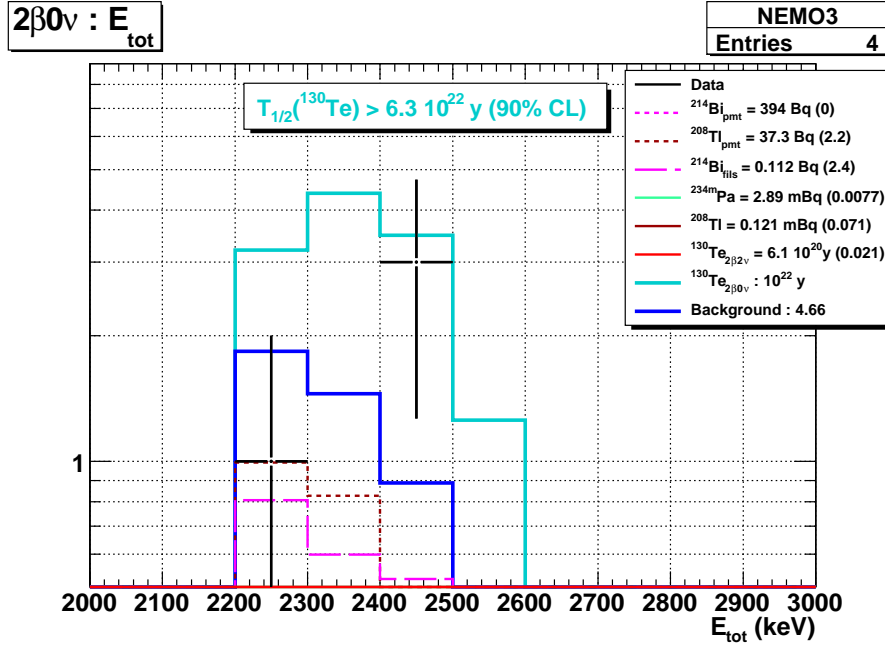


FIG. 4.42 – Distribution de l'énergie totale pour la recherche du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te des événements à 2 électrons d'énergie totale comprise entre 2200 et 2800 keV et dont l'énergie de l'électron de plus grande énergie est comprise entre 1000 et 2200 keV. On représente également pour information, un signal $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te correspondant à une demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} = 10^{22}$ ans.

On prend maintenant en compte le nombre d'événements réellement observés par rapport au bruit de fond attendu à partir des mêmes coupures. On détermine ainsi la limite observée à 90 % de niveau de confiance sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te :

$$\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 6,3 \cdot 10^{22} \text{ ans} \quad (90 \% \text{ C.L.}) \quad (4.13)$$

Cette mesure est, comme nous l'avons signalé, très peu compétitive par rapport à la limite actuelle $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 3,0 \cdot 10^{24}$ ans (90 %C.L.) fixée par CUORICINO [44] qui est de 2 ordres de grandeur supérieure à notre résultat. En effet, la masse de ^{130}Te est de 454 g dans NEMO 3 contre plus de 13 kg pour CUORICINO (SEC. 2.1.2), NEMO 3 étant plus particulièrement dédié à la recherche du processus $2\beta 0\nu$ pour les isotopes ^{100}Mo et ^{82}Se .

La mesure de la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ permet de calculer la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta}$, par la relation :

$$(\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |\mathcal{M}_{0\nu}|^2 |m_{\beta\beta}|^2 \quad (4.14)$$

où $G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase à deux particules calculé dans [9] (TAB. 1.3), et $\mathcal{M}_{0\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour le processus $2\beta 0\nu$ (SEC. 1.3.3).

La limite sur la demi-vie mesurée par CUORICINO permet ainsi d'atteindre une limite supérieure sur la masse effective comprise entre 0,19 et 0,68 eV en fonction des calculs d'éléments de matrice nucléaire [44]. De même, la limite que nous avons mesurée dans cette thèse, permet également de déterminer des limites sur la masse effective. A partir de quelques unes des valeurs utilisées par CUORICINO [44], on obtient les résultats présentés en (TAB. 4.9).

Ce travail $ m_{\beta\beta} $ (eV)	CUORICINO [44] $ m_{\beta\beta} $ (eV)	Type de calcul	Année	Référence
1,3	0,19	-	1992	Staudt et al. [47]
4,7	0,68	pn-RQRPA	1999	Simkovic et al. [50]
4,0	0,58	Modèle en couches	2006	Caurier et al. [53]
3,2	0,46	QRPA	2007	Rodin et al. [55]

TAB. 4.9 – Quelques exemples de limite sur la masse effective du neutrino à partir de la limite obtenue sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te dans NEMO 3, et comparaison avec CUORICINO.

La limite supérieure sur la masse effective du neutrino pour la double désintégration bêta déterminée d'après les données de NEMO 3 par cette analyse est alors :

$$|m_{\beta\beta}| < 1,3 - 4,7 \text{ eV} \quad (4.15)$$

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu montrer à quel point l'utilisation de la technique associant un détecteur de traces et un calorimètre permet de comprendre le bruit de fond pour une expérience de double désintégration bêta. En effet, nous avons pu d'une part déterminer l'ensemble des bruits de fond externes à partir de différents canaux d'analyse, pour lesquels nous avons pu confronter l'ensemble des variables cinématiques aux données par rapport à notre modèle de bruit de fond. D'autre part nous avons pu déterminer l'ensemble des bruits de fond internes dans des canaux où moins de variables sont à notre disposition pour confronter le modèle. Néanmoins les données sont bien reproduites et pratiquement toutes les activités de ces bruits de fond internes ont pu être déterminées, là où les mesures HPGe n'ont donné que des limites. Cette précision dans la mesure du bruit de fond permet de fortement réduire les erreurs systématiques pour la mesure des processus 2β dans NEMO 3.

Grâce à toutes ces mesures de bruit de fond, nous avons pu déterminer la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te . Nous avons expliqué la complexité de cette mesure compte-tenu de la très longue demi-vie de cet isotope. Dans NEMO 3, seulement 454 g de ^{130}Te ont été introduit dans le détecteur et pourtant le résultat de cette analyse donne aujourd'hui la meilleure précision sur la mesure de la demi-vie du processus : $T_{1/2}^{2\nu} = 6,1 \pm 1,2$ (stat) $\pm 0,6$ (syst) 10^{20} ans avec une signification statistique de $5,0 \sigma$. La mesure de cette demi-vie a permis de calculer l'élément de matrice nucléaire $\mathcal{M}_{2\nu} = 0,018 \pm 0,002 m_e c^2$, ce qui devrait permettre d'améliorer les calculs

associés pour $\mathcal{M}_{0\nu}$ et aussi certainement améliorer la précision sur la détermination de la masse effective du neutrino à partir des processus $2\beta 0\nu$.

Cette mesure du processus $2\beta 2\nu$ utilise un peu plus de 2 ans de données, jusque fin 2007, et pourra de ce fait être améliorée. En effet, la prise de données de NEMO 3 doit s'étendre jusqu'en 2010. Avec 5 ans de données et dans les mêmes conditions d'analyse, l'incertitude statistique sera divisée par un facteur 1,6 et la signification statistique de la mesure devrait atteindre 8σ . De plus, il sera envisageable de purifier le signal en réduisant le bruit de fond ultime pour la mesure du processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , provoqué par les désintégrations β du ^{234m}Pa . On peut également étudier la double désintégration bêta du ^{130}Te à partir des feuilles source de tellure naturel présentes dans les secteurs 8 et 19 de NEMO 3 (FIG. 2.11), qui comportent au total 166 g d'isotope 130 compte-tenu de l'abondance naturelle (33,8 %). Ceci permettrait d'augmenter immédiatement la statistique des données pour cet isotope mais nécessite à nouveau une étude complète des bruits de fond pour ces nouvelles feuilles source.

Enfin, nous avons également déterminé une limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 6,3 \cdot 10^{22}$ ans (90 % C.L.). Cette limite est de 2 ordres de grandeur inférieure à la meilleure limite actuelle publiée par CUORICINO, du fait de la faible masse présente dans le détecteur NEMO 3. A titre de comparaison nous avons aussi déterminé des limites sur la masse effective du neutrino : $|m_{\beta\beta}| < 1,3 - 4,7$ eV. Ces résultats pourront être améliorés en utilisant l'ensemble des données que NEMO 3 collectera jusqu'en 2010, mais ne pourront jamais atteindre ceux de CUORICINO pour l'isotope ^{130}Te . En effet, avec 5 ans de données et dans les mêmes conditions d'analyse, on devrait être en mesure de pousser la limite à $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 9,0 \cdot 10^{22}$ ans (90 % C.L.) ce qui correspond à une masse effective du neutrino pour la double désintégration bêta de $|m_{\beta\beta}| < 1,1 - 3,9$ eV.

Deuxième partie

R&D du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo

Chapitre 5

Le projet SuperNEMO

All we have to decide is what to do with the time that is given to us.

J. R. R. Tolkien, “The Fellowship of the Ring”

Ce chapitre est consacré à la présentation du projet SuperNEMO, à ses objectifs et aux différentes activités de R&D associées. Dans une seconde partie, le projet SuperNEMO est comparé à quelques unes des très nombreuses propositions d’expériences pour l’étude des processus de double désintégration bêta.

Nous avons déjà précisé (SEC. 2.1) que la sensibilité en demi-vie que peut atteindre une expérience de 2β , en cas de non observation d’un signal et en supposant un bruit de fond gaussien, est donnée par :

$$\mathcal{T}_{1/2} > \frac{\ln 2 \mathcal{N}_A \epsilon}{k_{C.L.} A} \sqrt{\frac{m t}{N_{bdf} r}} \quad (5.1)$$

où \mathcal{N}_A est le nombre d’Avogadro, ϵ l’efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$, m la masse d’émetteur 2β en g, t la durée de mesure en années, $k_{C.L.} = 1,64$ à 90 % C. L., A la masse atomique de l’isotope, N_{bdf} le nombre d’événements de bruit de fond par keV, par kg et par an et r la résolution FWHM à l’énergie considérée. A partir de cette formule, il est possible de considérer les paramètres à optimiser pour améliorer les projets par rapport aux expériences actuelles. Naturellement, il faut en premier lieu augmenter la masse d’isotope : les projets à venir visent des masses d’au moins 100 kg d’isotope 2β . L’efficacité de détection de la $2\beta 0\nu$ doit aussi être augmentée, mais ceci concerne principalement les expériences tracko-calorimétriques, puisque nous avons vu que les expériences à source active ont déjà des efficacités proches de 100 %. Il faut aussi améliorer la résolution en énergie pour réduire l’influence du processus $2\beta 2\nu$ dans la région de la $2\beta 0\nu$, mais là encore les expériences semi-conducteur ou bolomètres ont déjà d’excellentes résolutions. Enfin, il faut réduire le bruit de fond dans la région de la $2\beta 0\nu$, c’est-à-dire augmenter la radiopureté de l’ensemble des matériaux constituant le détecteur, et surtout réduire les contaminations internes des sources.

5.1 SuperNEMO

5.1.1 Description générale

Le but d'un détecteur de type SuperNEMO est l'étude des processus $2\beta0\nu$ d'au moins 100 kg d'un isotope choisi, sous forme de feuilles source 2β , radiopures et les plus fines possibles ($\sim 40 \text{ mg/cm}^2$).

SuperNEMO reprend le principe de détection de NEMO 3, c'est-à-dire l'utilisation d'une source passive d'isotope 2β sous forme de feuille mince, entourée d'un détecteur de traces avec champ magnétique et d'un calorimètre, le tout fermé par un ensemble de blindages. Connaissant les critères limitants pour NEMO 3, une comparaison entre NEMO 3 et SuperNEMO est présentée en (TAB. 5.1), afin de montrer les paramètres que la collaboration doit améliorer, dans le cadre d'une R&D, pour gagner presque deux ordres de grandeur en sensibilité sur la période du processus $2\beta0\nu$: il s'agit évidemment en premier lieu d'augmenter la masse d'isotope 2β étudiée, mais il faut aussi améliorer la résolution en énergie FWHM ainsi que l'efficacité de détection des événements $2\beta0\nu$; enfin, les contaminations internes des feuilles source doivent être réduites, par une méthode de purification.

Afin de rendre la future construction plus aisée, le détecteur SuperNEMO est pensé de façon modulaire, avec une vingtaine de modules indépendants construits à l'identique, contenant chacun environ 5 kg de feuilles source. Dans un premier temps, la collaboration a prévu d'étudier l'isotope ^{82}Se , du fait notamment de sa période $2\beta2\nu$ élevée, qui minimise le nombre d'événements dus au processus permis dans la fenêtre en énergie étudiée pour mesurer le processus $2\beta0\nu$. Dans le cadre du réseau européen ILIAS, la production de poudre de sélénium enrichie en ^{82}Se a déjà commencé, de même que différentes études de purification, par distillation ou par techniques chimiques. D'autre part, un projet de production d'une grande quantité de ^{150}Nd est à l'étude. Une première étape doit permettre de démontrer la faisabilité de cette production sur une faible quantité d'isotope. En cas de succès, une production de masse pourrait être envisagée, dans le cadre d'une collaboration internationale incluant plusieurs expériences 2β . L'un des intérêts d'avoir un détecteur SuperNEMO modulaire, est que le remplacement des sources est envisageable : si des feuilles source de ^{150}Nd sont disponibles après le démarrage de SuperNEMO, et si les simulations confirment que l'utilisation de cet isotope est préférable, alors ces feuilles pourront être intégrées dans les différents modules en remplacement du sélénium. Cet argument est valable aussi pour remplacer le sélénium par du ^{130}Te ou encore du ^{76}Ge , dans le cas d'une découverte par une des expériences présentées en (SEC. 5.2), même si la valeur plus faible du $Q_{\beta\beta}$ pour ces deux noyaux rendra la mesure un peu plus difficile qu'avec du ^{82}Se , ou mieux du ^{150}Nd . La R&D a été approuvée pour trois ans, de 2006 à mi-2009. Si cette phase est un succès et que la construction du détecteur est approuvée, alors les quatre premiers modules de SuperNEMO pourraient être installés dans le Hall A du LSC (Laboratoire Souterrain de Canfranc) d'ici fin 2010. Les modules suivants pourront prendre place dans une des deux cavités prévues dans le cadre de l'extension du LSM.

La collaboration SuperNEMO a choisi d'étudier la faisabilité du projet avec du ^{82}Se pour

NEMO 3		SuperNEMO
^{100}Mo	Isotope	^{82}Se ou ^{150}Nd
7 kg	Masse de source	100 kg
15 % @ 1 MeV 8 % @ 3 MeV	Résolution en énergie (FWHM)	7 % @ 1 MeV 4 % @ 3 MeV
$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 20 \mu\text{Bq/kg}$ $\mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 300 \mu\text{Bq/kg}$	Contamination interne	$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg}$ $^{82}\text{Se} : \mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg}$
2 evts/7 kg/an	Bruit de fond $2\beta 2\nu$	1 evt/100 kg/an
$\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2 \cdot 10^{24}$ ans	Sensibilité en 5 ans	$\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ ans
$ m_{\beta\beta} < 0,3 - 1,3$ eV		$ m_{\beta\beta} < 60 - 160$ meV

TAB. 5.1 – Comparaison entre l’expérience NEMO 3 et le projet SuperNEMO. La sensibilité sur la période et la masse effective est donnée ici pour le ^{100}Mo pour NEMO 3 et pour le ^{82}Se dans le cas de SuperNEMO.

plusieurs raisons. La première est la possibilité de produire de grandes quantités d’isotope enrichi à un coût raisonnable, et sans contraintes de délai pour la réalisation de l’expérience. La seconde, comme il a déjà été mentionné précédemment, concerne le bruit de fond irréductible dû au processus permis : la demi-vie élevée du processus $2\beta 2\nu$ $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 9,6 \cdot 10^{19}$ ans [63] permet de réduire l’influence du processus $2\beta 2\nu$ dans la région en énergie de la $2\beta 0\nu$ par rapport à l’isotope ^{100}Mo ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 7,11 \cdot 10^{18}$ ans), majoritairement présent dans NEMO 3. Enfin, la valeur $Q_{\beta\beta}$ à 2,995 MeV pour le ^{82}Se , plus élevée que l’énergie du γ de 2,615 MeV du ^{208}Tl , satisfait au critère usuel des expériences à la NEMO. Le second isotope considéré, le ^{150}Nd , est encore plus intéressant de ce point de vue puisqu’il a un $Q_{\beta\beta}$ encore plus élevé (3,368 MeV), ce qui le place quasiment au-delà des bruits de fond de toute la radioactivité naturelle, y compris celui dû au ^{214}Bi (avec un Q_{β} de 3,272 MeV). C’est pour cette dernière raison que le ^{150}Nd est considéré comme un candidat extrêmement favorable, bien qu’il ne soit pas possible de l’enrichir par la méthode traditionnelle de centrifugation, et bien que la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ pour cet isotope ($\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 9,2 \cdot 10^{18}$ ans d’après la mesure de NEMO 3) soit en fait plus proche de celle du ^{100}Mo que de celle du ^{82}Se .

Pour le projet SuperNEMO, la géométrie cylindrique de NEMO 3 est abandonnée au profit d’un détecteur planaire et modulaire. Une configuration possible consiste en un module de forme parallélépipédique, de dimensions $5,9 \times 2,05 \times 3,9$ m³, contenant de l’ordre de 4,6 kg de feuille source enrichie en isotope 2β , de densité 40 mg/cm², pour une surface de $4,8 \times 2,6$ m². Une vue d’ensemble d’un tel module de SuperNEMO est présentée en (FIG. 5.1). Un module de SuperNEMO est donc comparable à un demi détecteur NEMO 3. Dans cette configuration, 22 modules seraient nécessaires, chacun comportant environ 2200 cellules de dérive pour former le détecteur de traces autour de la feuille source, et 634 photomultiplicateurs 8” pour le calorimètre. Afin de faciliter les éventuels démontages, et surtout l’assemblage final en laboratoire souterrain tout en minimisant le nombre de joints pour l’étanchéité du détecteur, chaque module pourrait être constitué de cinq sous-modules : un sous-module source, comportant la feuille source dans sa structure porteuse et un système pour l’étalonnage absolu en énergie ;

deux sous-modules détecteurs de traces indépendants, de part et d'autre de la source, avec sur chacune des quatre faces externes de leur structure porteuse, des ensembles scintillateurs et photomultiplicateurs pour l'identification des γ ; et fermant les sous-modules détecteurs de traces, deux structures porteuses formant les murs de calorimètre. Enfin, il est prévu d'utiliser un champ magnétique, et d'entourer les modules d'un blindage de fer et d'eau, comme dans NEMO 3. Les dimensions de ces blindages restent à déterminer et dépendront du laboratoire où les modules seront installés.

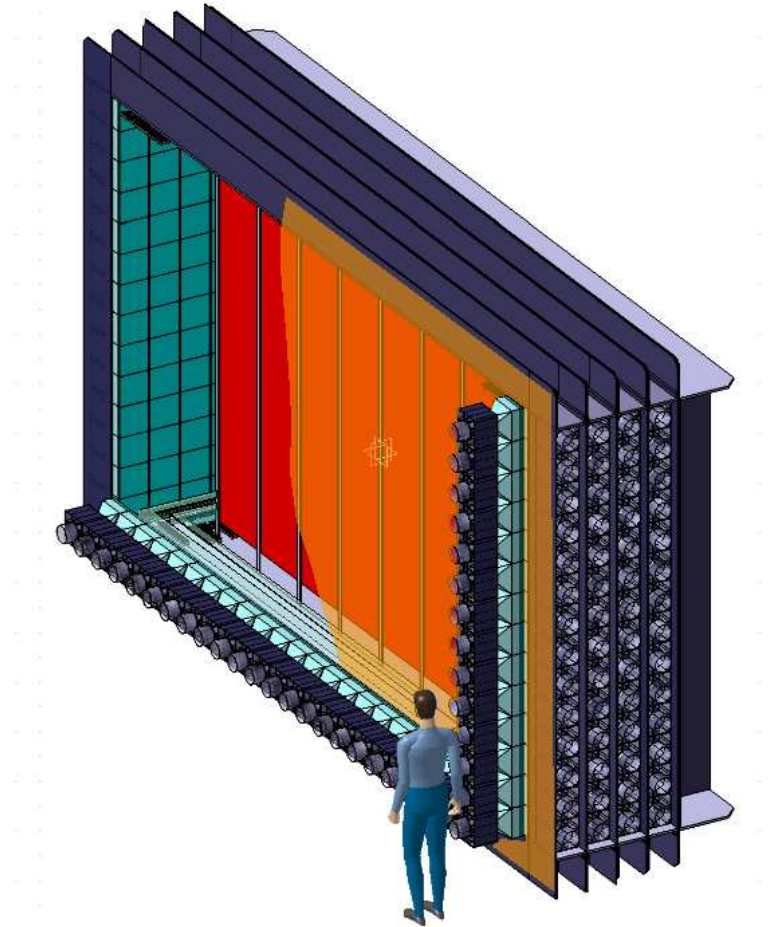


FIG. 5.1 – *Vue d'ensemble d'un module de SuperNEMO. Les feuilles source sont en rouge, les scintillateurs en bleu clair et les photomultiplicateurs sont incorporés dans des éléments de la structure porteuse avec leur blindage magnétique en gris. L'ensemble est constitué de cinq structures porteuses assemblées : une pour la source, deux pour le détecteur de traces, et deux pour les murs de calorimètre.*

La collaboration est en phase de R&D depuis 2006, afin d'étudier la faisabilité de SuperNEMO, avec les contraintes imposées pour améliorer la sensibilité du détecteur. Ces études ont été divisées en de nombreuses activités, dont je ne vais présenter ici que les principales, concernant la résolution en énergie du calorimètre, la réduction du radon à l'intérieur du détecteur de traces, et la réalisation de feuilles source d'isotope 2β enrichi et purifié, avant de m'intéresser au détecteur BiPo, qui a fait l'objet de la seconde partie de mon travail et qui sera présenté en

détails dans les deux derniers chapitres.

5.1.2 Calorimètre

Pour limiter les phénomènes d'empilement de photons avec les électrons mesurés, il a été décidé de compartimenter les blocs scintillateurs, comme cela est fait dans NEMO 3. Dans la configuration présentée précédemment, les dimensions des faces d'entrée des blocs scintillateurs sont $24,5 \times 24,5 \text{ cm}^2$. Afin de réduire le bruit de fond du processus $2\beta 2\nu$ dans la région en énergie $2\beta 0\nu$, il est nécessaire d'améliorer la résolution en énergie du calorimètre de SuperNEMO. L'objectif est d'atteindre 7 % de résolution FWHM pour des électrons de 1 MeV. La résolution en énergie dépend principalement des fluctuations statistiques du nombre de photons de scintillation produits dans le scintillateur et du nombre de photoélectrons émis par la photocathode du photomultiplicateur. Il faut donc jouer sur ces deux aspects pour améliorer la résolution en énergie. La résolution en temps est aussi un paramètre important du calorimètre, afin de garantir la possibilité de distinguer entre événements internes et événements externes, comme dans NEMO 3.

5.1.2.1 Scintillateur

Dans le cadre de la R&D SuperNEMO, plusieurs solutions sont actuellement étudiées : scintillateur liquide, barres de scintillateurs, ou encore scintillateur plastique semblable à ceux de NEMO 3. Dans les trois cas, le photodétecteur sera un photomultiplicateur (SEC. 5.1.2.2).

Dans NEMO 3, il était nécessaire de placer un guide de lumière pour adapter la géométrie des photomultiplicateurs de photocathode sphérique aux blocs de scintillateurs plastiques. Cette situation provoque des pertes de lumière à chaque interface. Pour SuperNEMO, il est prévu que le photomultiplicateur soit en contact direct avec le scintillateur plastique ou le liquide scintillant, dont les formes seront adaptées, afin de diminuer ces pertes et d'optimiser la collection de lumière vers le photomultiplicateur. Compte tenu du nombre de blocs scintillateurs et photomultiplicateurs nécessaires pour l'ensemble des modules, il est prévu d'intégrer ces éléments à une structure porteuse très légère fabriquée en série (FIG. 5.2). Cette structure étant la même pour tous les éléments, le calorimètre de chaque module pourrait être assemblé comme deux murs de scintillateurs et photomultiplicateurs, à partir de ces éléments, de chaque côté de la feuille source. Le blindage magnétique de chaque photomultiplicateur devrait également être intégré à cette structure. Dans le cas d'une structure avec barres de plastiques scintillants, la configuration est différente, mais cette solution est actuellement limitée par la résolution en temps du système à cause du parcours des photons de scintillation jusqu'aux extrémités des barres.

La collaboration s'est intéressée au scintillateur liquide car il produit environ trois fois plus de lumière ($\sim 3 \cdot 10^4$ photons/MeV) qu'un scintillateur plastique pour des électrons de même énergie ($\sim 10^4$ photons/MeV), et ce pour un coût moins élevé. De plus, la radiopureté du liquide scintillant est aussi bonne que celle des scintillateurs plastiques et l'homogénéité bien meilleure. Enfin, les nombreuses études menées par les expériences en laboratoire souterrain utilisant du

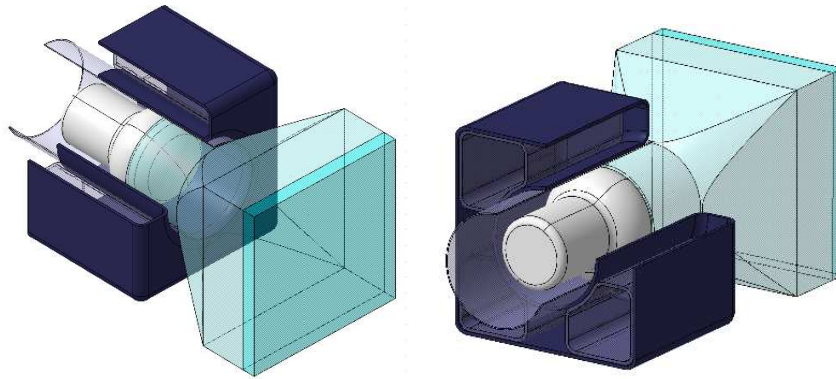


FIG. 5.2 – Vues d'un élément du calorimètre de SuperNEMO dans le cas du scintillateur liquide avec un photomultiplicateur et la structure porteuse.

liquide scintillant font qu'il est à présent possible d'en trouver, comme le LAB¹ par exemple, satisfaisant aux conditions de sécurité imposées par son utilisation. Le LAB peut être ensuite mélangé à du POPOP et du PPO, comme pour la réalisation des scintillateurs plastiques de NEMO 3, et des essais sont réalisés avec différentes concentrations afin de trouver la meilleure composition.

Par contre, la réponse lumineuse du scintillateur liquide est très sensible aux impuretés et particulièrement à l'oxygène dissous dans le liquide. Des solutions existent néanmoins pour traiter ce problème et sont en cours d'étude : il s'agit en premier lieu de filtrer le liquide scintillant, puis de le faire buller avec de l'azote pour en extraire l'oxygène. En phase de R&D, la cuve contenant le scintillateur liquide est réalisée en Téflon pour une bonne diffusion de la lumière. Le problème majeur de l'utilisation de scintillateur liquide est finalement la face d'entrée des cuves contenant le liquide scintillant. Il faut choisir un matériau radiopur, extrêmement fin pour rendre négligeables les pertes en énergie des électrons lors de la traversée, et enfin qui supporte le contact corrosif du liquide scintillant. Une fenêtre en kapton de $25 \mu\text{m}$ recouverte de 200 nm d'aluminium pour optimiser la collection de lumière vers le photomultiplicateur, semble remplir toutes ces conditions. Une autre possibilité est d'utiliser une fenêtre d'entrée active c'est-à-dire en matériau scintillant, qui permet d'avoir une épaisseur de matériau plus importante, ce qui diminue les risques de fuites du liquide : des essais réalisés avec une fenêtre constituée de film PVC d'épaisseur $10 \mu\text{m}$, en contact avec le liquide scintillant, suivi de plastique scintillant de type PV 220, d'épaisseur $250 \mu\text{m}$, et recouvert de mylar aluminisé d'épaisseur $6 \mu\text{m}$, n'ont montré aucune dégradation de la résolution en énergie, ce qui est très prometteur. Les essais continuent avec d'autres types de plastiques scintillants compatibles avec le scintillateur liquide.

Les essais menés au CENBG avec du scintillateur liquide placé dans une cuve cylindrique de diamètre 3" et d'épaisseur 5 cm, associée à un photomultiplicateur d'excellente efficacité quantique développé par Photonis, ont donné des résultats très prometteurs : la résolution en énergie FWHM d'un tel système vaut $7,5 \pm 0,2 \%$ à 1 MeV, ce qui est très proche de l'objectif à

¹Linear Alkyl Benzene

atteindre pour la réalisation du calorimètre de SuperNEMO. Néanmoins, cette épaisseur n'est pas suffisante pour l'identification des photons, et une surface de détection de 3" augmenterait beaucoup trop le nombre de voies du calorimètre. Aussi, d'autres essais ont été réalisés, avec une cuve de diamètre 5" et d'épaisseur 20 cm, couplée à un photomultiplicateur 8" Photonis. Mais un tel système n'a pour l'instant pas permis d'obtenir une résolution FWHM à 1 MeV meilleure que $10,8 \pm 0,2$ %. Pourtant, la solution à partir de liquide scintillant devrait permettre de produire plus de lumière à partir de l'interaction des particules dans le scintillateur, et également assurer une meilleure collection de la lumière de scintillation vers le photomultiplicateur. Une amélioration sensible devrait être obtenue par une meilleure filtration et en réalisant un bullage du liquide scintillant à l'azote.

En parallèle, des essais sont menés par nos collaborateurs anglais pour utiliser des barres de scintillateur plastique de faible épaisseur, lues aux deux extrémités par des photomultiplicateurs. Cette solution a l'avantage de réduire le coût du calorimètre et d'améliorer sa compacité. Néanmoins, elle ne permet pas l'étude des événements avec γ , mais seulement leur rejet. De plus la résolution en temps d'un tel système n'est à ce jour pas suffisante pour la discrimination entre événement électron traversant et événement à deux électrons en provenance de la feuille source.

Enfin, le JINR Dubna a fourni récemment au CENBG du scintillateur plastique à base de polystyrène, comme ceux utilisés pour les murs de NEMO 3, mais avec une concentration en POPOP et PPO légèrement différente. Des essais sont menés avec une géométrie de bloc adaptée directement à la photocathode hémisphérique du meilleur photomultiplicateur 8" fourni par Photonis, avec une épaisseur minimale du scintillateur plastique de 10 cm, au centre de la photocathode. Différents essais d'enrobage de ce scintillateur ont été réalisés, de même que pour le contact optique entre le scintillateur et le photomultiplicateur. Ces études sont très prometteuses, puisque la meilleure résolution en énergie FWHM obtenue avec un bloc de grandes dimensions comme celui-ci, vaut $7,5 \pm 0,2$ % à 1 MeV. Une nouvelle production de plastique scintillant a été réalisée récemment par le JINR pour vérifier la stabilité de ce résultat.

5.1.2.2 Photomultiplicateur

Le second moyen pour améliorer la résolution en énergie est d'optimiser le photodétecteur lui-même.

Des essais ont été menés par nos collaborateurs tchèques pour vérifier la possibilité d'utiliser des photodiodes en silicium pour la lecture du scintillateur, à la place des photomultiplicateurs. Le résultat de ces études est que pour la grande surface de lecture nécessaire à SuperNEMO, la résolution en énergie obtenue avec l'utilisation de ces photodiodes n'est pas suffisante, du fait de la dégradation de la collection de lumière et de l'augmentation du bruit, même en utilisant des photodiodes de petites dimensions.

La collaboration a donc décidé de concentrer son effort sur la R&D photomultiplicateurs. Nos collaborateurs anglais testent des photomultiplicateurs fournis par les sociétés Hamamatsu

et ETL, sans développements spécifiques à la demande de SuperNEMO. En France, nos collaborateurs du CENBG ont quant à eux développé un GIS² avec la société Photonis, afin de mener des études de R&D conjointes pour développer des photomultiplicateurs optimisés pour SuperNEMO. Au total, près de 50 types de photomultiplicateurs à photocathode plate ou hémisphérique, et de différentes dimensions entre 3" et 11", ont été testés ces deux dernières années par la collaboration.

Sur tous les photons qui ont été collectés vers le photomultiplicateur, seule une partie est convertie en photoélectrons dans la photocathode. Cette conversion est quantifiée par l'efficacité quantique du photomultiplicateur. Dans NEMO 3, l'efficacité quantique des photomultiplicateurs est d'environ 24 %, et un des buts de la R&D est donc d'améliorer ce paramètre. Photonis est d'ores et déjà en mesure de fournir des photomultiplicateurs 3" et 5" avec une efficacité quantique supérieure à 40 % à 420 nm. En ce qui concerne les photomultiplicateurs 8" la meilleure efficacité quantique est, pour l'instant, fournie par Photonis avec une efficacité quantique de 35 %. Les essais menés dans le cadre du GIS sur les ponts diviseurs de tension associés à ces photomultiplicateurs ont également permis de montrer un gain de 0,5 % sur la résolution obtenue par l'utilisation du pont le plus adapté. Comme pour les scintillateurs, on constate que la résolution en énergie du photomultiplicateur dépend de multiples paramètres à optimiser. Enfin, la linéarité du photomultiplicateur est un point extrêmement important, à l'étude actuellement.

Une contrainte fondamentale vient s'ajouter à la réalisation des photomultiplicateurs de SuperNEMO : il s'agit de la radiopureté des composants qui les constituent. Nous avons vu que le bruit de fond externe de NEMO 3 est produit majoritairement par les impuretés présentes dans le verre des photomultiplicateurs. Comme dans NEMO 3, les photomultiplicateurs de SuperNEMO seront à l'intérieur du blindage et doivent donc être de très basse activité. Il est donc nécessaire d'améliorer encore la radiopureté du verre. Dans le cadre du GIS avec Photonis, la société PrimeVerre semble être capable de produire un nouveau verre, spécialement étudié pour SuperNEMO, proche de la radiopureté requise pour les photomultiplicateurs. Il reste à en étudier les propriétés mécaniques, optiques et la faisabilité à grande échelle. Le premier prototype de photomultiplicateur 8" Photonis réalisé à partir de ce verre basse radioactivité sera fourni à l'automne 2008.

5.1.2.3 Bilan

Toutes les évolutions concernant le calorimètre ont été développées et testées depuis deux ans, dans le cadre de la phase de R&D de SuperNEMO. L'objectif de 7 % de résolution FWHM à 1 MeV est presque atteint, avec des scintillateurs plastiques d'épaisseur 10 cm et des photomultiplicateurs Photonis 8", mais il faut maintenant s'assurer de la stabilité dans le temps de ces résultats et de la reproductibilité à l'ensemble des blocs et des photomultiplicateurs. Un démonstrateur de mur du calorimètre de 3×3 blocs doit être réalisé pour des études plus complètes, notamment sur le scintillateur liquide.

²Groupement d'Intérêt Scientifique

5.1.3 Détecteur de traces

Le bon fonctionnement du détecteur de traces de NEMO 3 montre que l'expérience acquise dans ce domaine est considérable. Le détecteur de traces de SuperNEMO utilisera donc la même technique, à partir de cellules de dérive verticales fonctionnant en régime Geiger dans un mélange composé d'hélium, d'alcool, d'argon et d'eau. Il est cependant nécessaire d'adapter ce détecteur à la nouvelle géométrie, d'améliorer la protection contre le radon, et d'optimiser la construction des 50000 cellules à produire. Une disposition possible des cellules autour de la feuille source dans un module est présentée en (FIG. 5.3). Une phase de R&D est en cours pour optimiser la dimension du fil, le nombre de couches de cellules et leur espacement, la taille des cellules, et adapter leur longueur dans le cas où il serait possible d'installer en laboratoire souterrain des modules de SuperNEMO plus hauts, car dans ce cas les cellules de dérive seraient nécessairement plus longues. Le but est d'obtenir la même efficacité de collection du plasma Geiger aux deux extrémités de la cellule, sans diaphonie électrostatique, tout en conservant une efficacité de reconstruction comparable à celle de NEMO 3, avec des cellules de 4 m de haut, de diamètre 44 mm et des fils de diamètre $40 \mu\text{m}$, au lieu de cellules de 2,7 m de haut, de diamètre 30 mm et des fils de diamètre $50 \mu\text{m}$. Un prototype de 90 cellules est en cours de réalisation dans cette configuration par nos collaborateurs anglais. Les anneaux cathodiques ont aussi été optimisés afin de permettre une réalisation en série des cellules, par un robot construit tout spécialement au MSSL (Londres).

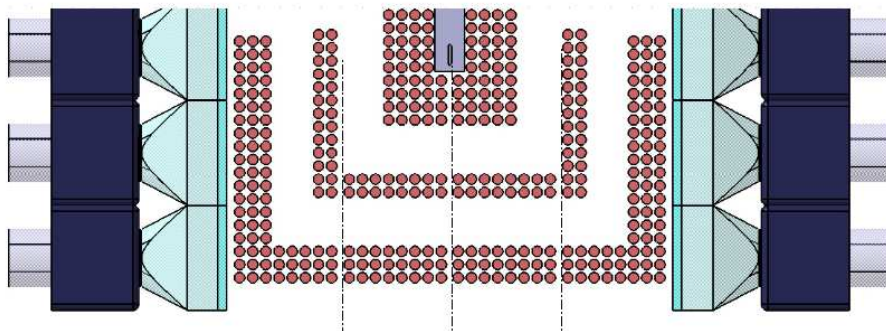


FIG. 5.3 – Vue d'une répartition possible des cellules de dérive du détecteur de traces autour des feuilles source dans un module de SuperNEMO.

L'analyse des données de NEMO 3 a montré que le bruit de fond principal pour le processus $2\beta 0\nu$, avec les événements à haute énergie du processus $2\beta 2\nu$, est le dépôt de radon sur les fils : son descendant, le ^{214}Bi , est capable de produire des événements à deux électrons avec une énergie totale autour de 3 MeV. Nous avons expliqué que la présence de forts champs électriques piège les descendants du radon, qui sont principalement chargés positivement après les désintégrations α successives (SEC. 4.2.2.1). Ce problème est également à l'étude : d'une part on cherche à déterminer l'origine des émanations de radon à l'intérieur du détecteur NEMO 3 afin de les réduire pour SuperNEMO ; d'autre part on cherche à adapter la disposition des cellules pour minimiser ce bruit de fond, et ce dernier point pourra aussi être vérifié avec l'étude du prototype 90 cellules. Dans NEMO 3, il n'est pas possible de distinguer les contaminations en ^{214}Bi internes à la feuille source, à la surface de la source, ou encore déposées sur les fils. Ceci

est dû principalement au fait que le premier plan de cellules est très proche des feuilles source. Pour SuperNEMO, une possibilité serait d'éloigner le premier plan de fils de la source, afin de faire apparaître une distinction entre les différentes contaminations. Le prix à payer est, bien sûr, une moins bonne résolution sur la détermination des vertex dans la source. On peut également envisager de placer un champ électrique entre la source et le premier plan de cellules pour forcer les ions issus du radon à migrer vers ces fils.

5.1.4 Feuilles source et radiopureté

Des études de R&D sont donc en cours pour optimiser la résolution en énergie du calorimètre et améliorer le détecteur de traces avec l'objectif de piéger les descendants du radon loin de la source. Si ces études aboutissent, le bruit de fond du ^{214}Bi dans SuperNEMO sera uniquement réduit à la contamination interne à la source, et la radiopureté des feuilles source deviendra alors le point crucial pour la faisabilité de SuperNEMO. L'objectif de la R&D pour SuperNEMO est d'optimiser la réalisation des feuilles source afin que le bruit de fond produit par leurs contaminations internes soit au maximum égal au bruit de fond du processus $2\beta 2\nu$. D'après les simulations de sensibilités et de bruit de fond (SEC. 5.1.5), les contraintes sur la radiopureté des feuilles source deviennent :

$$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg} \quad (5.2)$$

Ces contraintes sur la radiopureté en ^{208}Tl s'appliquent aussi bien au ^{82}Se qu'au ^{150}Nd , par contre ce dernier n'a pas les mêmes contraintes en ^{214}Bi , dans la mesure où sa valeur de $Q_{\beta\beta}$ est plus élevée.

5.1.4.1 Enrichissement et purification

Le processus de fabrication des sources commence par l'enrichissement isotopique. Aujourd'hui l'enrichissement du ^{82}Se est bien maîtrisé par centrifugation. Dans le cadre du réseau européen ILIAS, la collaboration SuperNEMO dispose déjà de deux échantillons de 1 kg chacun enrichis à 96,8 % en isotope 82, fournis par l'Institut Kurchatov et l'ITEP (Russie), mais aussi de 1,5 kg de sélénium enrichi entre 96,1 et 97,2 % en isotope 82 fourni par Tomsk Chemgas (Russie). Les deux premiers échantillons présentent une contamination non naturelle en ^{106}Ru , due au processus de fabrication, tandis que le troisième (Tomsk) présente des limites en activités inférieures aux sensibilités des détecteurs HPGe du LSM où il a été mesuré, pour les chaînes du ^{238}U et du ^{232}Th . Un des deux premiers échantillons (Kurchatov-ITEP) a été envoyé à l'INL (USA) pour purification radiochimique, ce qui a permis l'élimination du ^{106}Ru , et la mesure après purification est finalement elle aussi en dessous des sensibilités des HPGe pour les chaînes du ^{238}U et du ^{232}Th . Enfin, des essais de purification physique par différentes méthodes de distillation ont été réalisés sur du sélénium naturel dans deux laboratoires différents en Russie. Le sélénium purifié par l'institut Kurchatov de Moscou a été mesuré, et là encore, la mesure est en dessous des sensibilités des HPGe pour les chaînes du ^{238}U et du ^{232}Th . Le laboratoire IChHPS de Nishny Novgorod a quant à lui produit du sélénium purifié par deux techniques de distillation différentes, qui va bientôt être mesuré, mais on s'attend à être aussi

en dessous des limites de sensibilité des détecteurs HPGe.

On peut d'ores et déjà conclure ici que les détecteurs HPGe 400 cm³, dont nous disposons pour nos mesures des poudres de sélénium ou des feuilles source au LSM, ont des sensibilités qui ne permettent pas de vérifier, en un temps de mesure raisonnable de l'ordre d'un mois, les spécifications imposées pour SuperNEMO sur la radiopureté en ²⁰⁸Tl et en ²¹⁴Bi. La collaboration a donc décidé de développer un détecteur BiPo dédié à ces mesures, qui sera présenté au chapitre suivant.

5.1.4.2 Réalisation des feuilles source

La fabrication des feuilles source de SuperNEMO requiert également différentes études. Tout d'abord du point de vue mécanique, puisqu'il faudra former des bandelettes de source de largeur de l'ordre de 20 cm (contre 6,5 cm dans NEMO 3), à assembler pour réaliser les feuilles de chaque module, qui auront entre 2,6 et 4 m de hauteur suivant le laboratoire d'accueil. Enfin, il faudra un bon contrôle de l'épaisseur de ces bandelettes afin d'obtenir une densité uniforme de 40 mg/cm² pour la feuille source. Une solution envisagée actuellement est de produire des portions de bandelette par moulage à partir de la fusion des poudres de ⁸²Se. Ces portions seraient ensuite assemblées en une bande complète en les fixant entre 2 films de polyéthylène de 6 μm d'épaisseur. Le problème majeur est cependant de fabriquer les feuilles en ne détériorant pas la radiopureté obtenue après enrichissement et purification des poudres d'isotope 2β. Il ne faut incorporer aucun autre ingrédient à la poudre et ne la mettre en contact qu'avec des matériaux extrêmement radiopurs. Pour l'instant les tests sont réalisés à partir de poudres de sélénium non enrichi en isotope 82 et une fois la méthode mise au point, les premiers éléments de sources de SuperNEMO seront réalisés avec le ⁸²Se.

5.1.5 Sensibilité attendue pour SuperNEMO

Nous venons de voir à travers les multiples aspects de la R&D de SuperNEMO qu'il existe de nombreux paramètres à optimiser pour la faisabilité de l'expérience. L'objectif du projet SuperNEMO est d'atteindre une sensibilité de $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} \geq 1 \cdot 10^{26}$ ans sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ en 5 ans de prise de données avec 100 kg d'isotope 2β. La sensibilité de SuperNEMO dépend donc de chacun des paramètres qui sont étudiés en phase de R&D. En parallèle de celle-ci, il a donc fallu développer des outils complets de simulation afin de préciser les performances de SuperNEMO en fonction des possibilités techniques à l'issue de la phase de R&D.

Après les premières simulations, les contraintes de faisabilité imposent certains paramètres. Par exemple, l'efficacité de détection si la densité surfacique des feuilles source est de 20 mg/cm² au lieu de 40 mg/cm² est améliorée. Les pertes en énergie des électrons dans la source sont également réduites, ce qui améliore la distinction entre les événements $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ et permettrait donc de relâcher la contrainte sur la résolution en énergie du calorimètre. Cependant, il est très difficile de fabriquer des bandelettes de sources avec une si faible densité surfacique en ayant une épaisseur bien contrôlée. De plus il faudrait doubler le nombre de modules de SuperNEMO pour étudier 100 kg d'isotopes. Le choix de la densité surfacique à 40 mg/cm², imposé par des im-

possibilités techniques, fixe alors la contrainte sur la résolution en énergie du calorimètre à 7 % FWHM à 1 MeV, par rapport aux pertes en énergie des électrons dans la feuille source. Par contre, une résolution en énergie meilleure que 7 % n'apporterait pas d'amélioration compte-tenu de ces pertes, ce qui a fixé la résolution à atteindre.

Une fois l'épaisseur des sources et la résolution en énergie du calorimètre fixées (et atteintes), et en supposant que les solutions étudiées pour le détecteur de traces permettront de réduire le bruit de fond dû au dépôt de ^{214}Bi sur les fils, c'est finalement le bruit de fond interne aux feuilles source de SuperNEMO qui déterminera la sensibilité en demi-vie de SuperNEMO. On présente en (FIG. 5.4) la simulation des sensibilités en fonction de différentes activités des contaminations des sources en ^{208}Tl et en ^{214}Bi et de l'exposition (SuperNEMO 500 kg an). En (SEC. 5.1.2), on a montré les difficultés à atteindre la résolution en énergie de 7 % pour le calorimètre. Comme présenté en (FIG. 5.5), atteindre une radiopureté des sources meilleure que les spécifications actuelles (EQN. 5.2) permettrait de relâcher cette contrainte sur la résolution en énergie. Cependant, nous avons déjà signalé que ces niveaux de radiopureté ne sont pas mesurables avec les détecteurs (HPGe) actuels et nous verrons que même avec un détecteur BiPo, cela reste difficilement envisageable. On peut préciser que ces courbes étudient chaque bruit de fond indépendamment, la sensibilité combinée avec ces deux bruits de fond est donc plus faible.

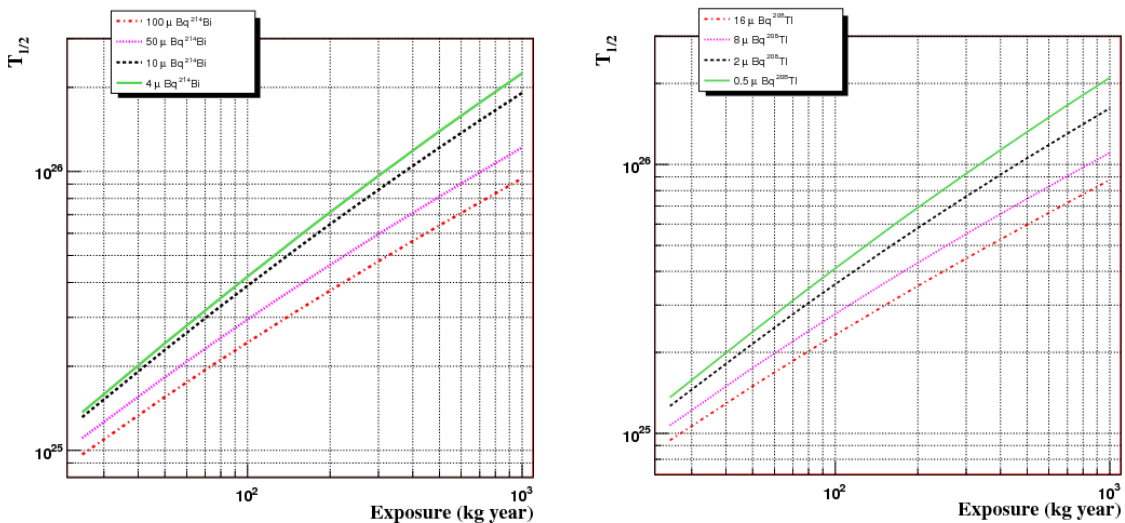


FIG. 5.4 – Sensibilité de SuperNEMO pour différents niveaux radiopureté des feuilles source en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction de l'exposition. Le projet SuperNEMO est prévu pour étudier 100 kg d'isotope 2β , pendant 5 ans [69].

On constate qu'avec toutes ces simulations, on retrouve les contraintes spécifiées en (TAB. 5.1) pour SuperNEMO.

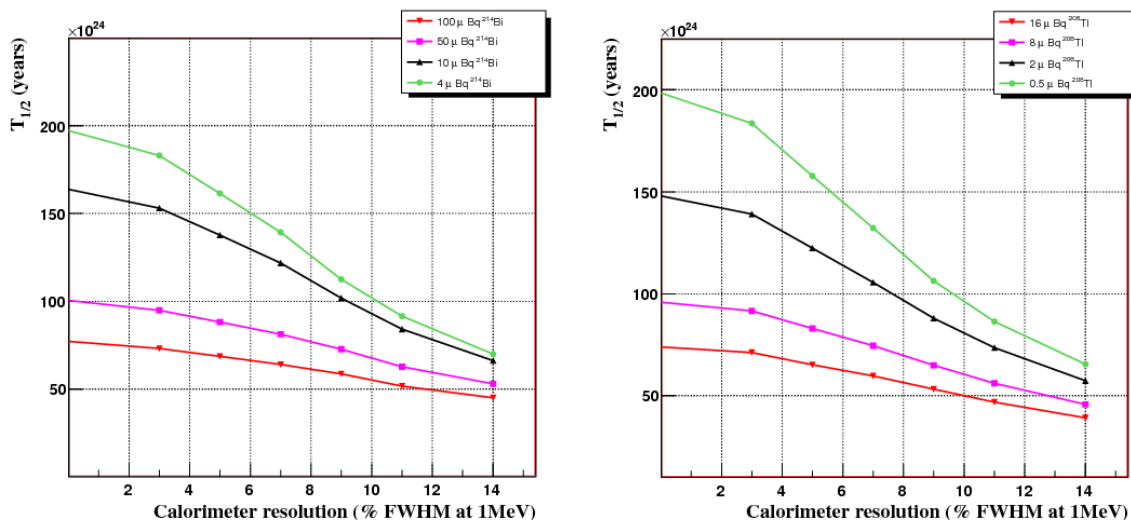


FIG. 5.5 – Sensibilité de SuperNEMO pour différents niveaux de radiopureté des feuilles source en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction de la résolution du calorimètre [69].

5.1.6 Bilan actuel pour la R&D SuperNEMO

La phase de R&D de SuperNEMO a permis de réaliser d'énormes progrès vers l'étude de faisabilité de l'expérience. Un prototype de détecteur de traces de 90 cellules est en cours de construction. De même, un démonstrateur du calorimètre avec 9 blocs de scintillateurs est en préparation. Cependant, la R&D continue car il reste encore des problèmes à résoudre avant la constitution du rapport technique qui sera établi mi 2009. Il sera ensuite décidé de la faisabilité et de la compétitivité du projet SuperNEMO par rapport aux autres futures expériences présentées en section suivante.

5.2 Panorama de quelques projets

Il existe à l'heure actuelle un très grand nombre de projets d'expérience à travers le monde pour l'étude des processus 2β . Ne vont être présentés ici que quelques-uns de ces projets, qui sont considérés comme les principaux et les plus réalistes, soit sur leur intérêt (isotope étudié), soit en terme d'avancement sur la R&D. Dans tous les cas, les sensibilités présentées sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ et sur la masse effective associée sont celles publiées par les expériences. Une comparaison avec le projet SuperNEMO est donnée dans le tableau (TAB. 5.2).

COBRA

COBRA (pour Cadmium telluride 0 neutrino Beta decay Research Apparatus) est un projet d'expérience utilisant des semi-conducteurs de CdZnTe pour la recherche du processus $2\beta 0\nu$. Les détecteurs de CdZnTe contiennent cinq isotopes émetteurs $\beta^-\beta^-$ à la fois : ^{114}Cd , ^{116}Cd , ^{70}Zn , ^{128}Te et ^{130}Te , et quatre autres isotopes : ^{64}Zn , ^{106}Cd , ^{108}Cd et ^{120}Te pouvant décroître par double capture électronique (ϵ, ϵ), une capture électronique et l'émission d'un positron (ϵ, β^+)

ou enfin l'émission de deux positrons ($\beta^+\beta^+$). La sensibilité est plus grande pour le processus $2\beta0\nu$ du ^{116}Cd car cet isotope possède le plus grand $Q_{\beta\beta}$. Par contre, les événements issus du processus $2\beta2\nu$ du ^{116}Cd deviennent un bruit de fond important pour le ^{130}Te , qui lui possède une valeur $Q_{\beta\beta}$ plus faible.

Récemment, quatre détecteurs utilisés comme démonstrateurs ont donné leurs premiers résultats [43]. Ces détecteurs ont un volume de 1 cm^3 pour 6,5 g de CdZnTe et sont installés au LNGS. Ils fonctionnent à température ambiante (24°C) mais des tests de refroidissements à 10°C ont montré une amélioration de la résolution en énergie. Cette résolution, comprise entre 5 et 8 % autour de 2,8 MeV, limite suffisamment le bruit de fond du processus $2\beta2\nu$ pour la réalisation d'un grand détecteur. Après 4,34 kg jours de données accumulées, quatre nouvelles limites inférieures ont été obtenues, parmi lesquelles celles des processus de double capture électronique sans émission de neutrinos vers le fondamental pour le ^{64}Zn et le ^{120}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 1,19 \cdot 10^{17}$ ans et $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2,68 \cdot 10^{15}$ ans à 90 % C.L. respectivement. Prochainement, 64 cristaux de CdZnTe seront installés pour augmenter la sensibilité et essayer de réduire le bruit de fond. La proposition d'expérience, à plus long terme, consiste en 64000 cristaux (418 kg) avec un enrichissement à 90 % du cadmium en isotope 116, afin d'atteindre une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie du ^{116}Cd .

CUORE

CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) est une extension du détecteur CUORICINO (SEC. 2.1.2), avec 19 tours du même type pour une masse totale de 741 kg de TeO_2 . Le détecteur sera composé de 988 bolomètres de dimensions $5 \times 5 \times 5\text{ cm}^3$, en TeO_2 non enrichi en isotope 130 (204 kg de ^{130}Te). Certains matériaux utilisés pour la structure seront différents et le blindage sera optimisé afin de réduire le bruit de fond externe. Les techniques de nettoyage de surface des cristaux font l'objet d'importants travaux de R&D et devraient également permettre de réduire le bruit de fond. Avec une résolution en énergie de 5 keV FWHM dans la région d'intérêt à 2529 keV, la sensibilité prévue en 5 ans varie avec la valeur du bruit de fond que l'expérience pourra atteindre. Avec 0,01 coups $\text{keV}^{-1}\text{ kg}^{-1}\text{ an}^{-1}$ la sensibilité sur la demi-vie du processus $2\beta0\nu$ vaut $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2,1 \cdot 10^{26}$ ans à 90 % C.L. ce qui correspond à une limite sur la masse effective $|m_{\beta\beta}| < 40 - 55\text{ meV}$, alors qu'avec un bruit de fond de 0,001 coups $\text{keV}^{-1}\text{ kg}^{-1}\text{ an}^{-1}$ les sensibilités atteindraient $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 6,5 \cdot 10^{26}$ ans à 90 % C.L. avec $|m_{\beta\beta}| < 26 - 40\text{ meV}$. Enfin, une version de CUORE avec des cristaux de tellure enrichis à 90 % en isotope 130 est à l'étude. Avec le même bruit de fond de 0,001 coups $\text{keV}^{-1}\text{ kg}^{-1}\text{ an}^{-1}$, les sensibilités publiées sont $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2,7 \cdot 10^{27}$ ans à 90 % C.L. ce qui correspond à une limite sur la masse effective $|m_{\beta\beta}| < 13 - 20\text{ meV}$ [44]. Depuis l'arrêt de CUORICINO, la construction du détecteur CUORE a déjà commencé. La première tour CUORE-0 sera installée dans le cryostat de la précédente expérience au LNGS et devrait commencer la prise de données mi 2009.

GERDA

Il est indispensable que de nouvelles expériences étudient le ^{76}Ge pour vérifier l'existence d'un signal $2\beta0\nu$ pour cet isotope, comme annoncé à partir des données de l'expérience Heidel-

berg-Moscou [37]. GERDA (GERmanium Detector Array) est l'une d'entre elles. Les détecteurs semi-conducteurs germanium sous forme de barres seront refroidis par immersion directe dans l'argon liquide. Ces détecteurs enrichis à 86 % en isotope ^{76}Ge auront la même résolution de 3,6 keV FWHM dans la région d'intérêt à la valeur $Q_{\beta\beta}$. Le détecteur est en cours de construction au LNGS et utilisera dans un premier temps les cristaux des expériences Heidelberg-Moscou et IGEX, pour un total de 15 kg de ^{76}Ge . Cette première phase, avec un bruit de fond de $0,01 \text{ coups keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ an}^{-1}$, doit permettre d'atteindre une sensibilité sur la demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 3 \cdot 10^{25} \text{ ans}$ à 90 % C.L., avec $|m_{\beta\beta}| < 0,24 - 0,77 \text{ eV}$, ce qui permettra d'infirmier ou de confirmer le résultat précédent. Une seconde phase est prévue avec 35 kg de ^{76}Ge , la même résolution en énergie et un bruit de fond de $0,001 \text{ coups keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ an}^{-1}$. En 3 ans, elle devrait permettre d'atteindre les sensibilités $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 2 \cdot 10^{26} \text{ ans}$ à 90 % C.L. et $|m_{\beta\beta}| < 0,09 - 0,29 \text{ eV}$ [35].

Majorana

Majorana est la seconde expérience qui va étudier le ^{76}Ge . Il est prévu des modules de 60 kg segmentés en 57 cristaux de germanium chacun (51,6 kg de ^{76}Ge par module pour un enrichissement à 86 %), pour un total de 500 kg. Pour refroidir les semi-conducteurs, la technique sera une amélioration de celle utilisée dans l'expérience IGEX (SEC. 2.1.1). Majorana est actuellement en phase de R&D. Les principales études portent sur la radiopureté des matériaux utilisés. Avec une résolution en énergie de 4 keV FWHM dans la région d'intérêt à la valeur $Q_{\beta\beta}$, et un bruit de fond de $0,001 \text{ coups keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ an}^{-1}$, une première phase de l'expérience doit utiliser 2 modules ($\sim 103 \text{ kg}$ de ^{76}Ge) pendant 4,5 ans. Ceci devrait permettre d'atteindre les sensibilités $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 5,5 \cdot 10^{26} \text{ ans}$ à 90 % C.L. et $|m_{\beta\beta}| < 0,05 - 0,17 \text{ eV}$ [39].

EXO

L'expérience Enriched Xenon Observatory (EXO) consiste en un détecteur de traces de type TPC remplie de xénon liquide. Un atout de cette expérience, en plus de l'observation des électrons émis lors de la désintégration, est l'identification du noyau fils. L'ion $^{136}\text{Ba}^{2+}$ capture rapidement un électron et devient stable dans le xénon. Il peut ensuite être identifié par spectroscopie atomique avec des lasers. Il faut cependant, soit récupérer cet ion, soit diriger les faisceaux lasers vers le point d'interaction, ce qui est une difficulté technologique majeure. Une TPC liquide doit permettre également d'obtenir une très bonne résolution en énergie à $Q_{\beta\beta} = 2481 \text{ keV}$.

Le but à long terme est d'utiliser 10 tonnes de xénon enrichi à 80 % en ^{136}Xe , de $Q_{\beta\beta}$. L'enrichissement du xénon est relativement aisé puisque c'est un gaz rare facilement séparable par centrifugation. Ceci permet d'envisager une expérience d'une telle dimension. La technique très prometteuse d'identification du noyau fils est par contre extrêmement difficile à mettre en place et nécessite encore de nombreux développements. Un prototype de TPC liquide à 200 kg enrichi à 80 % en ^{136}Xe (115 kg fiduciel), EXO-200, sans identification des ions baryum, est installé depuis l'été 2007 au WIPP³ sous 2000 m.w.e.. Cette TPC au xénon liquide est la

³Waste Isolation Pilot Plant, Nouveau Mexique, USA.

première étape du programme de R&D. Avec une double technique de mesure d'ionisation et de scintillation, la résolution en énergie mesurée vaut 1,4 % à $Q_{\beta\beta}$ (soit 3,29 % FWHM). Elle devrait permettre de vérifier la mesure de la période du processus permis, mais aussi d'atteindre une sensibilité sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ $T_{1/2}^{0\nu} > 6,4 \cdot 10^{25}$ ans à 90 % C.L., ce qui correspond à $|m_{\beta\beta}| < 0,27 - 0,38$ eV, en deux ans de prise de données avec un bruit de fond de 0,17 coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$ dans la région d'intérêt [40].

SuperNEMO

On peut rappeler ici pour comparaison que le projet SuperNEMO (SEC. 5.1) a pour objectif d'atteindre une sensibilité sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu} > 1 \cdot 10^{26}$ ans à 90 % C.L., ce qui correspond à $|m_{\beta\beta}| < 60 - 100$ meV, en cinq ans de prise de données, avec 100 kg d'émetteur 2β sous forme de fines feuilles source de ^{82}Se , une résolution en énergie de 4 % FWHM à $Q_{\beta\beta}$, correspondant à un niveau de bruit de fond de 0,006 coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$ dans la région d'intérêt. Après la publication du rapport technique de conception mi-2009, si les objectifs de la R&D sont tous atteints, alors on peut constater dans (TAB. 5.2) que SuperNEMO sera compétitif par rapport aux autres projets.

Nom	Isotope	Masse (kg)	Type	FWHM à $Q_{\beta\beta}$ (keV)	Bdf cps/keV/kg/an	Limite $T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$ m_{\beta\beta} $ (meV)
EXO	^{136}Xe	160	LXe	82	0,17	$6,4 \cdot 10^{25}$	270 - 380
GERDA phase I	^{76}Ge	15	Ge	3,6	0,01	$3,0 \cdot 10^{25}$	240 - 770
GERDA Phase II	^{76}Ge	35	Ge	3,6	0,001	$2,0 \cdot 10^{26}$	90 - 290
MAJORANA Phase I	^{76}Ge	103	Ge	4	0,001	$5,5 \cdot 10^{26}$	50 - 170
MAJORANA Phase II	^{76}Ge	430	Ge	4	0,001	$4,3 \cdot 10^{27}$	21 - 64
CUORE (nat)	^{130}Te	204	B	5	0,01	$2,1 \cdot 10^{26}$	46 - 70
				5	0,001	$6,5 \cdot 10^{26}$	26 - 40
CUORE (enr)	^{130}Te	519	B	5	0,001	$2,5 \cdot 10^{27}$	13 - 20
SuperNEMO	^{82}Se	100	TC	120	0,0002	$1,0 \cdot 10^{26}$	60 - 160

TAB. 5.2 – Comparaison des projets futurs les plus réalistes pour les prochaines années, utilisant les quatre isotopes ^{136}Xe , ^{76}Ge , ^{130}Te et ^{82}Se . Les types d'expériences sont respectivement TPC liquide (LXe), semi-conducteurs germanium (Ge), bolomètres (B) et tracko-calorimètre (TC). Les valeurs de résolution en énergie FWHM (en keV), de bruit de fond (en coups $\text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{an}^{-1}$) et de sensibilité sur la demi-vie et la masse effective sont celles publiées par les expériences.

5.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le projet SuperNEMO et les différentes activités de R&D associées. La comparaison du projet avec les autres expériences 2β prévues dans un futur proche a montré qu'en cas de succès sur la R&D, SuperNEMO sera compétitif pour sa sensibilité en masse effective du neutrino. Les deux derniers chapitres vont maintenant être dédiés à une autre des activités de R&D de SuperNEMO : la réalisation d'un détecteur pour la mesure de la radiopureté des feuilles source de SuperNEMO.

Chapitre 6

Le détecteur BiPo

*Mais j'en conclu que nos rêves sont à notre portée
Encore faut-il accepter de souffrir pour les mériter
Alors si tu doutes et qu't'en as marre, surtout n'enterre jamais l'espoir
Sur la pendules des acharnés, à tout moment, "ça peut chémar"!*

Grand Corps Malade et John Pucc'Chocolat, "Ca peut chémar".

Dans le cadre du projet SuperNEMO et de ses activités de R&D, on s'intéresse ici à la nécessité de réaliser un nouveau détecteur, BiPo, dédié à la mesure de la radiopureté des feuilles source de SuperNEMO en ^{208}Tl et en ^{214}Bi .

6.1 Intérêt d'un détecteur BiPo

Comme il a été montré au chapitre précédent, les contraintes de radiopureté des feuilles source pour SuperNEMO sont extrêmement sévères :

$$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg} \quad (6.1)$$

Il est actuellement impossible de mesurer ces activités en un temps raisonnable avec les détecteurs les plus sensibles qui n'atteignent que $20 \mu\text{Bq/kg}$ pour les meilleurs en ^{208}Tl , en mesurant une masse de plusieurs kilogrammes pendant plus d'un mois¹. De plus, les premières poudres de sélénium enrichi dont dispose la collaboration SuperNEMO sont déjà en dessous des limites de sensibilité de nos détecteurs. Il est donc actuellement impossible de contrôler les processus de purification, puis de réalisation des feuilles source. Nous avons également constaté l'existence de "points-chauds" de contamination dans les sources du détecteur NEMO 3 (SEC. 3.3.2). La spectroscopie γ ne permet pas non plus d'identifier la présence de telles zones. La collaboration a donc pris la décision de développer un nouveau type de détecteur pour la mesure de la radiopureté de feuilles source minces. L'idée originale de ce nouveau type de détecteur est l'identification des deux isotopes ^{208}Tl et ^{214}Bi par l'observation de processus appelés BiPo.

¹Une limite de $19 \mu\text{Bq/kg}$ sur la mesure de 125 kg de cuivre après 100,7 jours, a été atteinte par le détecteur GeMPI au LNGS [24].

6.1.1 Principe

Dans les chaînes de désintégrations naturelles (FIG. 2.5), les processus BiPo sont des cascades de désintégrations β et α retardée. Le ^{214}Bi est un émetteur β ($Q_\beta(^{214}\text{Bi})= 3,27 \text{ MeV}$) qui décroît vers le ^{214}Po , émetteur α ($E_\alpha(^{214}\text{Po}) = 7,69 \text{ MeV}$) avec une demi-vie de $164 \mu\text{s}$ (FIG. 6.1). Le ^{208}Tl est mesuré par la détection de son noyau père le ^{212}Bi . Le ^{212}Bi décroît par émission β ($Q_\beta(^{212}\text{Bi})= 2,25 \text{ MeV}$) vers le ^{212}Po , qui est également un émetteur α ($E_\alpha(^{212}\text{Po}) = 8,78 \text{ MeV}$) avec une demi-vie très courte de 300 ns (FIG. 6.1). Pour signer la présence des deux isotopes ^{214}Bi et ^{208}Tl , la signature BiPo est donc la détection d'un β suivi d'un α retardé, le retard dépendant de l'isotope recherché.

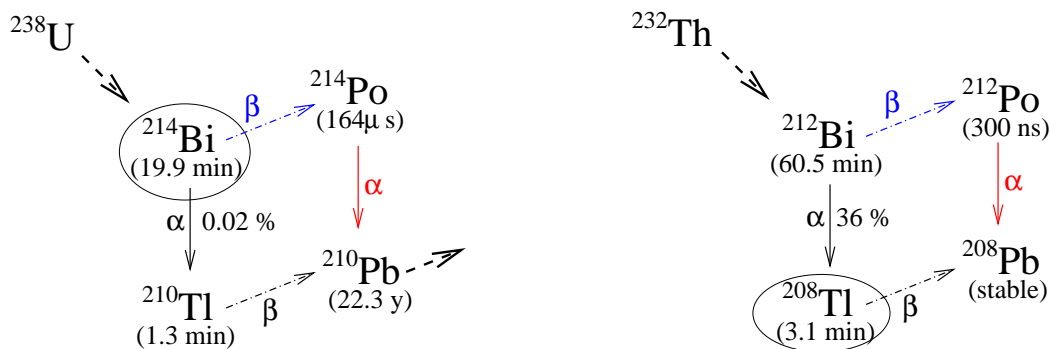


FIG. 6.1 – Processus de désintégration BiPo pour l'identification du ^{214}Bi et du ^{208}Tl .

La technique expérimentale utilisée pour réaliser un détecteur BiPo est inspirée du calorimètre de NEMO 3. On cherche à mesurer l'émission de particules β et de particules α retardées depuis les feuilles source avec des scintillateurs plastiques, couplés à des photomultiplicateurs basse radioactivité, disposés de part et d'autre de la source. Les scintillateurs plastiques sont radiopurs et limitent la rétrodiffusion des électrons, ce qui augmente l'efficacité de détection. Il est nécessaire d'identifier le β et la particule α retardée séparément dans les deux scintillateurs, même si cela diminue l'efficacité de détection d'événements BiPo, afin de s'assurer que les particules proviennent seulement de la source (FIG. 6.2). Le détecteur BiPo mesure alors le retard entre les désintégrations β et α retardée ce qui permet de signer l'isotope (^{212}Bi ou ^{214}Bi) dont on cherche à qualifier la radiopureté. La mesure des énergies de chaque particule détectée peut également apporter des informations par rapport au bruit de fond.

Comme nous le verrons par la suite, deux géométries sont à l'étude pour la construction du calorimètre qui entourera la feuille source à mesurer. Cependant, les problèmes de bruit de fond sont les mêmes pour ces deux techniques (SEC. 6.1.2).

6.1.2 Bruits de fond

Les seuls bruits de fond pour la détection d'événements BiPo où les particules sont émises depuis la feuille source, sont d'une part les contaminations en ^{212}Bi et en ^{214}Bi des scintillateurs, et d'autre part les coïncidences fortuites :

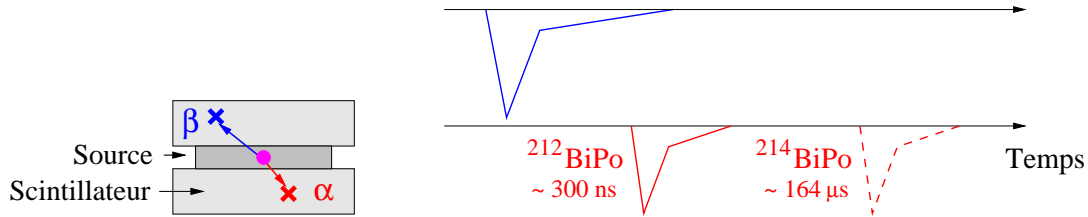


FIG. 6.2 – Principe de détection de contaminations en ^{212}Bi ou ^{214}Bi dans la feuille source par processus BiPo et signaux correspondant observés avec les photomultiplicateurs. Le point magenta représente la contamination et les croix des dépôts d'énergies dans les scintillateurs (bleu en temps et rouge retardé).

- (a) si la contamination en ^{212}Bi ou en ^{214}Bi se trouve dans le volume du scintillateur, le β va déposer de l'énergie dans le premier scintillateur avant de traverser la feuille source pour atteindre l'autre scintillateur. La particule α retardée ne peut être détectée que dans le premier scintillateur, puisqu'elle ne peut traverser la feuille source complètement sans y être absorbée. Ce type de contamination est donc identifiable puisque deux signaux en temps seront observés avant le signal retardé (FIG. 6.3a).
- (b) si la contamination en ^{212}Bi ou en ^{214}Bi se trouve en surface du scintillateur², le β émis en surface traverse la feuille source pour atteindre l'autre scintillateur sans déposer d'énergie dans le scintillateur contaminé. L'émission de la particule α ne peut également être détectée que dans le premier scintillateur. Ce type de contamination n'est pas identifiable puisque cela correspond exactement à la signature d'un événement BiPo : un dépôt d'énergie dans un scintillateur et un dépôt d'énergie retardé dans l'autre (FIG. 6.3b).
- (c) les coïncidences fortuites sont quant à elles provoquées par des γ externes, qui seraient détectés dans les deux scintillateurs avec un écart en temps accidentellement du même ordre de grandeur que ceux recherchés pour le ^{212}Bi ou le ^{214}Bi (FIG. 6.3c). Pour se protéger de ce bruit de fond, il est nécessaire de blinder le détecteur, qui doit aussi être construit avec des matériaux basse radioactivité. Le taux de comptage simple de chaque scintillateur est ainsi réduit, ce qui permet de rendre le fond dû aux coïncidences fortuites négligeable. L'utilisation de l'analyse de la forme des signaux pour la discrimination e^-/α permet également de diminuer le nombre de coïncidences fortuites, puisque le γ est identifié par la détection d'un électron Compton diffusé.

Dans la catégorie "bruit de fond de surface", on doit ajouter la présence de radon (^{222}Rn) ou de thoron (^{220}Rn) dans l'air présent entre la feuille source et le scintillateur. Une simulation GEANT4 de la présence de ces deux contaminants dans l'espace entre la source et le scintillateur montre que l'efficacité de détection vaut 12 %, avec les seuils de détection appliqués à BiPo (SEC. 6.1.5.1). Si on estime que cet espace a une épaisseur de l'ordre de 200 μm d'épaisseur

²Par surface, on désigne en fait une très faible épaisseur dans laquelle un β ne dépose pas assez d'énergie pour être détecté. Le seuil de détection étant de l'ordre de 150 keV (SEC. 6.1.5.1), on parle ici d'une épaisseur d'environ 100 μm .

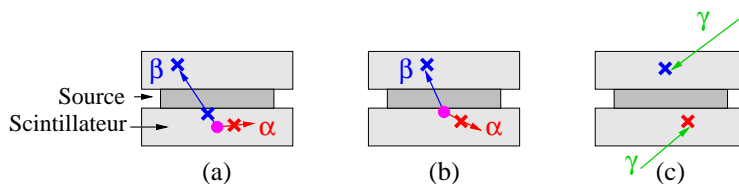


FIG. 6.3 – *Bruits de fond BiPo : contaminations de volume et de surface et coïncidences fortuites. Le point magenta représente la contamination et les croix des dépôts d'énergies dans les scintillateurs (bleu en temps et rouge retardé).*

dans un détecteur BiPo permettant la mesure de feuilles source pour une surface d'environ 12 m^2 , il est nécessaire d'avoir des activités en radon et en thoron inférieures à 1 mBq/m^3 , pour observer moins d'un événement de bruit de fond par mois.

6.1.3 Les deux géométries étudiées

La première géométrie envisagée pour la réalisation d'un détecteur BiPo, appelée BiPo1 dans toute la suite, consiste en un premier pavage plan de scintillateurs plastiques, d'épaisseur 3 à 10 mm et d'environ 20 cm de côté. La feuille source serait dans ce cas directement déposée sur ce plan, et un second pavage de scintillateurs identique au premier viendrait fermer l'ensemble par le dessus (FIG. 6.4). La lecture de la lumière de scintillation se fait donc par le dessous ou le dessus des scintillateurs. La détection directe de la lumière de scintillation permet un seuil de détection en énergie des α très faible, ce qui est un point crucial (SEC. 6.1.5.1). Afin d'isoler optiquement les deux plans de scintillateurs, il est nécessaire de recouvrir leur face d'entrée. Cette couverture doit être encore plus radiopure que la feuille source à mesurer, car dans le cas contraire, toute contamination de cette couverture entre dans la catégorie des bruits de fond de surface et ne peut être rejetée. Nous allons montrer que le mylar aluminisé utilisé dans NEMO 3 n'est pas assez pur pour cette utilisation, et que la solution choisie consiste en la pulvérisation sous vide d'aluminium ultra-radiopur sur la face d'entrée des scintillateurs.

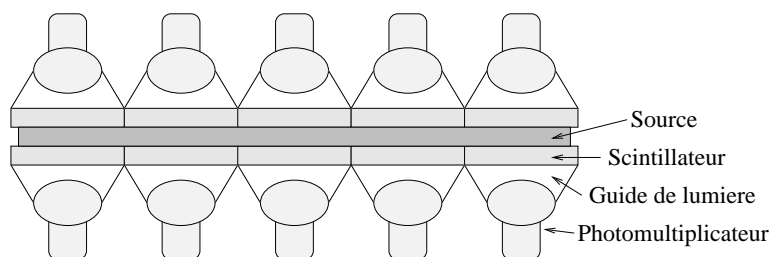


FIG. 6.4 – *Schéma de principe du design de BiPo1.*

La seconde géométrie possible, appelée BiPo2 dans toute la suite, consiste à utiliser de grandes plaques de scintillateur plastique, d'environ 1 cm d'épaisseur et de 75 cm de côté produites par moulage. La feuille source à mesurer serait installée entre deux de ces plaques de scintillateur, la lecture de la lumière de scintillation se faisant par les côtés des plaques (FIG. 6.5). Avec cette technique, la lumière de scintillation se propage jusqu'aux photomultiplicateurs par réflexion totale entre le scintillateur et la couche d'air laissée entre la source et

le scintillateur. Il devrait être possible de reconstruire plus précisément la position de détection des particules et donc d'améliorer la pixellisation par rapport à BiPo1. En effet, l'utilisation de plusieurs photomultiplicateurs, répartis des deux côtés de la plaque, permet de déterminer la position de la particule détectée à partir de la quantité de lumière reçue par chaque photomultiplicateur. Du point de vue de la radiopureté, l'avantage ici est qu'aucune couverture de la surface des scintillateurs n'est nécessaire, puisque les rayons qui ne subissent pas de réflexion totale dans un scintillateur devraient également échapper à la seconde plaque. En revanche, il y a deux principaux inconvénients à cette technique. D'une part, le seuil de détection en énergie des alphas est plus élevé, puisque la lumière est répartie sur plusieurs photomultiplicateurs ce qui risque de réduire l'efficacité de détection. D'autre part, il y a un risque de diaphonie optique entre les deux plaques de scintillateurs.

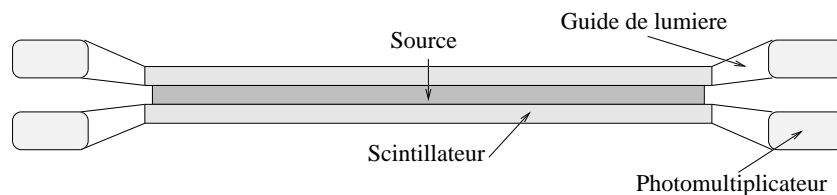


FIG. 6.5 – Schéma de principe du design de BiPo2.

Pour étudier les deux géométries possibles, deux prototypes BiPo1 et BiPo2 ont été réalisés afin de tester les avantages et les inconvénients de chaque technique. La mesure des bruits de fond de chaque prototype permettra finalement de déterminer la sensibilité d'un détecteur BiPo final de 12 m^2 pour la mesure de feuilles source de ^{82}Se de 40 mg/cm^2 de densité. On pourra alors envisager la construction du détecteur BiPo d'après les résultats des prototypes.

6.1.4 Scintillateurs phoswich

De manière à améliorer la discrimination e^-/α , il est possible d'utiliser des scintillateurs de type "phoswich", qui correspondent à un assemblage de plusieurs scintillateurs ayant des constantes de temps différentes et permettant ainsi d'identifier le type de particule détectée. Dans le cas d'un détecteur de type BiPo, il faudrait utiliser en face d'entrée un scintillateur fin capable de contenir les α , suivi d'un scintillateur plus épais pour contenir les électrons (FIG. 6.6). Un scintillateur rapide BC400 de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur (temps de montée de $0,9 \text{ ns}$ et $2,4 \text{ ns}$ de temps de descente) couplé à un scintillateur lent BC444 d'épaisseur 1 cm (temps de montée de 20 ns et 180 ns de temps de descente) permet alors l'identification des particules. La désintégration β produit l'émission d'un électron qui sera détecté à la fois par le scintillateur rapide et le scintillateur lent, tandis que la désintégration α retardée n'est alors détectée que par le scintillateur rapide. L'analyse de la forme des signaux pour l'unique photomultiplicateur qui fournit le signal associé aux deux types de scintillateurs du phoswich permet alors la discrimination e^-/α .

L'efficacité de détection d'événements BiPo serait dans ce cas améliorée d'un facteur 2, puisqu'il serait alors possible de rechercher le β et la particule α retardée d'un même côté de la feuille source. Cette technique permettrait en plus de mesurer la contamination de surface

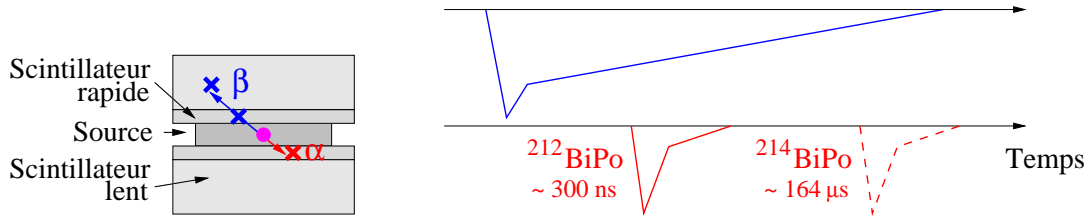


FIG. 6.6 – Détection BiPo de contamination en ^{212}Bi ou ^{214}Bi dans la feuille source avec des scintillateurs “phoswich” et les signaux fournis par les photomultiplicateurs.

d'échantillons plus épais (ce qui est intéressant pour les expériences de recherche d'événements rares utilisant des bolomètres ou des semi-conducteurs). Du point de vue du bruit de fond, le taux de coïncidences fortuites dans le scintillateur de $300\ \mu\text{m}$ est fortement réduit mais les problèmes de radiopureté de surface restent les mêmes. A la contrainte du traitement de la face d'entrée du scintillateur, il faut ici ajouter celle de l'assemblage du scintillateur rapide et du scintillateur lent. En effet, une contamination dans cette zone d'interface peut produire des événements BiPo, par l'émission d'un β vers le scintillateur rapide ensuite rétrodiffusé vers le scintillateur lent, le α étant ensuite émis vers le scintillateur rapide. Pour conclure sur ces scintillateurs “phoswich”, on peut noter qu'ils s'adaptent directement à la technique BiPo1, mais qu'ils demandent des développements pour réaliser les grandes plaques de BiPo2.

6.1.5 Efficacité d'un détecteur BiPo

Afin de déterminer la sensibilité d'un détecteur BiPo, d'estimer des bruits de fond ou encore de connaître l'efficacité des différentes mesures réalisées avec le prototype BiPo1 (SEC. 7.6), il a été nécessaire de développer de nouveaux outils de simulation GEANT4. Quelle que soit la technique utilisée, le principe est toujours de déposer les feuilles source sur des scintillateurs plastiques. Dans un premier temps, il n'est pas nécessaire de préciser davantage la géométrie du détecteur final.

6.1.5.1 Seuils de détection et quenching pour les particules α

L'efficacité de détection d'un détecteur BiPo dépend principalement de la capacité des α à s'échapper de la feuille source. Les particules α perdent tellement d'énergie dans la source qu'ils y sont majoritairement absorbés. Ceux qui parviennent jusqu'au scintillateur ont alors une énergie fortement réduite. L'énergie déposée par les α dans le scintillateur est en plus soumise au *quenching* : l'énergie convertie sous forme de lumière (E_{α}^{scinti}) dans le scintillateur n'est pas égale à l'énergie déposée (E_{α}^{dep}) par l'alpha :

$$E_{\alpha}^{scinti} = \frac{E_{\alpha}^{dep}}{Q(E_{\alpha}^{dep})} \quad (6.2)$$

Il est donc nécessaire de connaître le facteur de quenching ($Q(E_{\alpha}^{dep}) > 1$), qui dépend de l'énergie des particules, afin de déterminer le seuil de détection des alphas. Nous avons donc réalisé une série de mesures à partir d'une source de ^{241}Am et de feuilles de mylar de $6\ \mu\text{m}$. En plaçant plusieurs feuilles entre le scintillateur et la source il est possible d'atténuer l'énergie des

α (FIG. 6.7). Une simulation GEANT4 des pertes en énergie des particules à la traversée de ces feuilles, nous permet de connaître l'énergie des alphas qui atteignent le scintillateur (FIG. 6.8) et ainsi de déterminer le facteur de quenching à différentes énergies (FIG. 6.9).

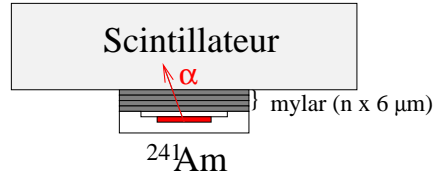


FIG. 6.7 – Principe de la mesure du facteur de quenching avec n feuilles de mylar pour atténuer l'énergie de α .

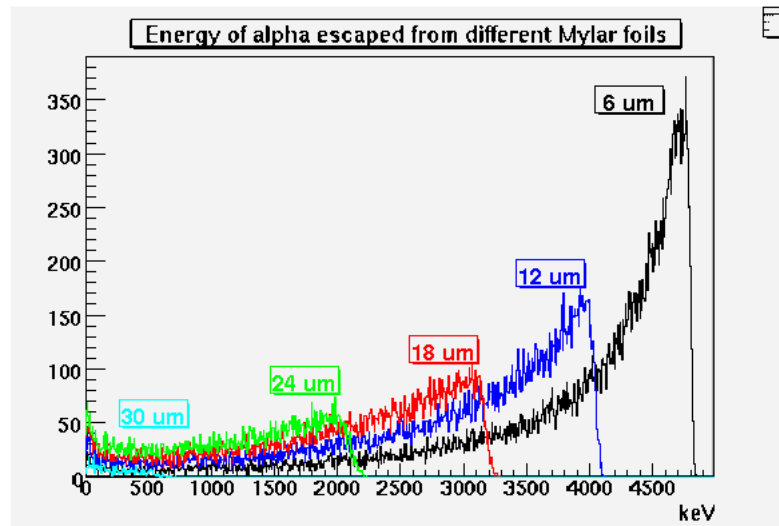


FIG. 6.8 – Simulations GEANT4 de l'énergie des alphas atteignant le scintillateur après la traversée de différentes épaisseurs de mylar.

Ces mesures nous apprennent que l'énergie mesurée par un scintillateur pour une particule α sortie de la feuille source avec une énergie de 1 MeV, ne sera que de 50 keV. C'est le seuil de détection des alphas qui est fixé pour le détecteur BiPo. Le seuil de déclenchement pour les électrons émis lors de la désintégration β est fixé à 150 keV afin de d'avoir un taux de comptage raisonnable.

A partir de ces informations, il est alors possible d'étudier l'efficacité de détection des processus BiPo depuis une feuille source. Une simulation GEANT4 de l'émission de particules α de 8,8 MeV distribuées aléatoirement dans des feuilles source de ^{82}Se de différentes densités a été réalisée (FIG. 6.10). Le résultat de cette simulation nous apprend que pour des feuilles de densité 40 mg/cm^2 comme celles de SuperNEMO, l'efficacité de détection des particules α est de 25 %.

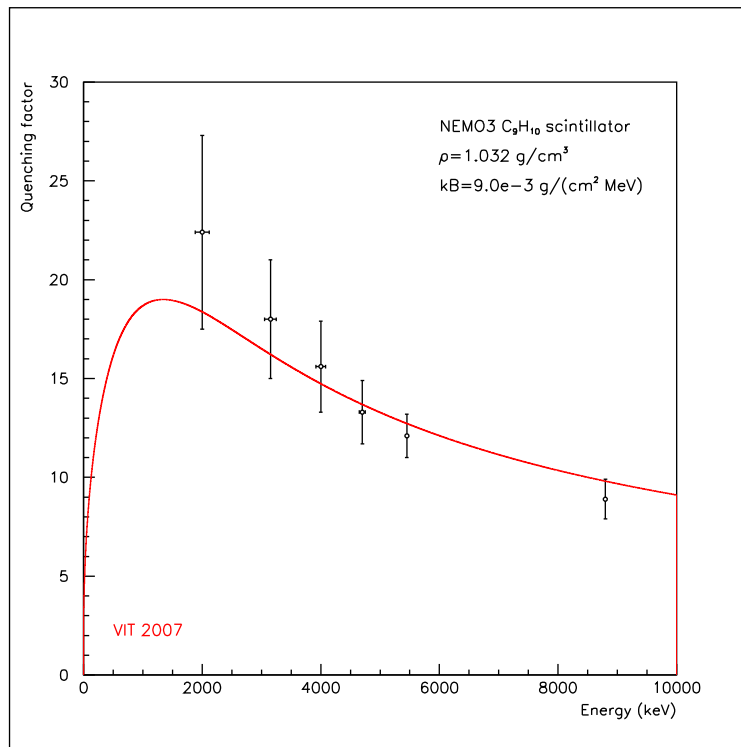


FIG. 6.9 – Mesure et calcul du facteur de quenching pour des particules α de différentes énergies.

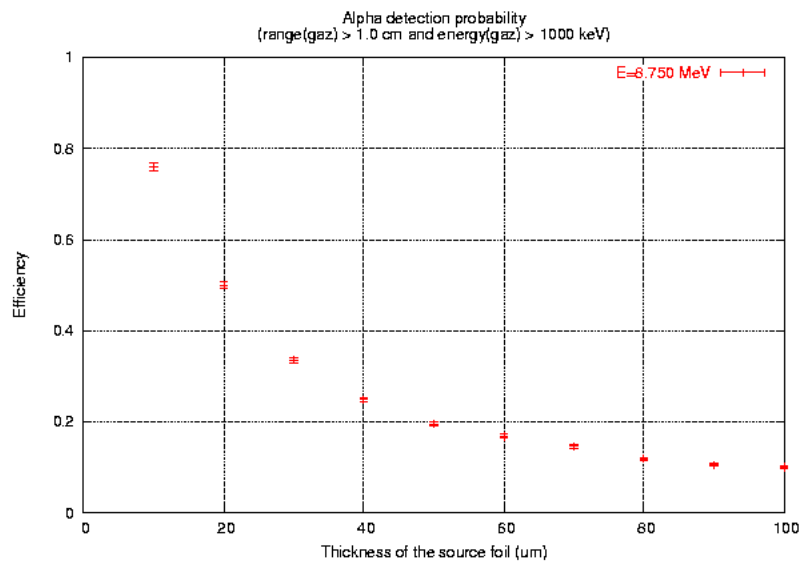


FIG. 6.10 – Efficacité de détection de particules α de 8,8 MeV distribuées aléatoirement dans des feuilles source de ^{82}Se de différentes densités.

6.1.5.2 Efficacité et simulations d'un détecteur BiPo

Un détecteur BiPo de 12 m² de scintillateurs plastiques sur lequel on peut déposer une feuille source de 5 kg de sélénium de densité 40 mg/cm² a été entièrement simulé [71] et [72]. On intègre dans cette simulation les données obtenues sur le facteur de quenching (FIG. 6.9) et on utilise les seuils de déclenchement définis plus haut : 150 keV pour les électrons et 50 keV pour les alphas. Cette simulation permet de déterminer que l'efficacité de détection de contaminations en ²¹²Bi ou en ²¹⁴Bi distribuées uniformément dans le volume de la feuille source, est d'environ $\epsilon_{sce} = 7,5$ %.

De même, des contaminations en bismuth ont été simulées en surface des scintillateurs. Lorsqu'il n'y a pas de feuille source déposée sur les scintillateurs, l'efficacité de détection des événements BiPo provenant de ce bruit de fond est de 34,9 %. A cause des rétrodiffusions des électrons et de l'absorption des alphas dans la feuille source, lorsque celle-ci est en place dans le détecteur, l'efficacité de détection du bruit de fond de surface n'est plus que de 12,0 %. Le bruit de fond de surface est donc réduit d'un facteur 3 lors de la mesure de la radiopureté des feuilles source.

A cause des pertes en énergie très importantes dans la source et du quenching, il est important d'étudier le seuil en énergie de détection des particules α retardées issues des feuilles de sélénium. Il s'agit de vérifier si une éventuelle variation du gain des photomultiplicateurs, qui a une conséquence sur le seuil de détection des alphas mais aussi des électrons, a un fort impact sur l'efficacité de détection des événements BiPo. En (FIG. 6.11) on représente les variations de l'efficacité en fonction du seuil en énergie pour les électrons et les alphas. On constate que pour des variations importantes des seuils autour des valeurs par défaut (150 keV pour les électrons et 1 MeV pour les alphas) les variations de l'efficacité n'excèdent pas 8 %. Par exemple, pour les électrons si on augmente le seuil de 150 à 200 keV (30 % de variation du gain), l'efficacité ne diminue que de 4 %. De même, pour les alphas, passer de 1 MeV à 1,6 MeV (60 % de variation du gain), ne réduit l'efficacité que de 8 %.

6.1.5.3 Capsules du prototype BiPo1

Dans un second temps, il a également été nécessaire de simuler les capsules du prototype BiPo1 étudié. D'abord pour vérifier que l'efficacité de détection du bruit de fond de surface vaut également 34,9 %, mais aussi pour déterminer l'efficacité de mesure des différents tests à réaliser avec BiPo1, comme nous le verrons par la suite. Par exemple, des feuilles d'aluminium ou des feuilles de mylar aluminisé ont été introduites entre les scintillateurs des deux premières capsules. Afin de déterminer l'activité de ces feuilles, il a fallu calculer l'efficacité de chacune des mesures. Les résultats de ces simulations seront présentés dans le chapitre suivant en même temps que les résultats des études sur BiPo1 (SEC. 7.6).

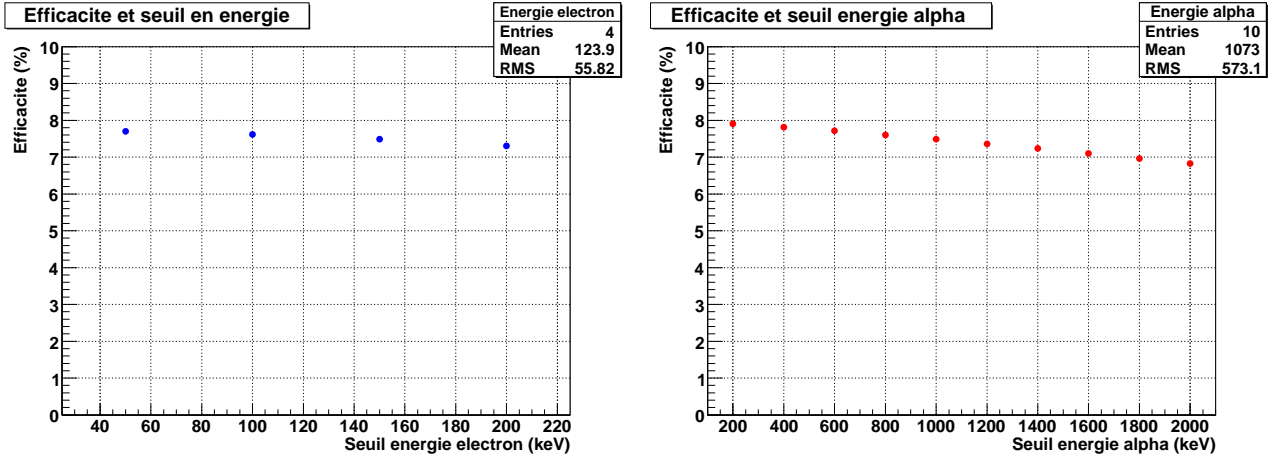


FIG. 6.11 – Evolution de l’efficacité de détection de contaminations en ^{212}Bi internes à la feuille source en fonction du seuil en énergie de détection des électrons et des alphas (sans quenching).

6.1.6 Sensibilité attendue

Nous avons détaillé les bruits de fond pour la mesure des activités en ^{212}Bi et ^{214}Bi avec un détecteur BiPo (SEC. 6.1.2) : ce sont les contaminations en bismuth en volume ou en surface des scintillateurs et les coïncidences fortuites. Le premier bruit de fond est fortement réduit par la signature des événements mais nous avons expliqué qu’il peut tout de même contribuer au bruit de fond de surface. Les deux autres bruits de fond sont par contre irréductibles. Il est donc nécessaire d’étudier la sensibilité du détecteur BiPo en fonction du niveau d’activité de chaque bruit de fond.

6.1.6.1 Coïncidences fortuites

Le niveau de bruit de fond des coïncidences fortuites est directement lié au taux de comptage des scintillateurs de BiPo. On peut déterminer le nombre de coïncidences fortuites observées durant une mesure de feuilles source d’après la relation :

$$N_{fortuit}^{obs} = 2 \tau_e \tau_\alpha t_{obs} N_{caps} 5 \mathcal{T}_{1/2}({}^{212}\text{Po}/{}^{214}\text{Po}) \quad (6.3)$$

où τ_e représente le taux de comptage simple des scintillateurs pour le signal de déclenchement (seuil à 150 keV) identifié comme électron, τ_α le taux de comptage des scintillateurs pour le signal retardé (seuil à 50 keV) identifié comme alpha et t_{obs} est la durée de la mesure. $N_{caps} = 300$ est le nombre équivalent de capsules qu’il faut pour former un détecteur de 12 m². On utilise le nombre de capsules dans cette formule plutôt que la surface du détecteur puisqu’avec le prototype BiPo1 c’est le taux de comptage par capsule qui sera déterminé (SEC. 7.6.5). Enfin les événements BiPo sont recherchés avec un retard maximum de l’ordre de 5 fois la demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}({}^{212}\text{Po}/{}^{214}\text{Po})$ de l’isotope du polonium considéré afin de conserver plus de 99 % des événements. A partir du nombre de coïncidences fortuites observées, on détermine la sensibilité du détecteur BiPo en ^{208}Tl ou en ^{214}Bi :

$$\mathcal{A}_{excl} < \frac{N_{excl}(N_{fortuit})}{t_{obs} m_{sce} \epsilon_{sce}} \quad (6.4)$$

où $N_{excl}(N_{fortuit})$ le nombre d'événements qu'il est possible d'exclure à 90 % C.L. en ayant observé $N_{fortuit}$ coïncidences fortuites, m_{sce} est la masse de source mesurée (5 kg) et $\epsilon_{sce} = 7,5 \%$ l'efficacité de détection des événements BiPo provenant de cette source. On représente alors les distributions des sensibilités en fonction des taux de comptage moyens $\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$ des scintillateurs pour les deux isotopes ^{208}Tl et ^{214}Bi (FIG. 6.12) ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond attendus (FIG. 6.13). On calcule ces sensibilités pour une durée de mesure de 1 à 3 mois, pour en préciser l'évolution. Cependant, sachant que le détecteur BiPo doit mesurer les feuilles source d'un seul module de SuperNEMO à la fois, et que SuperNEMO comprend une vingtaine de modules, 3 mois de mesure par feuille source impliquerait 6 ans de mesures pour qualifier toutes les feuilles source du détecteur, ce qui est évidemment beaucoup trop long.

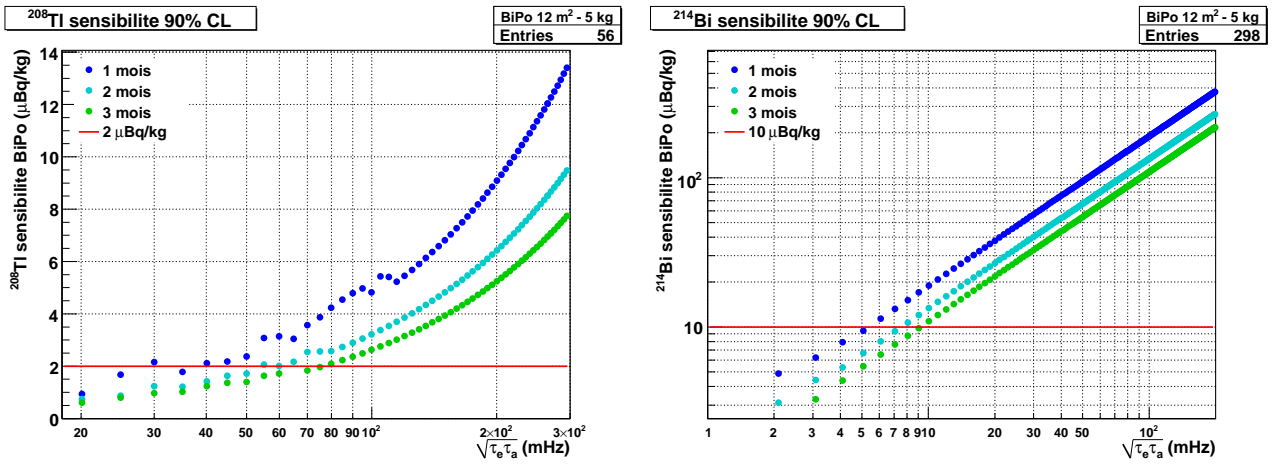


FIG. 6.12 – Sensibilités du détecteur *BiPo* en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction du taux de comptage moyen $\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$ des scintillateurs.

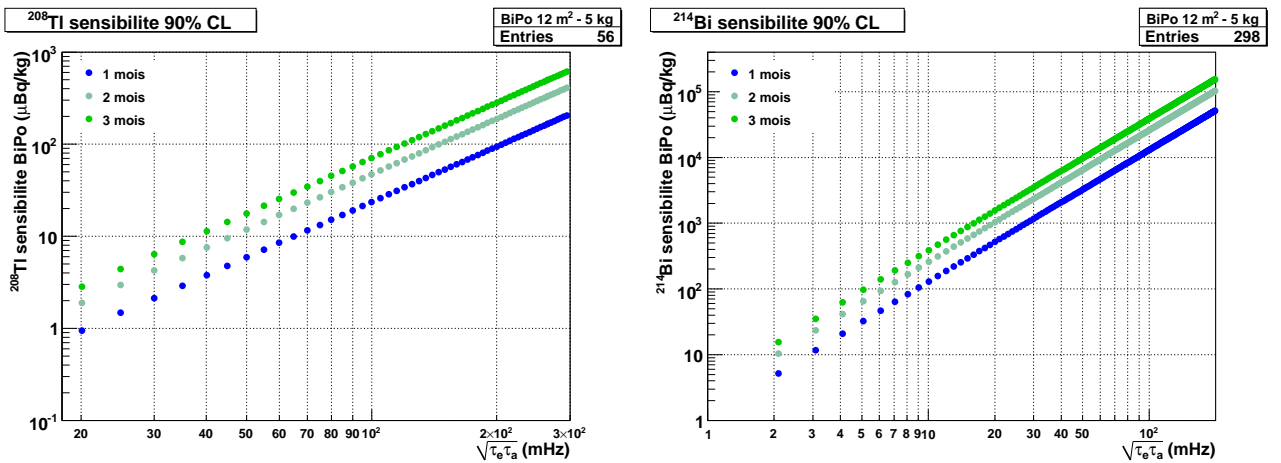


FIG. 6.13 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu dans le détecteur *BiPo* en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction du taux de comptage moyen $\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$ des scintillateurs.

Afin d'atteindre une sensibilité de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl pour la mesure des feuilles source de SuperNEMO en un mois, il faut que le taux de comptage moyen par scintillateur soit de l'ordre

de 40 mHz. Atteindre une sensibilité de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi est par contre plus difficile du point de vue des coïncidences fortuites, bien que la contrainte soit plus faible. En effet, pour la mesure du ^{214}Bi , le signal retardé est recherché sur une durée 500 fois plus longue. Il faut cette fois un taux de comptage moyen de l'ordre de 5 mHz. L'étude du niveau de coïncidences fortuites pour BiPo est l'objet des mesures du prototype BiPo1, présentées au chapitre suivant, ce qui permettra de déterminer la sensibilité de la première technique.

6.1.6.2 Radiopureté de surface

La radiopureté de surface est certainement le point le plus critique pour la sensibilité du détecteur BiPo. On réalise donc, comme pour les coïncidences fortuites, l'étude de la sensibilité de BiPo en fonction de la radiopureté de la surface des scintillateurs. Le nombre d'événements de bruit de fond observés lors de la mesure d'une source est donnée par :

$$N_{surf}^{obs}(^{208}\text{Tl}/^{214}\text{Bi}) = \mathcal{A}_{surf}(^{208}\text{Tl}/^{214}\text{Bi}) 2 S_{scint} t_{obs} \epsilon_{surf}^{sce} \quad (6.5)$$

où $\mathcal{A}_{surf}(^{208}\text{Tl}/^{214}\text{Bi})$ est l'activité de surface en ^{208}Tl ou en ^{214}Bi en fonction de la radiopureté de l'isotope qu'on cherche à mesurer, S_{scint} est la surface de scintillateur qu'il faut multiplier par 2 puisque deux plans de scintillateurs entourent la source, t_{obs} est la durée d'observation et enfin ϵ_{surf}^{sce} est l'efficacité de détection du bruit de fond de surface des scintillateurs en présence de feuille source. Nous avons déjà indiqué que, d'après les simulations, cette efficacité vaut 12 %. A partir du nombre d'événements de bruit de fond de surface observés, on détermine la sensibilité du détecteur BiPo en ^{208}Tl ou en ^{214}Bi :

$$\mathcal{A}_{excl} < \frac{N_{excl}(N_{surf})}{t_{obs} m_{sce} \epsilon_{sce}} \quad (6.6)$$

où $N_{excl}(N_{surf})$ est le nombre d'événements qu'il est possible d'exclure à 90 % C.L. en ayant observé N_{surf} événements de bruit de fond de surface, m_{sce} est la masse de source mesurée (5 kg) et $\epsilon_{sce} = 7,5$ % l'efficacité de détection des événements BiPo provenant de cette source. On représente alors les distributions des sensibilités en fonction de la radiopureté de surface des scintillateurs pour les deux isotopes ^{208}Tl et ^{214}Bi (FIG. 6.14), toujours pour différentes durées de mesure entre 1 et 3 mois, ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond attendus (FIG. 6.15).

Pour atteindre une sensibilité de 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl dans les feuilles source de SuperNEMO en un mois, il faut que la radiopureté de surface des scintillateurs en ^{208}Tl soit de l'ordre de 0,2 $\mu\text{Bq m}^{-2}$. De même, pour la mesure du ^{214}Bi , il faut une radiopureté de surface de 5 $\mu\text{Bq m}^{-2}$ en ^{214}Bi . Ici encore, aucun détecteur, même parmi les plus sensibles (HPGe), n'est capable de mesurer de tels niveaux de contaminations. Le prototype BiPo1 est donc particulièrement dédié à la mesure de la radiopureté de surface des scintillateurs (SEC. 7.6.6.2).

6.2 Conclusion

Le but du détecteur BiPo est de mesurer les feuilles source de ^{82}Se de densité de 40 mg/cm^2 de SuperNEMO en 1 mois avec un sensibilité de 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi .

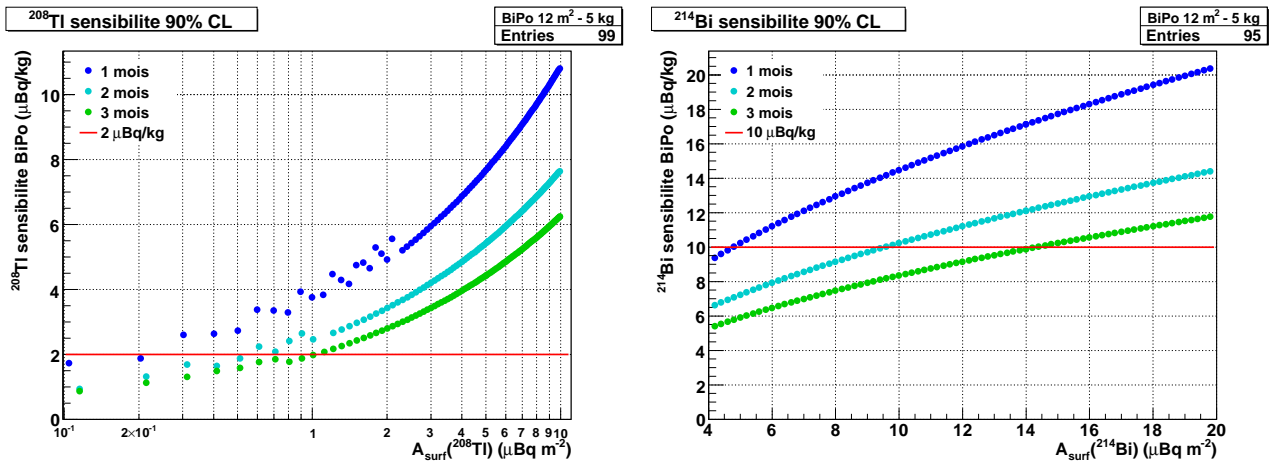


FIG. 6.14 – Sensibilités attendues du détecteur BiPo en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction de la radiopureté de surface des scintillateurs.

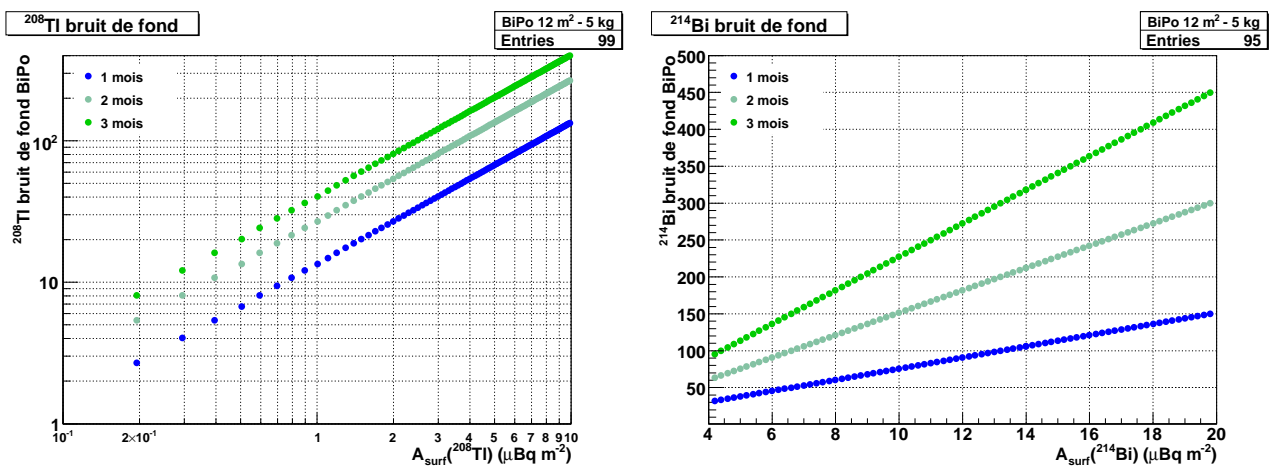


FIG. 6.15 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu dans le détecteur BiPo en ^{208}Tl et en ^{214}Bi en fonction de la radiopureté de surface des scintillateurs.

Pour atteindre ces sensibilités, il est nécessaire d'une part de réduire le taux de comptage des scintillateurs afin de réduire les coïncidences fortuites et d'autre part, de limiter le bruit de fond de surface des scintillateurs. La sensibilité de mesure des feuilles source en ^{208}Tl est atteinte si le taux de comptage et la radiopureté de surface sont tels que :

$$\tau(^{208}\text{Tl}) = \sqrt{\tau_e \tau_\alpha} < 40 \text{ mHz} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_{surf}(^{208}\text{Tl}) < 0,2 \mu\text{Bq m}^{-2} \quad (6.7)$$

De même pour atteindre la sensibilité en ^{214}Bi , les critères sont :

$$\tau(^{214}\text{Bi}) = \sqrt{\tau_e \tau_\alpha} < 5 \text{ mHz} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_{surf}(^{214}\text{Bi}) < 5 \mu\text{Bq m}^{-2} \quad (6.8)$$

Deux prototypes ont donc été construits pour étudier ces bruits de fond mais également pour tester différentes solutions techniques.

Chapitre 7

Prototype BiPo1

Save the cheerleader, save the world.

T. Kring, “Heroes”

Nous avons présenté au chapitre précédent le principe du détecteur BiPo. Nous avons également expliqué les bruits de fond et les sensibilités (EQN. 6.7 et 6.8) qu’il faut atteindre pour qualifier la radiopureté des feuilles source de SuperNEMO (EQN. 5.2). Pour étudier ces bruits de fond ainsi que différentes solutions techniques, deux prototypes ont été construits. Durant ma thèse j’ai été plus spécialement impliqué dans la conception et la réalisation du prototype BiPo1 relatif à la première géométrie étudiée. J’ai également participé aux installations successives des modules du prototype au Laboratoire Souterrain de Canfranc, puis au Laboratoire Souterrain de Modane. Les études et les différents résultats concernant BiPo1 sont présentés dans ce chapitre.

Dans un premier temps, à cause d’une limitation de l’électronique d’acquisition, le prototype BiPo1 s’intéresse uniquement à la mesure de la radiopureté en ^{208}Tl ($^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$). Une carte de déclenchement est en cours de développement pour adapter l’acquisition de BiPo1. Cependant, la mesure de la radiopureté de surface des scintillateurs en ^{208}Tl constitue la réelle difficulté du détecteur BiPo puisque la contrainte est 5 fois plus forte que pour la mesure du ^{214}Bi (EQN. 5.2). Pour ce dernier, c’est par contre le taux de comptage des scintillateurs, déterminant le nombre de coïncidences fortuites, qui risque de limiter la sensibilité du détecteur BiPo. Mais cette mesure est directement possible avec le prototype BiPo1, puisque cela ne nécessite pas d’adaptation de l’électronique d’acquisition.

7.1 Description générale

BiPo1 est un prototype modulaire composé de capsules. Une capsule est une boîte noire en Plexiglas couverte par des feuilles de cuivre pour les premières capsules, les suivantes sont en fibre de carbone pour une meilleure étanchéité à la lumière. Chaque capsule contient deux

scintillateurs plastiques¹ face à face, couplés à des guides de lumière en polyméthylméthacrylate (PMMA) et des photomultiplicateurs 5 pouces Hamamatsu basse radioactivité (FIG. 7.1). Les blocs scintillateurs ont pour dimensions $20 \times 20 \times 1 \text{ cm}^3$ ou $20 \times 20 \times 0,3 \text{ cm}^3$ et leur face d'entrée est couverte de 200 nm d'aluminium ultra-pur pour les isoler optiquement, mais également pour améliorer la collection de lumière vers le photomultiplicateur. Les faces latérales du scintillateur et du guide de lumière sont enrobées de deux épaisseurs de ruban Téflon de 0,2 mm pour diffuser la lumière.

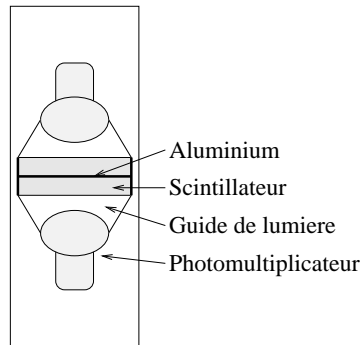


FIG. 7.1 – Schéma d'une capsule BiPo1.

Après une brève installation de quelques capsules au Laboratoire Souterrain de Canfranc, le prototype BiPo1 est à présent installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) à une profondeur de 4800 m.w.e.. Les capsules sont placées dans une cuve en inox étanche à l'air. Autour des capsules, 15 cm de plomb de basse activité permettent de réduire le flux de γ externes et 3 cm de fer pur arrêtent les γ de bremsstrahlung émis par les désintégrations β dans le plomb du ^{210}Bi (1,16 MeV), descendant du ^{210}Pb qui a une longue durée de vie (22,3 ans). Enfin, de l'air déradonisé fourni par l'usine anti-radon de NEMO 3 ($<1 \text{ mBq/m}^3$) balaie tout d'abord le volume des capsules, puis le volume de la cuve (FIG. 7.2), avec un flux d'environ 500 L/h.

Pour mesurer la radiopureté de surface en ^{212}Bi et donc en ^{208}Tl , on recherche un dépôt d'énergie dans un des deux scintillateurs et un autre dans le deuxième scintillateur d'une capsule, retardé par rapport au premier. Puisque la demi-vie du ^{212}Po est de 300 ns, le signal retardé est attendu à plus de 99 % dans les $2 \mu\text{s}$ suivant le premier signal déposé. La radiopureté en ^{214}Bi est mesurée quant à elle en recherchant le signal retardé sur une période d'environ 1 ms puisque la demi-vie du ^{214}Po vaut $164 \mu\text{s}$.

7.1.1 Radiopureté du prototype

Le prototype BiPo1 est un détecteur basse radioactivité. L'ensemble des matériaux utilisés a été sélectionné selon des critères de basse radioactivité. Les photomultiplicateurs utilisés sont des photomultiplicateurs 5" Hamamatsu R6594 de la production spécialement réalisée

¹Ces scintillateurs plastiques sont les mêmes que ceux des murs du détecteur NEMO 3. Ils sont composés d'une solution solide de polystyrène avec du p-Terphenyl (PTP) comme scintillateur et du 1,4-di-(5-phenyl-2-oxazolyl)benzène (POPOP) pour décaler les longueurs d'onde.

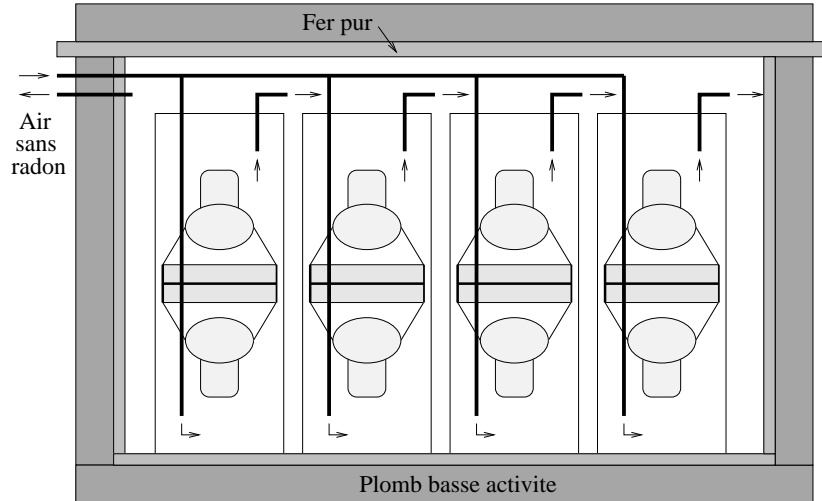


FIG. 7.2 – Schéma des capsules BiPo1 dans leur blindage de 15 cm de plomb basse activité et de 3 cm de fer pur. L'ensemble est balayé par de l'air sans radon.

pour NEMO 3, ils sont donc basse radioactivité avec une activité totale d'environ 0,8 Bq/PM (Tab. 2.2). Les embases d'origine de ces photomultiplicateurs ont été remplacées par des embases spécialement conçues pour le détecteur NEMO 3 afin de réduire les contaminations radioactives. Les câbles utilisés pour la connexion aux embases sont également basse activité : des câbles AXON SM50 coaxiaux d'un diamètre de 1,05 mm pour délivrer les hautes tensions et des câbles coaxiaux type KX3B avec des gaines en polyéthylène pour récupérer les signaux. Enfin, le choix du Plexiglas ou de la fibre de carbone pour la construction des capsules répond également à des exigences de radiopureté. La masse de carbone a été réduite après la deuxième capsule afin de réduire l'activité totale. De nombreuses mesures avec les détecteurs HPGe du LSM et du CENBG ont permis la sélection des matériaux utilisés pour BiPo1. Un récapitulatif de ces mesures pour une capsule carbone est présenté dans (Tab. 7.1).

Activité (Bq)	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{210}Pb	^{226}Ra	^{228}Ra
PM 5"	0,53	0,24	0,014	-	-	-
Vis (laiton)	-	-	-	1,1	-	-
Teflon			< bruit de fond			
Carbone	0,62-0,92	-	-	-	0,04-0,06	0,08-0,12
Total	1,7-2,0	0,48	0,03	1,1	0,04-0,06	0,08-0,12

TAB. 7.1 – Activités mesurées par spectroscopie γ HPGe des principaux composants d'une capsule carbone de type BiPo1.

7.1.2 Assemblage des capsules

L'assemblage des capsules du prototype est réalisé au LAL par le Service Développements et Techniques Mécaniques (SDTM). En premier lieu, les scintillateurs sont usinés à partir des

blocs de scintillateurs de $20 \times 20 \times 10$ cm³ de la production de NEMO 3 afin d'obtenir un bloc ayant une épaisseur de 1 cm ou 3 mm. L'usinage est fait avec un outil diamant monocristallin dans de grandes conditions de propreté afin de limiter les contaminations de la surface. Les scintillateurs sont ensuite nettoyés à l'acide acétique, à l'eau ultra-pure et au propan-2-ol puis protégés dans un film de polyéthylène pour éviter tout dépôt de contaminations ou de radon. Après quelques essais avec du mylar aluminisé (SEC. 7.6.3), la face d'entrée des scintillateurs est à présent aluminisée par pulvérisation sous vide à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO). Le système d'aluminisation est complètement nettoyé avant chaque usage et de grandes précautions sont prises dans la manipulation des scintillateurs. Après aluminisation, les scintillateurs sont à nouveaux protégés par un film de polyéthylène.

Les guides de lumière sont usinés et polis dans les ateliers de réalisation mécanique du SDTM au LAL. Comme les scintillateurs, ils sont emballés dans un film de polyéthylène en attendant le collage.

Chaque photomultiplicateur issu de la production NEMO 3, est à nouveau testé au LAL sur un banc de tests qui a servi à la caractérisation de photomultiplicateurs de LHCb : la stabilité, le gain ainsi que la linéarité de chaque PM sont ainsi vérifiés. On désigne ensuite un couple de photomultiplicateurs ayant à peu près les mêmes caractéristiques (gain, temps de montée...) pour équiper une même capsule.

L'assemblage des éléments d'une capsule est ensuite réalisé en salle propre au LAL. Chaque élément suit préalablement une procédure de nettoyage à l'acide acétique, à l'eau ultra-pure et au propan-2-ol. Dans un premier temps, on colle le scintillateur au guide de lumière avec une colle Araldite 2020. Ensuite le photomultiplicateur est collé au guide de lumière avec de la RTV 615. L'indice optique de la colle permet une adaptation entre le guide de lumière et le verre du photomultiplicateur. La transparence à 400 nm de cette colle a été mesurée et est supérieure à 80 %.

Ces éléments sont ensuite enrobés de ruban Téflon sur les faces latérales. Durant les tests, on couvre une fois encore la face d'entrée du scintillateur d'un film de polyéthylène pour éviter toute contamination de cette surface. Tous les éléments sont ensuite étalonnés sur banc de tests au LAL dans la même salle propre, comme il sera détaillé par la suite (SEC. 7.3.1).

Les capsules sont finalement assemblées dans la salle propre et la surface des scintillateurs est à nouveau nettoyée avant l'introduction dans la capsule. Les capsules sont ensuite envoyées au LSM complètement fermées et n'ont plus qu'à être installées dans le blindage dédié et connectées à l'acquisition et au système de balayage d'air sans radon.

7.1.3 Electronique et acquisition

Les hautes tensions des photomultiplicateurs sont délivrées par des cartes 12 voies de type A1733P alimentées par un châssis CAEN SY2527. Les hautes tensions sont comprises entre 1,1 et 1,5 kV pour des courants allant de 200 à 300 μ A. Un filtre RC, intégré à la traversée de

cloison de la cuve, permet de filtrer les rebonds de signaux sur la haute tension. Des câbles haute tension et signal basse radioactivité relient les embases des photomultiplicateurs à cette traversée de cuve. Après la traversée, des câbles standard rejoignent l'acquisition et le châssis haute tension.

Les signaux des photomultiplicateurs sont échantillonnés par des cartes d'acquisition VME appelées Matakq [70] pendant $2,5 \mu s$, avec une haute fréquence d'échantillonnage (1 GS/s) et une grande gamme dynamique de 12 bit (amplitude de 1 V). Une carte de 4 voies permet d'enregistrer 2 capsules à la fois. Ces cartes sont directement utilisables pour la mesure de contaminations en ^{212}Bi (^{208}Tl). En revanche, une modification est nécessaire pour rechercher des signaux retardés jusqu'à 1 ms et ainsi mesurer des contaminations en ^{214}Bi . Cette modification est en cours de réalisation et devrait prochainement être utilisée sur BiPo1.

Le déclenchement de l'acquisition se fait dès que le signal d'un photomultiplicateur dépasse le seuil de -50 mV (environ 150 keV pour un électron). Les signaux des quatre photomultiplicateurs connectés à une même carte sont alors enregistrés. Les autres cartes ne sont pas déclenchées afin de limiter la quantité de données enregistrées. Toutes les informations nécessaires à la recherche de coïncidences retardées dans une même capsule sont donc enregistrées.

L'acquisition et l'enregistrement des données sont gérés par un PC sous Ubuntu Linux, en connexion USB avec le châssis VME par l'intermédiaire d'une carte d'interface CAEN V1718. L'ensemble des programmes d'acquisition et d'analyse a été développé au LPC Caen. L'acquisition, dirigée par un démon, est complètement autonome et offre une efficacité de prise de données de plus de 99 %. Les données sont transférées automatiquement chaque soir, vers les sauvegardes magnétiques du centre de calcul CCIN2P3 à Lyon.

7.2 Reconstruction des données

Chaque signal provenant d'un photomultiplicateur qui a été échantillonné et enregistré est caractérisé ultérieurement avec des outils d'analyse spécialement développés. Un exemple de signal est présenté en (FIG. 7.3).

Les caractéristiques de chaque signal d'un photomultiplicateur sont déterminées à la lecture du signal enregistré comme un ensemble de points d'amplitude a_i en mV espacés de $\Delta t = 1 \text{ ns}$ (1 GS/s). Pour chaque signal de photomultiplicateur, on calcule (FIG. 7.4) :

- le temps d'arrivée² t_{signal} du signal dans la fenêtre de $2,5 \mu s$. Il est défini comme le temps au bout duquel le signal atteint son amplitude maximale, afin de réduire la dépendance par rapport à l'énergie mesurée. En effet, comme le montre (FIG. 7.5), en définissant le temps au niveau d'un seuil en amplitude fixe, il est dépendant de l'énergie enregistrée par le signal. Compte-tenu de la fréquence d'échantillonnage (1 Gs/s) et de la rapidité des

²La date d'arrivée du signal a peu d'importance, le but de BiPo étant de déterminer l'écart temporel entre le signal initial et le signal retardé dans la fenêtre d'acquisition de $2,5 \mu s$.

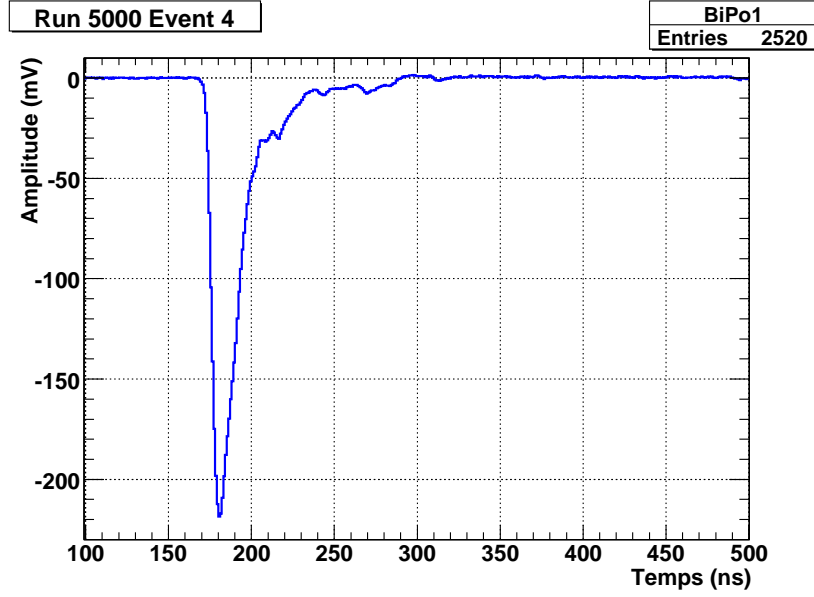


FIG. 7.3 – Exemple de signal de photomultiplicateur enregistré avec une carte Matabq dans BiPo1. Ce signal a déclenché l’acquisition à 180 ns, son piédestal est de $-0,002$ mV, l’amplitude est de $-218,5$ mV pour une aire de $4,75$ nVs.

photomultiplicateurs, la précision sur ce temps est de l’ordre de la nanoseconde.

- le piédestal p_{signal} , directement mesurable sur chaque signal enregistré, puisque la position de déclenchement dans la fenêtre de $2,5 \mu s$ est volontairement décalée de $t_{start} = 150$ ns. En moyennant l’amplitude du signal sur cette première partie de l’enregistrement, on détermine la valeur du piédestal :

$$p_{signal} = \left(\sum_{t_i=0}^{t_{start}} a_i \right) / t_{start} \quad (7.1)$$

- l’amplitude du signal a_{max} , simplement déterminée comme la valeur en mV au maximum du pic négatif observé, auquel on soustrait le piédestal.
- l’énergie E_{signal} , proportionnelle à l’aire (ou charge) du signal Q_{signal} du photomultiplicateur. Le coefficient multiplicatif c_{calib} entre l’énergie et l’aire du signal est déterminé par les calibrations. L’aire du signal est la somme sur tous les points du produit de l’amplitude (piédestal soustrait) du point échantillonné par la durée entre deux points. Elle s’exprime en nVs (FIG. 7.6).

$$Q_{signal} = \sum_{t_i=t_{start}}^{t_{stop}} \frac{a_i - p_{signal}}{\Delta t} \quad \text{et} \quad E_{signal} = c_{calib} Q_{signal} \quad (7.2)$$

- le retour à amplitude zéro, t_{stop} , utilisé pour le filtrage des données.

Afin de réduire le volume de données pour l’analyse, un filtre est appliqué afin de supprimer les régions qui ne comprennent pas de pics. Les données sont ainsi plus faciles à manipuler,

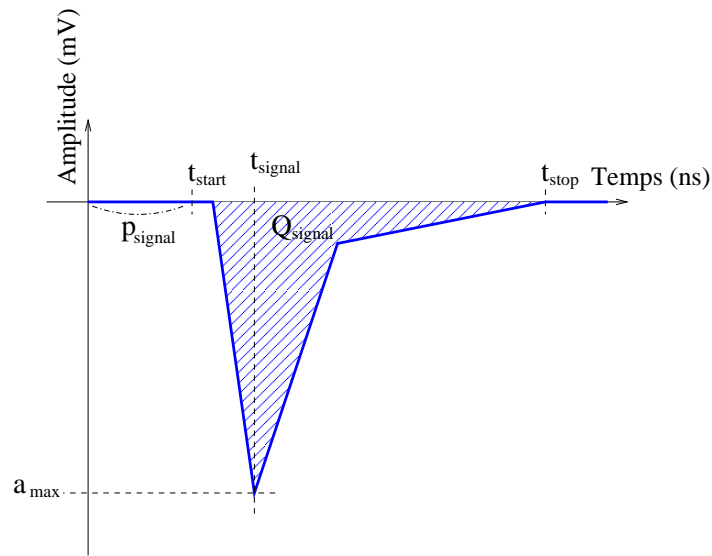


FIG. 7.4 – Détermination des caractéristiques du signal d'un photomultiplicateur : temps d'arrivée t_{signal} , piédestal p_{signal} , amplitude a_{max} et l'aire correspondant à la charge Q_{signal} .

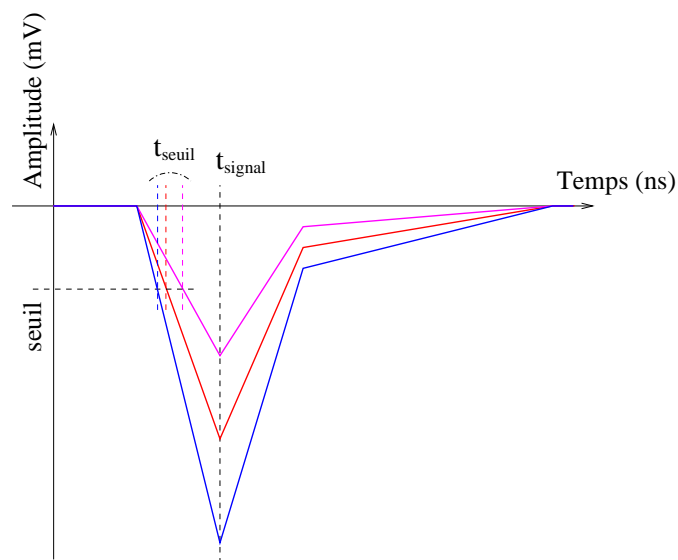


FIG. 7.5 – Comparaison de la détermination du temps t_{signal} de différents signaux d'un photomultiplicateur pour différentes énergies mesurées.

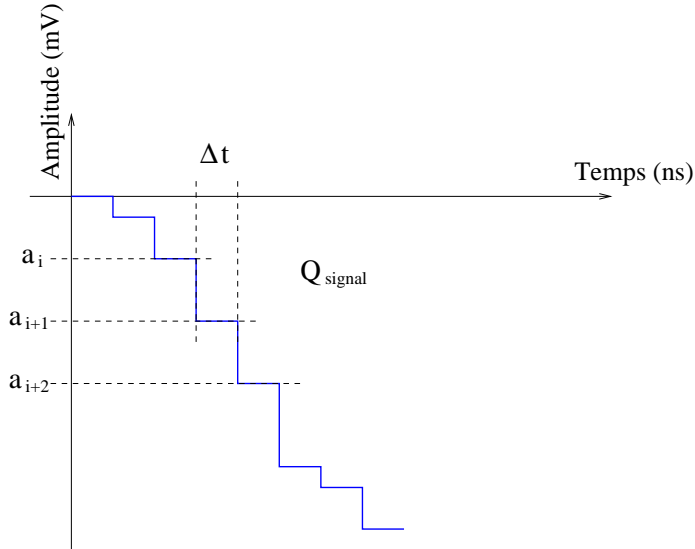


FIG. 7.6 – Principe du calcul de l'aire correspondant à la charge Q_{signal} du signal d'un photomultiplicateur.

cependant il est toujours possible de revenir aux données brutes pour rechercher des effets plus fins. La recherche d'événements BiPo devient alors une simple recherche de pics dans l'ensemble des signaux enregistrés sur les voies d'une même capsule.

7.2.1 Filtrage des données

Pour l'acquisition, chaque fois qu'un signal dans un photomultiplicateur franchit le seuil de déclenchement, tous les signaux des 4 voies d'une carte d'acquisition (2 capsules) sont enregistrés pendant $2,5 \mu\text{s}$ (FIG. 7.7). D'une part, on enregistre des données dans une capsule où il ne s'est rien passé, et d'autre part pratiquement toute l'information pour un signal de photomultiplicateur est contenue dans environ 200 ns. Compte-tenu de la quantité de données enregistrées pendant des mois avec BiPo1, il est nécessaire de réaliser un filtrage pour ne conserver que les régions dites d'intérêt. On construit ainsi un lot de données réduites dont le transfert et l'analyse sont facilités. Les données originales restent conservées sur stockage magnétique.

Le principe de filtrage est appliqué en parcourant successivement chacune des voies enregistrées dans un événement. A partir d'une moyenne sur 10 points échantillonnés, on détermine des critères en amplitude pour identifier une région d'intérêt. La moyenne permet de s'affranchir du bruit que provoquent des fluctuations relativement importantes (quelques mV) observées dans les zones en dehors de véritables signaux. Lorsque l'amplitude moyennée franchit un seuil de -5 mV (environ -10 mV en amplitude réelle) à un temps $t_{\text{start}}^{\text{seuil}}$, le début d'une région d'intérêt est identifié et on préserve les données correspondant à une durée de 20 ns avant $t_{\text{start}}^{\text{seuil}}$. Cette valeur marque le temps t_{start} pour les signaux réduits. La fin d'une région d'intérêt est ensuite identifiée lorsque l'amplitude moyennée repasse au dessus d'un seuil de -1 mV à un temps $t_{\text{stop}}^{\text{seuil}}$. On préserve alors les données correspondant à une durée de 50 ns après ce temps $t_{\text{stop}}^{\text{seuil}}$, ce qui définit le temps t_{stop} du signal réduit. Un exemple de signal de photomultiplicateur avant et après le filtre est présenté en (FIG. 7.8).

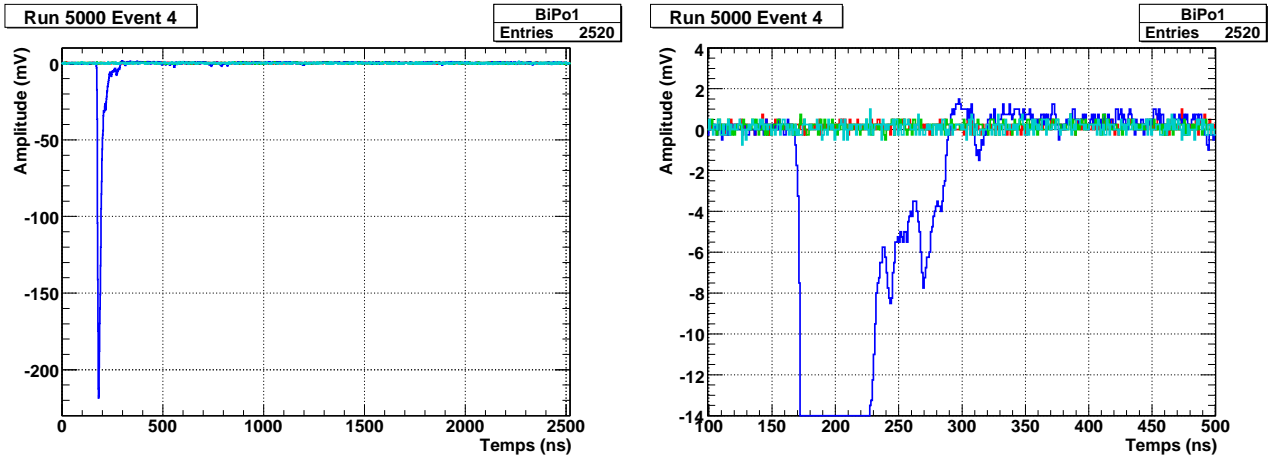


FIG. 7.7 – Exemple d'événement dans BiPo1 avec les 4 voies enregistré et un zoom.

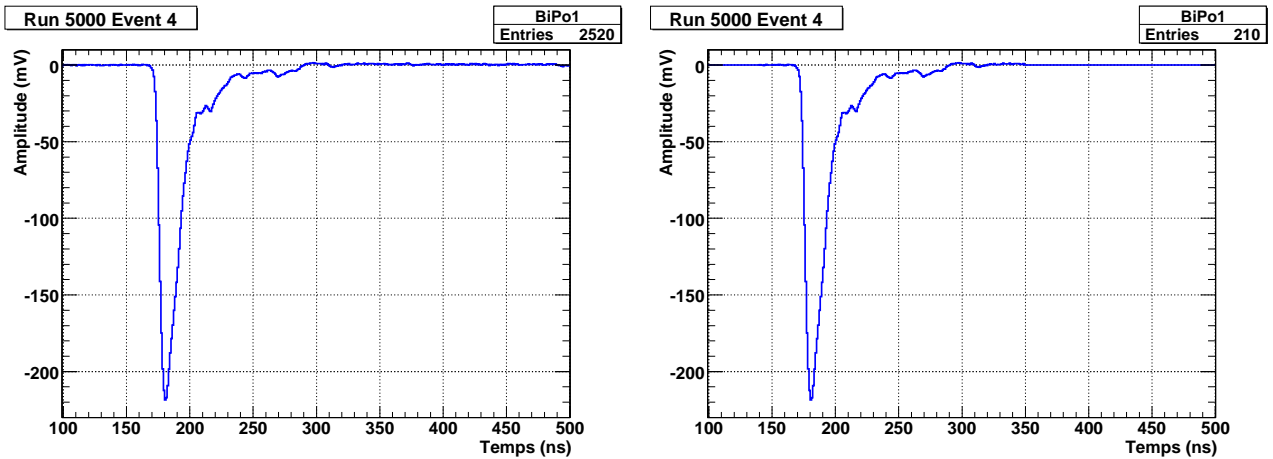


FIG. 7.8 – Exemple de signal d'un photomultiplicateur avant (2520 points enregistrés) et après filtrage (210 points enregistrés). Pour le signal filtré une ligne continue à zéro est représentée à la place des points qui ont été supprimés.

Ce filtrage permet de réduire fortement la quantité de données et de procéder à leur analyse plus rapidement. Cependant, il est parfois nécessaire d'utiliser tout le signal enregistré, comme nous le verrons pour la discrimination e^-/α (SEC. 7.5). Dans ce cas les événements, dont le nombre est très faible, ont été identifiés et on récupère les fichiers concernés pour une analyse plus précise.

Le filtre appliqué sélectionne des régions d'intérêt qui ne contiennent pas nécessairement un seul signal de photomultiplicateur. En effet, il est possible d'observer la superposition de plusieurs signaux dans une même région, à partir du moment où l'amplitude ne repasse pas sous le seuil de -1,0 mV entre les deux signaux (FIG. 7.9). Ces événements pourraient être dus à des coïncidences fortuites de deux γ externes, mais compte-tenu des taux de comptage des photomultiplicateurs dans le blindage, la probabilité d'observer de tels événements est très faible. Par contre, il est plus fréquent d'observer des événements BiPo provenant des matériaux entourant

le scintillateur, comme par exemple la colle entre le guide de lumière et le scintillateur. Pour l'analyse de la radiopureté de surface il est nécessaire de rejeter ces événements (SEC. 7.6.6), alors que pour l'analyse de la radiopureté de volume on souhaite les conserver (SEC. 7.6.4).

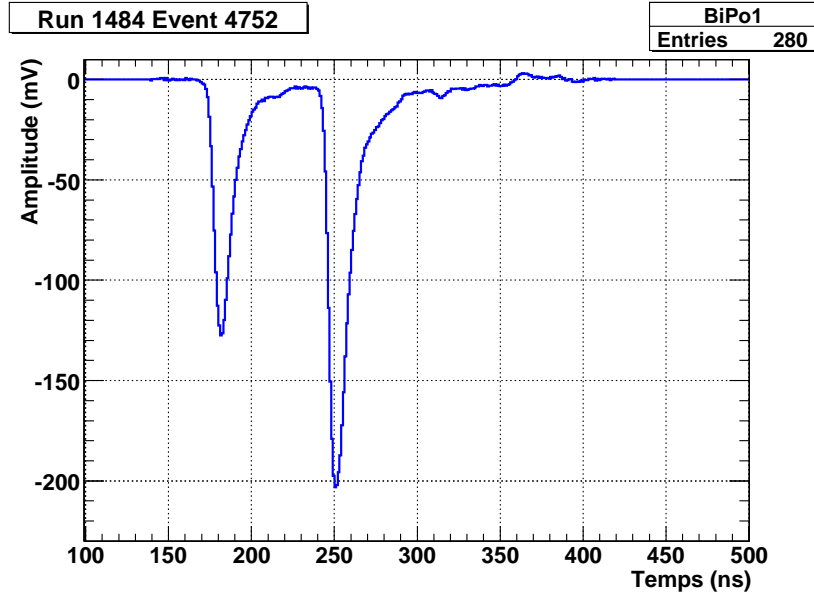


FIG. 7.9 – Exemple d'événement où la région d'intérêt d'un photomultiplicateur, sélectionnée après filtrage, contient une superposition de deux signaux.

Nous pouvons identifier les événements présentant un double pic à partir de calculs de dérivées sur le signal. En effet, le sommet d'un pic est identifié par le passage d'une dérivée négative à une dérivée positive et un creux entre deux pic par une dérivée positive puis négative. Les exemples d'événements étudiés jusqu'à présent montrent de nombreux rebonds du signal dans la zone de décroissance. Il est donc nécessaire d'ajouter des critères de sélection sur l'amplitude entre le maximum de chacun des pics et le creux. Ainsi on exige que la différence d'amplitude entre le premier pic et le creux vaille au moins 10 % de l'amplitude de ce premier pic, puisque les rebonds ont toujours une amplitude proportionnelle à celle du pic initial. Pour que le second pic soit significatif, on impose que la différence d'amplitude entre ce second pic et le creux vaille au moins 20 % de l'amplitude du second pic, mais aussi qu'elle représente au moins 5 % de l'amplitude du premier pic (FIG. 7.10). On prend ainsi en compte l'importance du second pic par rapport à l'amplitude de la zone dans laquelle il se trouve, mais aussi par rapport à l'amplitude du signal total. En fonction de l'analyse choisie (surface ou volume), on décide alors de rejeter ou de sélectionner ces événements.

7.3 Etalonnages

7.3.1 Banc de tests scintillateurs au LAL

Un premier étalonnage en énergie est effectué sur un banc de tests en salle propre au LAL. Chaque ensemble scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur, est testé au moyen

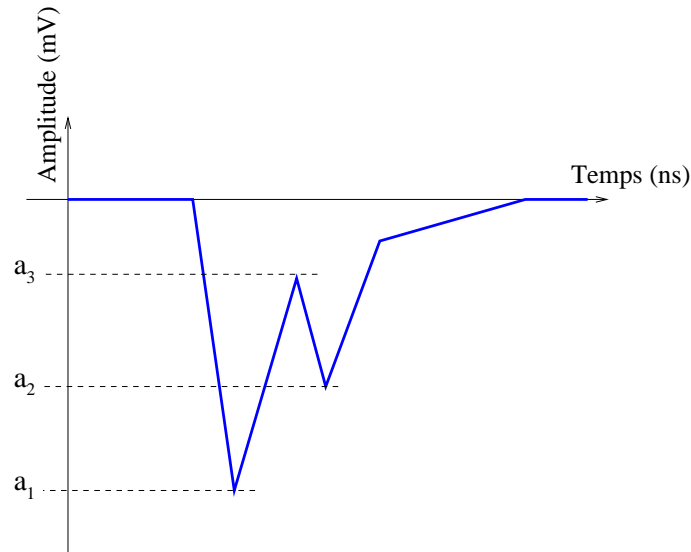


FIG. 7.10 – Principe de détermination de la présence de 2 pics dans le signal d'un photomultiplicateur. Les critères de sélection de ce type d'événements sont $|a_3 - a_1| > 0,1 |a_1|$, $|a_3 - a_2| > 0,2 |a_2|$ et $|a_3 - a_2| > 0,05 |a_1|$.

d'une source d'électrons de conversion de ^{207}Bi (émission de deux électrons de conversion à 482 et 976 keV) et d'une source α de ^{241}Am (3 émissions α d'environ 5,5 MeV) (FIG. 7.11). Dans un premier temps, la calibration avec la source de ^{207}Bi permet de régler les valeurs des hautes tensions des photomultiplicateurs. Afin de conserver une bonne résolution en amplitude pour une gamme dynamique entre 0 et 1,5 MeV (environ 92 % des électrons du ^{212}Bi de $Q_{\beta}(^{212}\text{Bi}) = 2,25$ MeV), on choisit une amplitude de 650 mV pour des électrons de 976 keV au centre du scintillateur.

L'ensemble de la surface du scintillateur est ensuite testée avec les sources de ^{207}Bi et de ^{241}Am pour vérifier son homogénéité. Mais du fait de la géométrie des scintillateurs, qui ont une surface carrée de 20 cm de côté, et de la collection de la lumière par un photomultiplicateur de 5 pouces à photocathode sphérique, on constate une inhomogénéité de l'amplitude du signal en fonction de la position de la source. La calibration en énergie est donc effectuée à partir de la valeur moyenne mesurée sur toute la surface du scintillateur. On dispose également d'un spectromètre à électrons avec une source β de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ (FIG. 7.11), qui permet de sélectionner des électrons entre 400 keV et 1,8 MeV, et donc de vérifier la linéarité des différents éléments. Rappelons qu'avant le montage, la stabilité, le gain ainsi que la linéarité de chaque photomultiplicateur ont aussi été testés sur un banc de tests au LAL.

Un exemple de mesures obtenues avec les sources et le spectromètre au centre d'un scintillateur est présenté en (FIG. 7.12). On présente ensuite les résultats des mêmes mesures pour un ensemble de positions des sources face au scintillateur (FIG. 7.13). Les distributions de la charge intégrée montrent une perte d'environ 30 % sur les bords du scintillateur par rapport à la mesure au centre, quelle que soit la source d'étalonnage utilisée. Pour les électrons d'environ 1 MeV fournis par le spectromètre, les charges intégrées sont comprises entre 5,2 et 7,2 nVs. La

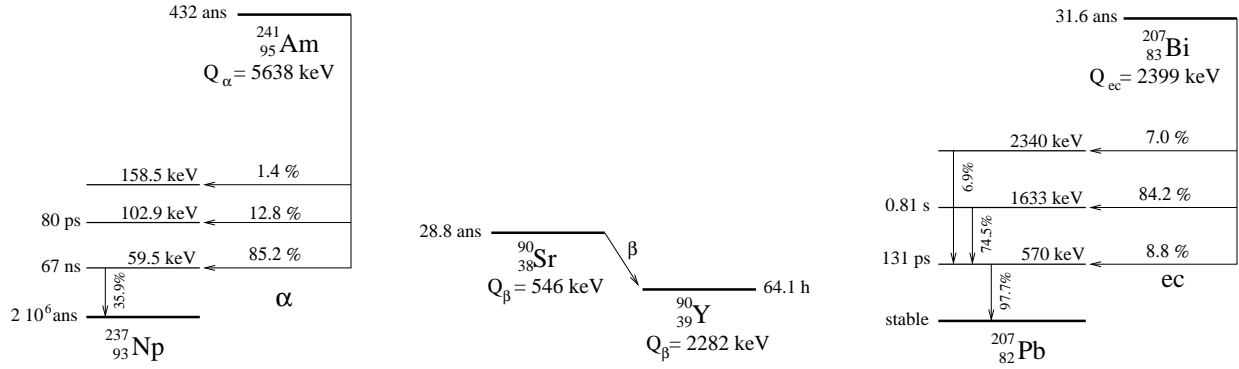


FIG. 7.11 – Schéma des principales décroissances des isotopes utilisés pour l'étalonnage des éléments de BiPo1 : ^{241}Am , ^{90}Sr et ^{207}Bi .

valeur moyenne de la charge pondérée par la surface est 5,7 nVs ($c_{calib} = 175 \text{ keV}/(\text{nVs})$). Les mesures de résolution FWHM sont par contre moins précises. L'ajustement de la résolution à partir des électrons de conversion du ^{207}Bi est mal reproduit puisqu'il s'agit de la superposition d'électrons ayant 3 énergies différentes et que cette source émet en plus beaucoup de rayonnements γ qui interagissent dans le scintillateur. Il est donc préférable de se fier à la mesure avec le spectromètre. La résolution FWHM au centre pour des électrons d'environ 1 MeV vaut 13 % et atteint 17 % au maximum en fonction de la position sur la surface du scintillateur. La résolution moyenne pondérée par la surface vaut finalement 16 %.

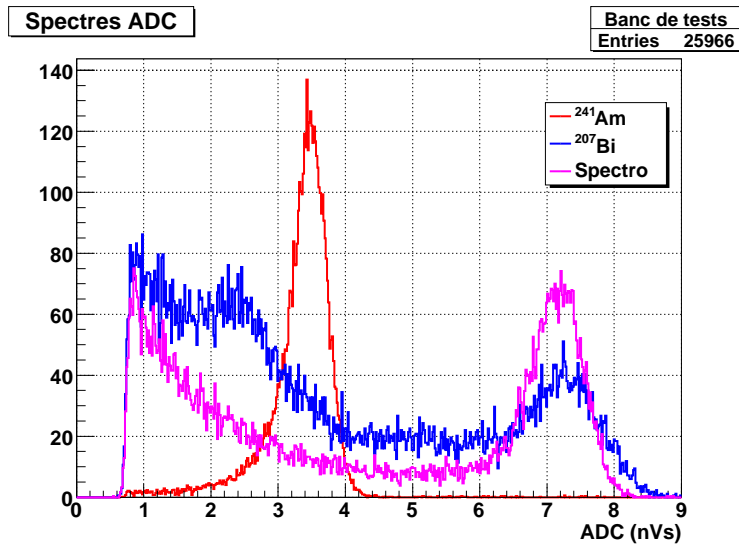


FIG. 7.12 – Exemples de distributions de l'aire des signaux d'un ensemble scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur de BiPo1 obtenues avec différentes sources d'étalonnage placées au centre du scintillateur.

7.3.2 Etalonnage des capsules au LSM

L'étalonnage sur banc de tests au LAL permet les réglages et la vérification du fonctionnement de chaque bloc scintillateur, mais ne donne pas d'information sur la mesure des temps

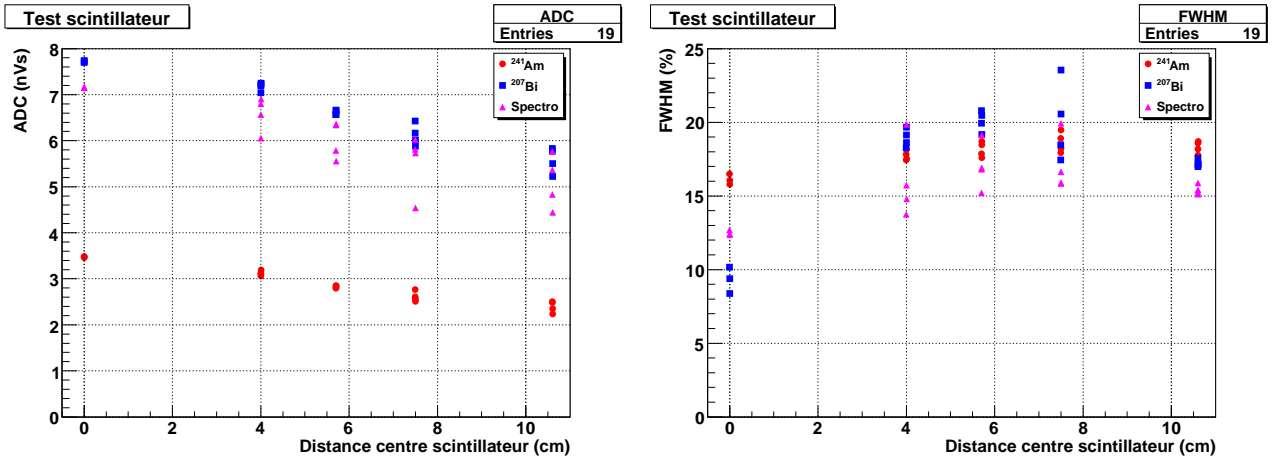


FIG. 7.13 – Ensemble des ajustements des distributions de l'aire des signaux d'un ensemble scintillateur, guide de lumière et photomultiplicateur de BiPo1 obtenus avec différentes sources d'étalonnage en différentes positions (à gauche) et résolutions FWHM associées (à droite).

pour les deux éléments d'une même capsule. Cette information est néanmoins fondamentale, puisque c'est la recherche d'un signal retardé qui signe un événement BiPo. L'étalonnage en temps est effectué une fois les capsules installées dans leur blindage au LSM, avec leur connectique définitive, au moyen d'une source γ de ^{54}Mn (quasi monoénergétique) placée à l'intérieur du blindage. Les rayonnements γ interagissent dans les scintillateurs plastiques par effet Compton. Si l'électron Compton est éjecté proche de la face de contact des scintillateurs, il peut passer d'un scintillateur à l'autre (FIG. 7.14). La détection de cet électron dans les deux scintillateurs correspond à un événement en temps. La mesure de l'écart en temps entre les deux voies de la capsule (FIG. 7.15), dû aux différences de longueur de câbles et aux différences de haute tension des photomultiplicateurs, permet ensuite de corriger le temps mesuré entre les deux signaux d'un événement BiPo.

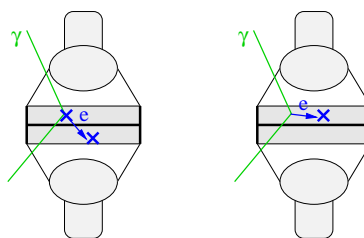


FIG. 7.14 – Principe de calibration en temps et en énergie des capsules de BiPo1 avec la source γ de ^{54}Mn .

Les tests au LAL ont montré l'inhomogénéité de la réponse des éléments d'une capsule en fonction de la position d'arrivée de la particule sur la surface du scintillateur. L'utilisation de la source γ de ^{54}Mn au LSM permet également d'améliorer l'étalonnage en énergie par rapport à celui obtenu sur le banc de tests (FIG. 7.14). En effet, les γ interagissent dans tout le volume du scintillateur, ce qui permet d'obtenir la réponse en énergie moyenne. La source de ^{54}Mn permet en plus d'obtenir des spectres en énergie relativement propres puisqu'un seul γ de 835 keV est

émis dans presque 100 % des désintégrations. C'est alors la position du front Compton qui permet de déterminer la relation ADC-énergie. L'énergie du front Compton est donnée par :

$$E_{FC} = E_\gamma \frac{2C}{1 + 2C} \quad \text{où} \quad C = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (7.3)$$

Pour le γ de 835 keV émis par la source de ^{54}Mn , le front Compton est donc attendu à une énergie de 639 keV, ce qui permet à partir du spectre observé (FIG. 7.15) de déterminer sa position et d'en déduire la relation ADC-énergie à partir de (EQN. 7.2). On repère l'énergie du front Compton comme la position à mi-hauteur de ce front. Cette méthode de calibration est peu précise mais suffisante pour BiPo car seule l'information temporelle importe vraiment.

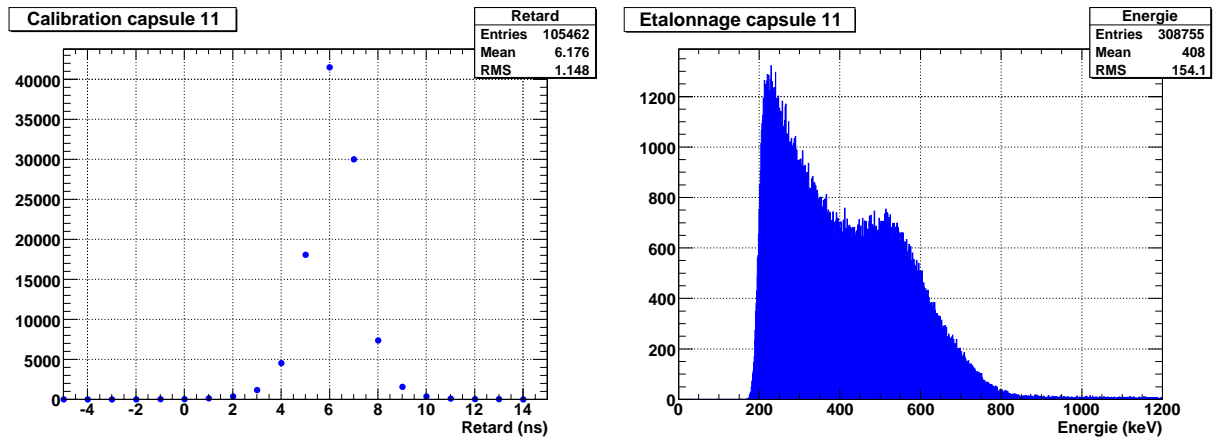


FIG. 7.15 – Exemples d'étalonnage du retard en temps mesuré entre les deux scintillateurs d'une capsule de BiPo1 (à gauche), et d'étalonnage en énergie à partir de la détermination du front Compton pour un élément de capsule (à droite). Ces deux étalonnages utilisent une source γ de ^{54}Mn .

7.4 Suivi du gain des photomultiplicateurs

Comme les étalonnages avec la source γ de ^{54}Mn ne se font qu'occasionnellement au LSM, il est nécessaire de réaliser un suivi journalier du gain des photomultiplicateurs. Même si nous avons vu que les variations de gain n'avait qu'un effet de l'ordre de 5 % sur l'efficacité de détection des événements BiPo, il est nécessaire de s'assurer que ces variations restent faibles.

Pour réaliser ce suivi, des sources alpha de ^{241}Am liquides ont été déposées en face arrière des scintillateurs de 5 capsules avant le collage au guide de lumière (FIG. 7.16). La mesure journalière du dépôt d'énergie dans le scintillateur par les particules α provenant de cette source doit permettre de s'assurer de la stabilité du gain de chaque photomultiplicateur. L'américium de la source est dissout dans de l'acide nitrique. Afin de s'assurer que l'acide ne dégrade pas les propriétés de scintillation du scintillateur, nous avons réalisé un test avec une source solide de ^{241}Am avant et après attaque à l'acide nitrique concentré. Après 4 jours de tests, aucune variation de l'énergie déposée par les particules α n'a été observée. On peut également craindre

qu'au cours du temps, les excitations localisées du scintillateur ne finissent par détériorer la scintillation. Un test de vieillissement du scintillateur avait été réalisé au CENBG dans le cadre de la R&D pour le calorimètre de SuperNEMO, en laissant plusieurs semaines une source de ^{241}Am solide de très forte activité au contact d'un scintillateur plastique. Ce test n'a pas non plus révélé de variation de l'énergie déposée par les particules α .

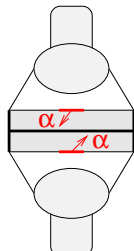


FIG. 7.16 – Principe de suivi du gain des photomultiplicateurs de BiPo1 à partir du dépôt d'une source de ^{241}Am .

On a choisi de déposer environ 50 mBq, soit 1 μl de source ^{241}Am , afin de ne pas trop augmenter le taux de comptage des scintillateurs, tout en ayant suffisamment de désintégrations par jour (~ 2000) pour le suivi des gains. Mais dès les premières prises de données, on a constaté que l'activité de la source déposée variait fortement d'un scintillateur à l'autre alors que le volume de source déposée était le même (FIG. 7.17). On détermine l'activité de la source de ^{241}Am par soustraction du nombre d'événements de bruit de fond externe ajusté par une exponentielle décroissante au nombre d'événements de la raie d'énergie alpha ajustée par une gaussienne. Globalement, les activités déposées sont supérieures aux valeurs attendues (jusqu'à un facteur 3). Ceci est un problème puisque cela risque de provoquer des coïncidences fortuites, d'autant plus que dans ce cas le signal retardé est un signal de type alpha. Pour un meilleur contrôle de l'activité déposée, il faudrait pouvoir procéder à la dilution de la source et réaliser les dépôts sur les scintillateurs en plusieurs fois.

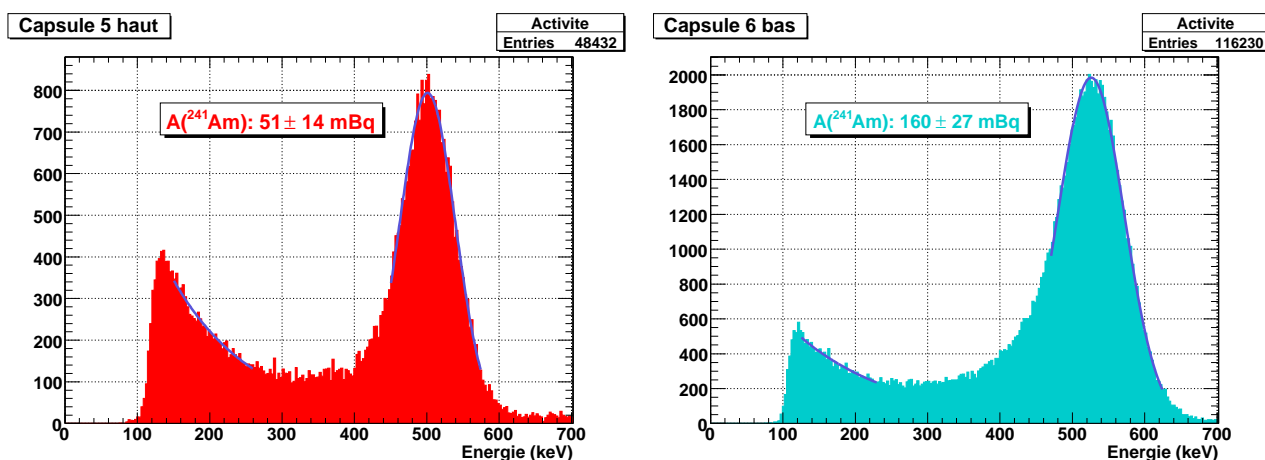


FIG. 7.17 – Mesure de l'activité de source de ^{241}Am déposée sur le scintillateur, pour les deux cas extrêmes de plus faible activité et de plus forte activité dans BiPo1.

Néanmoins, nous avons voulu vérifier s'il était possible de réaliser le suivi des gains des photomultiplicateurs à partir de ce dépôt de ^{241}Am sur les scintillateurs. On utilise ici les données du lot 2 (SEC. 7.6.1), pour lequel 5 capsules (10 scintillateurs) comportent un dépôt de source. Les distributions de l'énergie déposée dans les scintillateurs par les α en fonction du temps (FIG. 7.18) montrent qu'en 5 mois, l'énergie mesurée diminue de 5 % pour tous les photomultiplicateurs, ce qui semble correspondre à une dérive de 5 % du gain des photomultiplicateurs. Cependant il n'y a aucune raison pour que la valeur de la dérive soit la même d'un photomultiplicateur à l'autre.

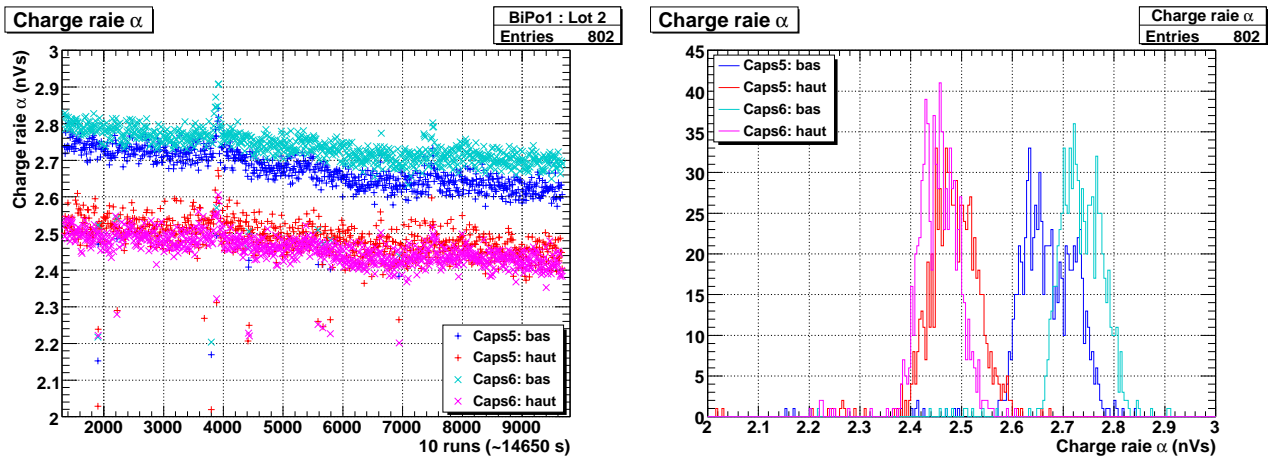


FIG. 7.18 – Suivi du gain de différents photomultiplicateurs de BiPo1 avec la source de ^{241}Am pour le lot 2 de données (scintillateurs des capsules 5 et 6).

Pour comprendre cette variation globale, on vérifie les taux de comptages simples des photomultiplicateurs, qui permettent également un suivi des gains. En effet, si le gain d'un photomultiplicateur change, le taux de comptage va changer puisque le seuil de déclenchement est toujours le même. Un spectre de bruit de fond de comptage simple suit une forme exponentielle décroissante, comme le montre la partie basse énergie des spectres (FIG. 7.17). Une variation du gain est donc observable pour une énergie au niveau du seuil, puisqu'elle change le taux de comptage. Mais ceci est plus difficile à mettre en évidence pour les scintillateurs où la source alpha domine le taux de comptage, puisque la raie d'énergie α est éloignée du seuil de déclenchement. Cependant, nous disposons également dans le lot 2 de données d'une capsule (numéro 2) qui n'a pas de source de ^{241}Am déposée (SEC. 7.6.1). Si l'observation précédente correspond à une variation commune du gain de tous les photomultiplicateurs, alors on devrait observer une chute du taux de comptage dans la capsule 2 sans source de ^{241}Am , et aussi dans les capsules avec sources pour lesquelles l'activité en ^{241}Am est la plus faible. En (FIG. 7.19) on représente l'évolution du taux de comptage de différents photomultiplicateurs en fonction du temps.

Cette mesure, bien que moins précise, ne montre pas de variation du taux de comptage des scintillateurs. A 5 % près, on peut donc assurer que le gain des photomultiplicateurs est resté stable pendant les 5 mois de la prise de données du lot 2. La diminution de l'énergie mesurée à partir du suivi avec la source de ^{241}Am est donc certainement due à un effet de dégradation

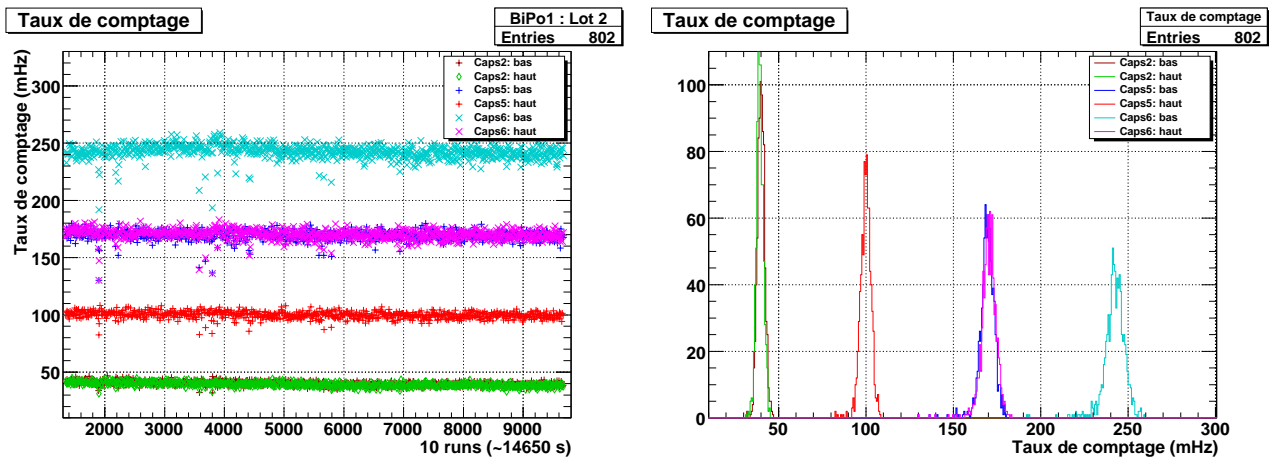


FIG. 7.19 – Suivi du taux de comptage de différents photomultiplicateurs de BiPo1 pour le lot 2 de données.

locale des propriétés du scintillateur. Les tests que nous avons réalisés précédemment n'étaient pas exactement dans les mêmes conditions. Deux hypothèses peuvent alors expliquer ce phénomène. Soit la dégradation est due à l'acide, avec un effet observable seulement à long terme, soit la source α incorporée dans le scintillateur en modifie lentement la scintillation, ce qui n'est pas observé lorsqu'on place une source solide en contact avec le scintillateur.

Pour conclure, le suivi du gain à partir de dépôts de source de ^{241}Am n'est pas satisfaisant pour BiPo1 sans d'autres tests pour comprendre la dégradation observée. Nous verrons par la suite un autre problème lié au dépôt de ces sources de ^{241}Am pour l'analyse BiPo (SEC. 7.6.6). Les scintillateurs des capsules suivantes de BiPo1 ne contiennent donc plus de dépôt de source α . Néanmoins, la mesure des variations des taux de comptage des scintillateurs permet un suivi des gains à environ 5 % près.

7.5 Discrimination e^-/α

Afin de signer complètement les événements BiPo, il est intéressant d'identifier le premier signal comme correspondant à un signal de type électron et le signal retardé comme correspondant à un signal de type alpha. De plus, nous avons vu qu'un bruit de fond important est dû aux coïncidences fortuites, pour lesquelles le signal de déclenchement et le signal retardé ont tous les deux les caractéristiques d'un signal électron (un γ produisant un électron Compton diffusé dans le scintillateur). Discriminer entre électron et particule α serait donc un atout pour l'analyse BiPo.

Il est possible de distinguer les signaux de type électron des signaux de type alpha grâce à l'analyse de forme des signaux des photomultiplicateurs. En effet, des états de plus longue demi-vie sont excités dans les scintillateurs par les particules α mais pas par les électrons. Par conséquent, on observe plus de lumière dans la composante lente du signal (queue) pour les alphas que pour les électrons. Sur le banc de tests au LAL, on peut mesurer des signaux pure-

ment α avec la source de ^{241}Am , et des signaux purement électron avec la source de ^{207}Bi , avec le même élément de capsule BiPo1. En moyennant sur l'ensemble des deux types de signaux, on fait apparaître que la composante lente des signaux α est effectivement d'amplitude plus élevée que celle des électrons (FIG. 7.20).

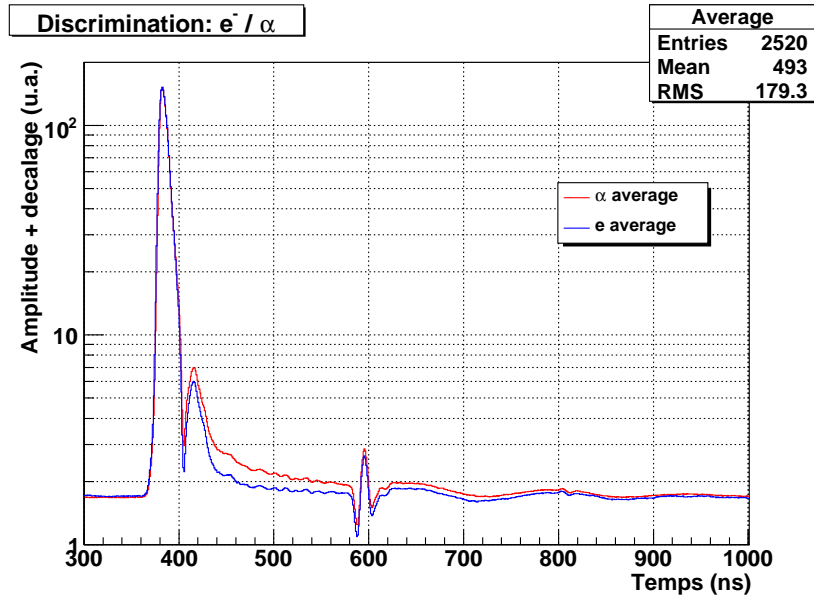


FIG. 7.20 – Moyennes de l'opposé de plusieurs signaux observés pour des électrons et pour des alphas avec le même élément de capsule BiPo1 mesuré sur le banc de tests au LAL. Les signaux sont arbitrairement décalés en amplitude pour une meilleure lecture en échelle logarithmique.

On peut alors définir un facteur de discrimination χ comme le rapport entre la charge intégrée q de la composante lente du signal et la charge totale Q du signal (FIG. 7.21), afin de distinguer des signaux de type α ou de type électron :

$$\chi = q/Q \quad (7.4)$$

Ce facteur est ensuite calculé pour chacun des signaux observés, et on représente les distributions correspondant aux deux types de signaux (FIG. 7.20). Une bonne séparation est visible entre les signaux de type électron et ceux de type α à partir de ces distributions.

La discrimination est optimisée en ajustant la fenêtre $t_{stop} - t_{start}$ d'intégration de la charge totale Q et le temps t_q à partir duquel on intègre la charge lente q . Ces deux paramètres sont représentés sur un schéma du signal en (FIG. 7.21). Le temps t_{start} , à partir duquel on commence à intégrer la charge totale, n'a pas d'importance tant que le début du signal n'est pas tronqué. On fixe ce temps t_{start} à 25 ns avant le temps t_{signal} du signal analysé. On définit alors un critère χ_{qual} de qualité sur la distinction entre électrons et alphas comme :

$$\chi_{qual} = \frac{\langle \chi_\alpha \rangle - \langle \chi_e \rangle}{\sqrt{\sigma_\alpha^2 + \sigma_e^2}} \quad (7.5)$$

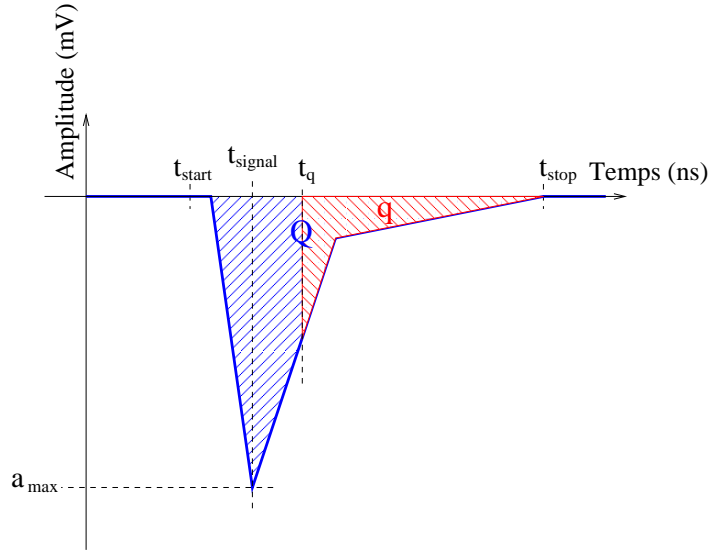


FIG. 7.21 – Représentation des paramètres pertinents pour la discrimination : les fenêtres d'intégration de la charge totale du signal Q ($t_{stop} - t_{start}$) et de la composante lente q ($t_{stop} - t_q$) pour un signal de photomultiplicateur.

où $\langle \chi_e \rangle$ et $\langle \chi_\alpha \rangle$ sont les valeurs moyennes de chaque distribution du facteur de discrimination, et σ_e et σ_α leur largeur RMS³ respective. Il faut alors maximiser ce critère de qualité de distinction pour chacun des deux paramètres déterminés plus haut (FIG. 7.22).

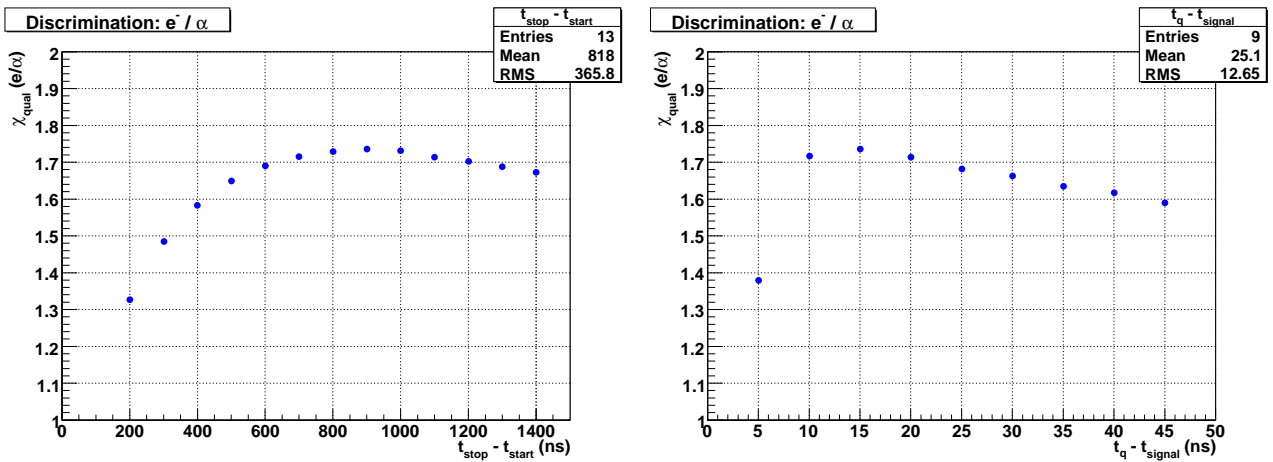


FIG. 7.22 – Détermination de la largeur de la fenêtre d'intégration et du début du temps d'intégration de la composante lente du signal d'un photomultiplicateur pour la discrimination e^-/α . La courbe de droite est faite en utilisant la largeur de fenêtre optimale (900 ns).

La discrimination est meilleure avec une longue fenêtre d'intégration de la charge totale Q , avec un critère χ_{qual} qui est maximal pour une fenêtre de 900 ns. Il faut rappeler que l'acquisition n'est possible que jusqu'à 2500 ns avec les cartes utilisées. Les coïncidences retardées pour la mesure du ^{212}Bi ne sont explorées que jusqu'à 1500 ns ($\sim 5T_{1/2}(^{212}\text{Po})$) dans BiPo1.

³RMS : Root Mean Square.

Il n'y a donc aucun problème à intégrer la charge du signal α retardé pendant 900 ns. L'intégration de la charge de la composante lente offre quant à elle la meilleure discrimination pour $t_q - t_{signal} = 15$ ns.

Pour finir, on définit une coupure sur le facteur de discrimination χ afin de reconnaître individuellement un signal de type électron d'un signal de type alpha. Une coupure élevée permet d'avoir une très bonne reconnaissance des alphas (FIG. 7.23) mais fait chuter terriblement l'efficacité, déjà très faible, de détection des événements BiPo. Afin de choisir une coupure plus raisonnable, on peut définir la probabilité pour un signal donné d'être de type alpha à partir des distributions du facteur de discrimination :

$$prob_{\alpha}^{\alpha}(\chi_{min}) = \frac{N_{\alpha}(\chi > \chi_{min})}{N_{\alpha}} \quad \text{et} \quad prob_{\alpha}^{e^{-}}(\chi_{min}) = \frac{N_{e^{-}}(\chi > \chi_{min})}{N_{e^{-}}} \quad (7.6)$$

où χ_{min} est la coupure fixée, $N_{\alpha}(\chi > \chi_{min})$ et $N_{e^{-}}(\chi > \chi_{min})$ sont les nombres d'événements pour les distributions du facteur de discrimination des alphas et des électrons au dessus de cette coupure, et enfin N_{α} et $N_{e^{-}}$ sont les nombres totaux d'événements alphas et électrons dans les distributions. On représente ensuite ces probabilités en fonction de la coupure sur le facteur de discrimination (FIG. 7.24). On décide de garder 90 % des signaux de type alpha pour conserver une bonne efficacité, ce qui correspond à $\chi_{min} = 0,104$. Dans ce cas, seuls 5 % des signaux de type électron sont pris pour des signaux de type alpha.

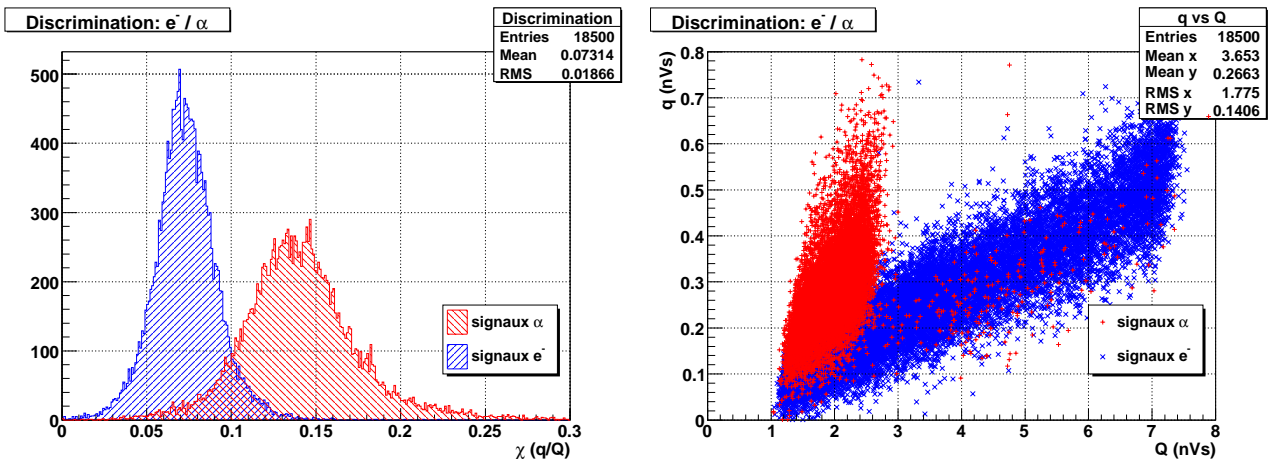


FIG. 7.23 – Distributions du facteur de discrimination χ (q/Q) pour des électrons (^{207}Bi) et des alphas (^{241}Am) et distributions bidimensionnelles associées de la charge q intégrée dans la composante lente du signal en fonction de la charge totale Q du signal du photomultiplicateur.

En conclusion, l'analyse de forme des signaux des photomultiplicateurs sur banc de tests au LAL permet de réaliser une discrimination entre électrons et α . En conservant 90 % de l'efficacité de détection, il est possible de rejeter 95 % du bruit de fond dû aux coïncidences fortuites. L'analyse de la discrimination e^{-}/α en conditions réelles d'utilisation au LSM, est présentée en (SEC. 7.6.2.1).

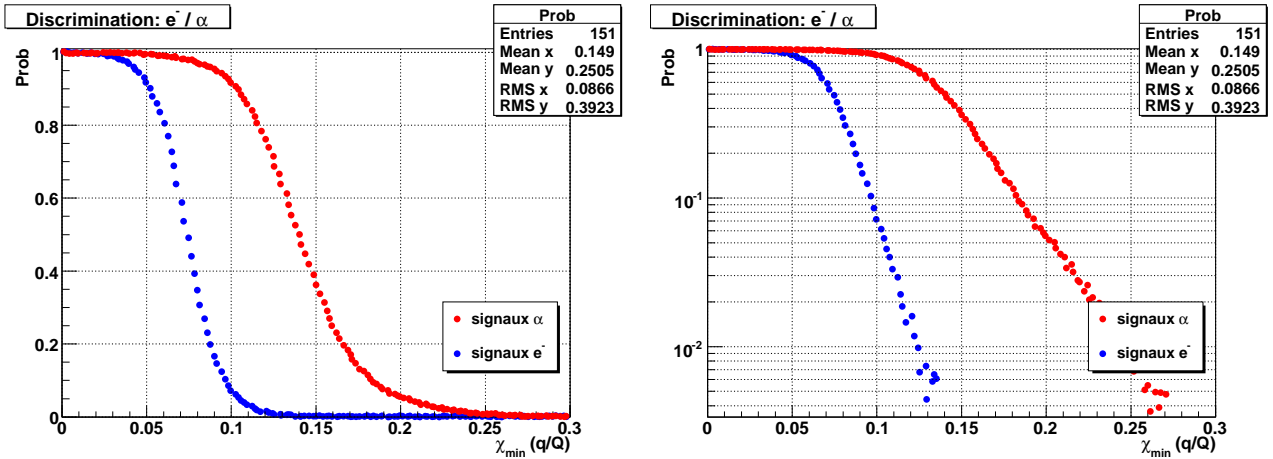


FIG. 7.24 – Distributions des probabilités de sélectionner un électron ou un alpha en fonction de la coupure sur le facteur de discrimination (à droite en échelle logarithmique).

7.6 Résultats

7.6.1 Prises de données au LSM

Trois premières capsules de tests ont été installées au LSM début juin 2007 et ont pris des données jusqu'en décembre de la même année. Ces premiers tests ont permis de valider le principe de mesure, de rejeter l'utilisation de mylar aluminisé comme habillage des scintillateurs, et enfin de vérifier la radiopureté de volume des scintillateurs. En juin 2007, cinq capsules dédiées à la mesure de la radiopureté de surface ont été installées et prennent encore des données. Afin d'augmenter la sensibilité, de nouvelles capsules dédiées à cette mesure ont été installées après les installations de décembre 2007 et de février 2008, pour un total de 18 capsules du même type. L'ensemble des périodes de prises de données (lots) est récapitulé dans (TAB. 7.2). Au 26 mai 2008, l'exposition obtenue avec les capsules dédiées à la mesure de la radiopureté de surface vaut $10,9 \text{ m}^2 \times \text{mois}$. L'exposition totale est donc, à cette date, pratiquement équivalente à une mesure d'un mois avec le détecteur BiPo final ($12 \text{ m}^2 \times \text{mois}$).

Lot	Date	Capsules	Fichiers	Durée moyenne	Durée totale
1	21/06/2007	3	890 - 1059	3595 s	70,3 j
2	26/06/2007	8	1337 - 9673	1465 s	141,2 j
3	05/12/2007	10	10276 - 12639	2236 s	61,1 j
4	07/02/2008	14	12787 - 13091	3652 s	12,8 j
5	20/02/2008	18	13092 - 16724	2210 s	92,8 j

TAB. 7.2 – Récapitulatif des différentes prises de données de type BiPo avec BiPo1 au LSM.

Entre chaque période de modifications du prototype BiPo1, principalement pour ajouter ou retirer des capsules, il est nécessaire de réaliser des étalonnages avec des sources de γ (^{207}Bi ou ^{54}Mn) comme il a été expliqué en (SEC. 7.3.2). Un premier étalonnage est réalisé avant les

modifications, puis un autre une fois les modifications apportées. On récapitule l'ensemble des prises de données d'étalonnage dans (TAB. 7.3). Il n'a pas été possible de réaliser un étalonnage entre les lots 4 et 5 de prise de données, car bien que toutes les capsules ait été installées, un problème avec une carte d'acquisition n'a pas permis de les relier à l'acquisition. Cependant, l'étalonnage du lot 4 de données prenait en compte toutes les nouvelles capsules. De plus, les capsules reconnectées pour le lot 5 avaient quand même été étalonnées à la fin du lot 3, et le seront de nouveau à la fin du lot 5.

Lot	Date	Fichiers	source
1	21/06/2007	529 - 889	^{207}Bi
2	29/06/2007	1060 - 1129	^{207}Bi
2	29/06/2007	9674 - 9837	^{54}Mn
3	04/12/2007	9838 - 10275	^{54}Mn
4	07/02/2008	12640 - 12786	^{54}Mn

TAB. 7.3 – Récapitulatif des différentes prises de données d'étalonnage avec BiPo1 au LSM.

7.6.2 Première capsule

La première capsule a été conçue dans le but de démontrer la faisabilité de la mesure d'événements de type BiPo issus d'une feuille source. Les feuilles source de SuperNEMO seront des feuilles de sélénium de 40 mg/cm^2 . Pour s'approcher de cette densité surfacique, nous avons utilisé deux feuilles d'aluminium de $75 \mu\text{m}$ d'épaisseur chacune ($\rho_{\text{Al}} = 2,7 \text{ g/cm}^3$). La contamination en ^{228}Th , et donc en ^{212}Bi , de cet aluminium a été mesurée au LSM par un détecteur HPGe : $\mathcal{A}(^{228}\text{Th}) = 290 \pm 30 \text{ (stat.)} \pm 30 \text{ (syst.) mBq/kg}$ soit $\mathcal{A}(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}) = 190 \pm 30 \text{ (stat.)} \pm 30 \text{ (syst.) mBq/kg}$. Ces deux feuilles d'aluminium ont ensuite été placées entre les deux scintillateurs de la première capsule. Après 141 jours de prise de données, 1482 événements BiPo provenant des feuilles d'aluminium ont été observés (FIG. 7.25). En appliquant l'efficacité de détection calculée par les simulations GEANT4 ($\epsilon = 3,2 \%$), on mesure une activité $\mathcal{A}(^{212}\text{Bi}) = 230 \pm 6 \text{ (stat.) mBq/kg}$. Ce résultat est en excellent accord avec les mesures HPGe.

La mesure du temps entre les deux signaux détectés par les scintillateurs permet de tracer la distribution du retard de ces événements BiPo. La décroissance observée est ajustée par une fonction exponentielle :

$$f(\Delta t) = \exp\left(a_0 - \frac{\ln 2 * \Delta t}{a_1}\right) + a_2 \quad (7.7)$$

où les a_i sont les constantes ajustées. Cet ajustement permet de confirmer que les événements correspondent à la désintégration du ^{212}Bi suivie de celle du ^{212}Po (FIG. 7.26). En effet, la demi-vie mesurée pour le retard entre les deux signaux vaut :

$$\mathcal{T}_{1/2} = 296 \pm 13 \text{ (stat.)} \pm 15 \text{ (syst.) ns} \quad (7.8)$$

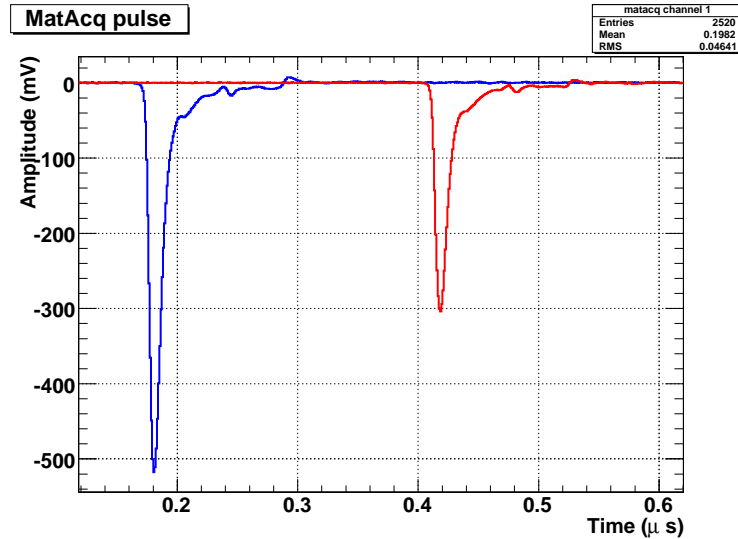


FIG. 7.25 – Exemple d'événement BiPo provenant des feuilles d'aluminium, observé dans la première capsule de BiPo1. Le retard entre les 2 signaux est de 239 ns, l'énergie du premier signal est 1850 keV et celle du second 1040 keV.

et est en accord avec la valeur attendue de 299 ns. L'erreur systématique est déterminée en faisant varier les bornes de l'ajustement. La constante a_2 permet d'évaluer le taux de coïncidences fortuites durant cette mesure : 5 ± 24 coïncidences fortuites sont attendues parmi ces 1482 événements ($a_2 = 0,051 \pm 0,24$). L'incertitude de la mesure de ce nombre est très grande et dépend des bornes utilisées pour l'ajustement. Le nombre de coïncidences fortuites est retranché au nombre d'événements BiPo utilisés afin de déterminer l'activité des feuilles d'aluminium. En faisant varier la borne supérieure de l'ajustement, on détermine l'erreur systématique de l'ordre de 5 % sur la mesure de l'activité. Finalement, en incluant cette erreur systématique, l'activité mesurée vaut :

$$\mathcal{A}(^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po})_{alu} = 230 \pm 6 \text{ (stat.)} \pm 11 \text{ (syst.) mBq/kg} \quad (7.9)$$

Les spectres en énergie du signal de déclenchement (β) et du signal retardé (α) sont présentés en (FIG. 7.27) et sont en accord avec les spectres attendus : un spectre bêta de Q_β de 2,25 MeV et un spectre plat pour les alphas jusqu'à 1 MeV (à la résolution en énergie près) correspondant aux alphas du ^{212}Po (8,78 MeV) après quenching de l'énergie (FIG. 6.9).

En conclusion, les résultats apportés par cette première capsule ont validé le principe de mesure de contamination en ^{208}Tl (^{212}Bi) de feuilles source de 40 mg/cm^2 par processus BiPo, ainsi que le calcul de l'efficacité obtenu à partir des simulations.

7.6.2.1 Discrimination e^-/α

Lors de la mesure de feuilles source avec le détecteur BiPo, on voudra rejeter le bruit de fond dû aux coïncidences fortuites à partir de la discrimination e^-/α . Nous avons montré, à partir de données sur le banc de tests, que la discrimination est très efficace pour identifier un α . Cependant, cette mesure a été réalisée avec des sources et l'énergie des α est relativement

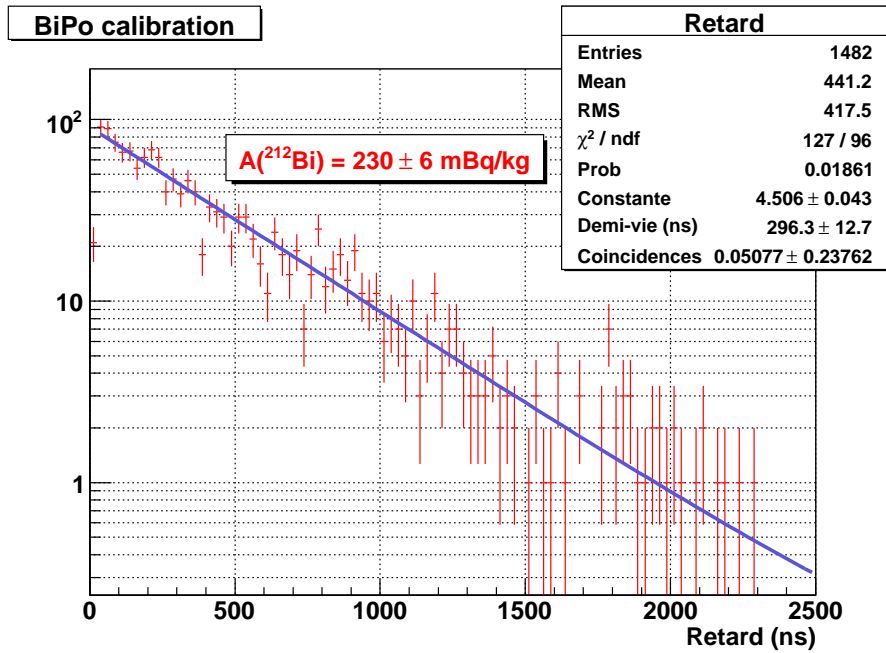


FIG. 7.26 – Distribution et ajustement du retard en temps entre les deux signaux des événements BiPo de la capsule 1 de BiPo1.

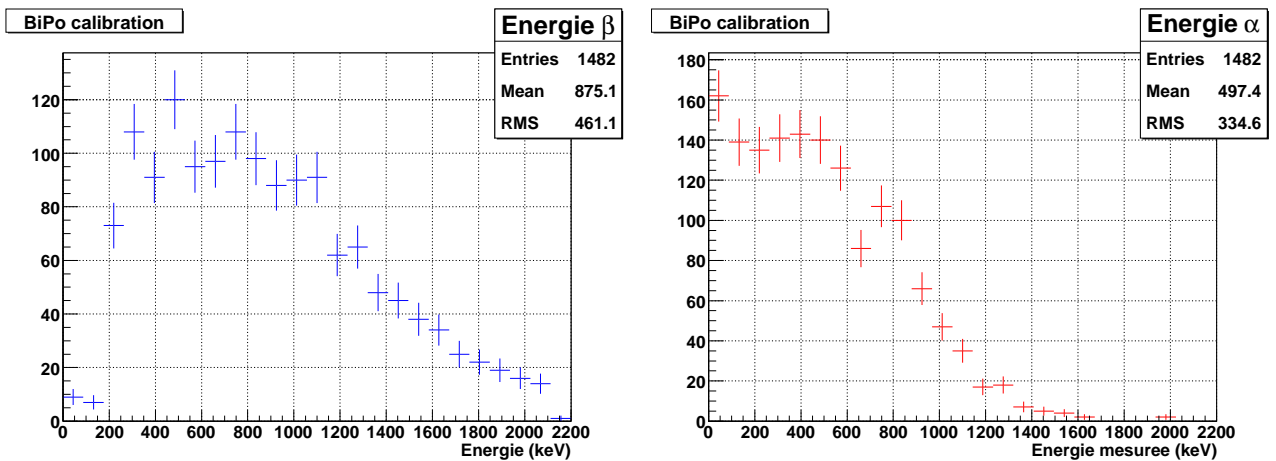


FIG. 7.27 – Distributions en énergie du signal de déclenchement (β) et du signal retardé (α) dans la capsule 1 de BiPo1. Ces spectres sont en accord avec un spectre bêta de Q_β de 2,25 MeV et un spectre plat pour les alphas jusqu'à 1 MeV (à la résolution en énergie près) correspondant aux alphas du ^{212}Po (8,78 MeV) après quenching de l'énergie (FIG. 6.9).

élevée. On sait que les particules α perdent rapidement de l'énergie, les alphas provenant d'une feuille source ont donc une énergie fortement dégradée. En utilisant les événements BiPo mesurés avec les feuilles d'aluminium, on veut déterminer si la discrimination est toujours possible et spécialement pour des alphas de basse énergie. On réalise alors la même analyse de discrimination avec les 1482 événements BiPo sélectionnés. Les distributions (FIG. 7.28) montrent encore une bonne discrimination bien que les charges intégrées des signaux soient beaucoup plus dispersées pour les particules α .

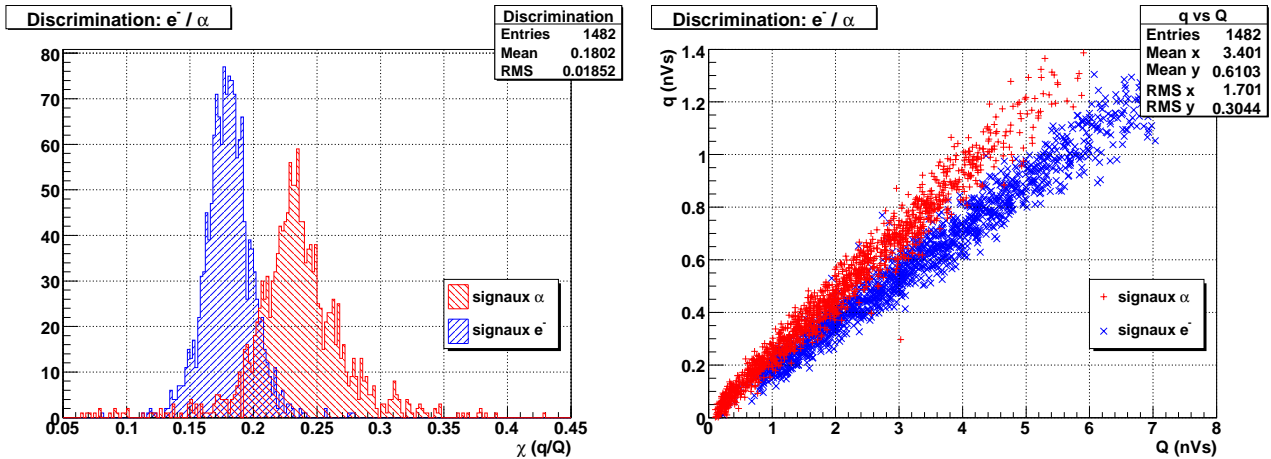


FIG. 7.28 – Distributions du facteur de discrimination χ (q/Q) pour des électrons (signaux de déclenchement) et des alphas (signaux retardés) et distribution de la charge q intégrée dans la composante lente du signal en fonction de la charge totale Q du signal du photomultiplicateur.

En choisissant une coupure minimale sur le facteur de discrimination χ , on peut encore définir les probabilités pour le signal d'être de type électron ou de type alpha (EQN. 7.6). Les distributions de probabilités (FIG. 7.29) indiquent qu'une coupure à $\chi_{min} > 0,2$ permet de garder une efficacité de 90 % de sélection des alphas avec seulement 15 % de signaux de type électron. La qualité de discrimination est donc plus faible qu'à partir des données du banc de tests à cause de la répartition de l'énergie des α , mais elle reste tout de même très intéressante pour le rejetion du bruit de fond.

7.6.3 Mylar aluminisé

Dans l'expérience NEMO 3, les scintillateurs des murs sont enrobés de deux feuilles de mylar aluminisé (6 μm de mylar et 40 nm d'aluminium standard) afin d'isoler optiquement les scintillateurs et d'améliorer la collection de lumière. La simplicité d'utilisation de ces feuilles de mylar méritait de tester si cet enrobage pouvait être utilisé pour les scintillateurs de BiPo. Les scintillateurs de la capsule 2 ont donc été habillés de la même manière que ceux de NEMO 3 et 2 feuilles supplémentaires de mylar aluminisé ont été ajoutées entre les deux scintillateurs afin d'augmenter la sensibilité de mesure. La masse totale des feuilles de mylar aluminisé entre les scintillateurs est estimée à environ 1,64 g (environ 1,62 g de mylar ($\rho_{mylar} = 1,35 \text{ g.cm}^{-3}$) et environ 22 mg d'aluminium ($\rho_{alu} = 2,7 \text{ g.cm}^{-3}$)).

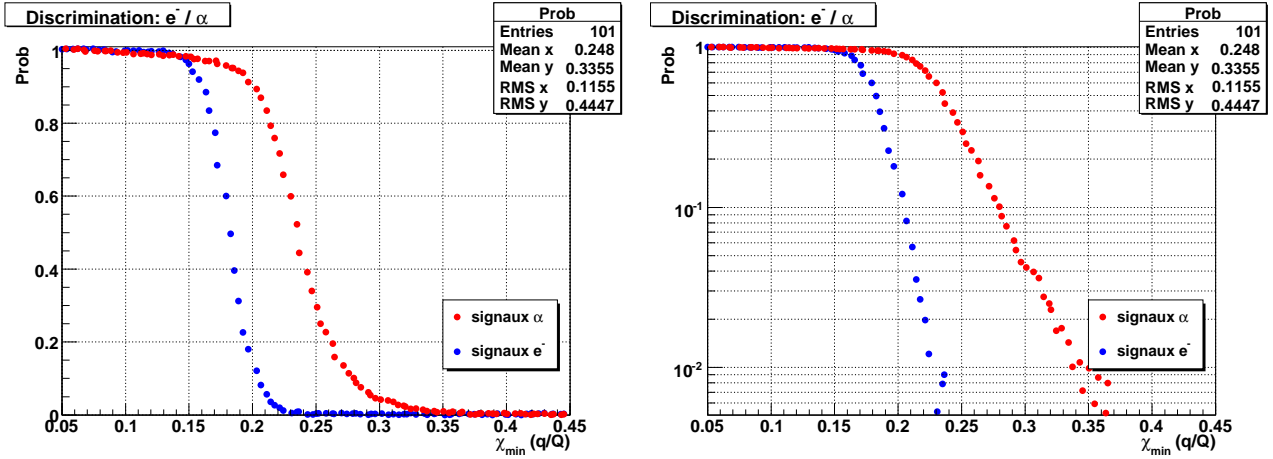


FIG. 7.29 – Distributions de probabilités de sélectionner un électron ou un alpha en fonction de la coupure sur le facteur de discrimination (à droite en échelle logarithmique).

La méthode d'analyse est la même que pour la première capsule et après 141 jours de données, 15 événements BiPo ont été observés. En utilisant l'efficacité $\epsilon = 26,4\%$ déterminée par les simulations GEANT4 et le rapport de branchement entre bismuth et thallium, on trouve une activité :

$$\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl})_{\text{mylar}} = 1,6 \pm 0,4 \text{ (stat.) mBq/kg} \quad (7.10)$$

Dans un détecteur BiPo de 12 m^2 , il faudrait environ $0,39 \text{ kg}$ de mylar aluminisé ce qui, en un mois de données, donne environ 800 événements BiPo de bruit de fond attendus. Si le bruit de fond est gaussien on peut alors exclure 45 événements ($N_{\text{excl}} = 1,64\sqrt{N_{\text{bdf}}}$). Pour 5 kg de sélénium et une efficacité de détection d'événements BiPo provenant de la feuille source valant $7,5\%$, un tel détecteur BiPo ne permettrait d'atteindre qu'une sensibilité $\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl}) < 25 \mu\text{Bq/kg}$. C'est un facteur 10 au dessus de la sensibilité requise pour BiPo, et deux ordres de grandeur de trop sur le niveau de bruit de fond.

On peut conclure que le mylar aluminisé avec de l'aluminium standard a une radiopureté insuffisante pour être utilisé comme couverture de la face d'entrée des scintillateurs de BiPo. Pour cette raison, il a été décidé de recouvrir les scintillateurs de BiPo1 par pulvérisation sous vide d'aluminium ultra-pur (IPNO, Orsay), ce qui a été fait pour les 18 capsules suivantes actuellement en tests au LSM.

7.6.4 Radiopureté en volume

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (SEC. 6.1.2), on appelle bruit de fond de surface un événement produit dans une épaisseur de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ de scintillateur et pour lequel l'électron ne dépose pas assez d'énergie pour déclencher l'acquisition. Il est donc important de connaître la radiopureté en volume des scintillateurs. La troisième capsule du prototype BiPo1 a été dédiée à cette mesure. Les scintillateurs de cette capsule ont cette fois une épaisseur de 10 cm ($4,1 \text{ kg}$) afin d'augmenter la sensibilité de la mesure. Contrairement aux mesures de radiopureté de surface, on recherche les événements BiPo dans un même scintillateur (FIG. 7.30). Un des blocs utilisé est un scintillateur de la production de NEMO 3 et l'autre un

scintillateur d'une nouvelle production, toujours en provenance du JINR Dubna. Les scintillateurs sont entourés de ruban Téflon sur les côtés et couverts de deux feuilles de mylar aluminisé.

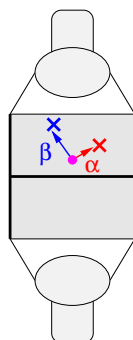


FIG. 7.30 – Mesure de la radiopureté de volume en ^{212}Bi avec la capsule 3 de BiPo1.

Dans le scintillateur de la production de NEMO 3, 15 événements BiPo ont été observés contre 24 pour celui de la nouvelle production du JINR Dubna. Prenant en compte l'efficacité d'environ 63 %, qui est dominée par le retard minimum entre les deux pics pour une bonne identification, on calcule les activités suivantes :

$$\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl})_{\text{NEMO } 3} = 0,3 \pm 0,1 \text{ (stat.) } \mu\text{Bq/kg} \quad (7.11)$$

$$\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl})_{\text{JINR}} = 0,5 \pm 0,1 \text{ (stat.) } \mu\text{Bq/kg} \quad (7.12)$$

Suite à cette mesure, leur radiopureté en volume étant meilleure, tous les scintillateurs suivants du prototype BiPo1 ont été réalisés à partir de la production de NEMO 3.

Il faut noter que sur la totalité des événements BiPo observés, certains proviennent du mylar aluminisé qui entoure les scintillateurs. En effet, comme dans la capsule 2, des désintégrations du ^{212}Bi provenant du mylar qui couvre la face d'entrée sont mesurées par le scintillateur, en plus de celles provenant du volume du scintillateur. Il faut donc considérer cette mesure comme une limite supérieure de la radiopureté en volume des scintillateurs plastiques.

En (SEC. 6.1.6.2), nous avons montré que l'activité de surface des scintillateurs de BiPo en ^{208}Tl doit être inférieure à $0,2 \mu\text{Bq m}^{-2}$. En considérant l'épaisseur de $100 \mu\text{m}$ de scintillateur qui peut produire des événements de surface (SEC. 6.1.2), les activités surfaciques correspondant aux activités massiques mesurées sont : $\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl})_{\text{NEMO } 3}^{\text{surf}} \sim 0,03 \mu\text{Bq m}^{-2}$ et $\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl})_{\text{JINR}}^{\text{surf}} \sim 0,05 \mu\text{Bq m}^{-2}$. Les activités ainsi déterminées sont alors bien en dessous de la limite supérieure imposée ($\mathcal{A}_{\text{surf}}({}^{208}\text{Tl}) < 0,2 \mu\text{Bq m}^{-2}$). La radiopureté en volume des scintillateurs plastiques est très bonne et les impuretés de volume ne limiteront donc pas la sensibilité d'un détecteur BiPo.

7.6.5 Coïncidences fortuites

Les premiers scintillateurs utilisés dans BiPo1 ont une épaisseur de 1 cm, dans le but de contenir entièrement les électrons ayant des énergies allant jusqu'à 2 MeV dans ces scintillateurs.

Cependant, la mesure correcte de l'énergie dans BiPo n'est qu'une information, car la signature d'événements BiPo est avant tout temporelle. De plus, un bruit de fond important est provoqué par les coïncidences fortuites qui dépendent du taux de comptage simple des scintillateurs, et ce dernier est dominé par l'interaction de γ dans le scintillateur. Ce bruit de fond est donc proportionnel au volume du scintillateur et donc à son épaisseur. Il vaut donc mieux privilégier un faible bruit de fond de coïncidences fortuites à une bonne mesure de l'énergie. Cependant, on ne pouvait déterminer à l'avance les dimensions optimales des scintillateurs, puisque les taux de comptage dépendent de l'environnement des scintillateurs et du blindage du prototype.

Nous avons expliqué au chapitre précédent comment déterminer le taux de coïncidences fortuites à partir des taux de comptage des scintillateurs (SEC. 6.1.6.1). Les différents taux de comptage qui y étaient présentés dépendent de la configuration du détecteur. Le taux de déclenchement $\tau_{declench}$ dans BiPo1 est fixé par le seuil à 150 keV. On applique ensuite la discrimination e^-/α pour en extraire la composante électrons τ_e , qui permet de déterminer le taux de coïncidences fortuites associées (EQN. 6.4). De même, on peut déterminer le taux de comptage pour le signal retardé τ_{retard} , dont le seuil est fixé à 50 keV en énergie équivalent électron. Une mesure préliminaire au LSM a permis de déterminer que ce taux de comptage est environ 7 fois plus important que le taux à 150 keV (une mesure plus précise sera effectuée prochainement, avant l'arrêt prévu du prototype pour l'installation de BiPo2). On applique alors la discrimination pour extraire la composante alpha de ce taux de comptage τ_α . Dans (TAB. 7.4), on présente l'ensemble des mesures pour chaque type de scintillateurs et pour tous les lots de prises de données.

Lot	Capsules	Type	$\tau_{declench}$ (mHz)	τ_e (mHz)	τ_{retard} (mHz)	τ_α (mHz)	$\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$ (mHz)	Fortuites BiPo1
2	5	1 cm - ^{241}Am	200	45	500	400	135	3,3
3	5	1 cm - ^{241}Am	200	50	500	400	140	1,6
	5	3 mm	17,0	16,9	120	0,7	3,4	0,0
4	1	1 cm - ^{241}Am	205	60	570	400	155	0,1
	13	3 mm	15,6	15,5	110	0,7	3,3	0,0
5	5	1 cm - ^{241}Am	205	60	570	400	155	2,9
	13	3 mm	14,0	13,1	90	7,0	9,6	0,0

TAB. 7.4 – Récapitulatif des mesures de coïncidences fortuites avec le prototype BiPo1 au LSM. La dernière colonne présente le nombre d'événements fortuits attendu pour la mesure du bruit de fond de surface avec BiPo1 pour chaque lot de données.

Dès le lot 2 de prise de données, il a fallu s'intéresser aux taux de comptage simple afin de savoir si les dimensions des scintillateurs permettaient d'obtenir une bonne sensibilité pour BiPo. Les mesures des taux de comptage pour le lot 2 sont faites pour les 5 capsules avec un dépôt de ^{241}Am et pour la capsule 2 dédiée à la mesure du mylar. Tous ces scintillateurs ont une épaisseur de 1 cm. Le taux moyen de comptage par capsule ($\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$) pour ces 5 capsules est de l'ordre de 135 mHz, ce qui ne permet d'atteindre qu'une sensibilité de 6 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl

(FIG. 6.12). Ceci est dû d'une part à l'épaisseur plus élevée, mais surtout à la présence de la source de ^{241}Am dont l'activité déposée est trop élevée comme nous l'avons déjà signalé. C'était une raison supplémentaire pour abandonner l'idée du dépôt de source pour le suivi du gain des photomultiplicateurs. Les résultats avec la capsule 2, qui ne possède pas de dépôt de source, sont meilleurs mais le taux moyen mesuré, 45 mHz, est encore trop élevé. En effet, il permet tout juste la mesure de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl , mais ne permettrait pas d'atteindre $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi .

Après cette première série de mesures, il a donc été décidé de réduire l'épaisseur des scintillateurs à 3 mm pour toutes les nouvelles capsules⁴. Le taux de comptage est ainsi fortement réduit et on obtient un taux de comptage moyen par capsule ($\sqrt{\tau_e \tau_\alpha}$) d'environ 3 mHz, inférieur à la limite requise de 5 mHz. Les coïncidences fortuites ne posent alors plus du tout problème pour mesurer $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et il devient en plus possible de mesurer $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi (FIG. 6.12).

7.6.6 Radiopureté de surface

Le bruit de fond de surface des scintillateurs plastiques du prototype BiPo1 est le dernier bruit de fond à mesurer pour permettre de déterminer la sensibilité d'un détecteur BiPo utilisant la technique de BiPo1.

7.6.6.1 Dépôt de ^{241}Am

Les 5 premières capsules dédiées à la mesure de la radiopureté de surface comportent un dépôt de ^{241}Am entre le scintillateur et le guide de lumière afin de réaliser un suivi du gain des photomultiplicateurs. Nous avons déjà souligné le problème du contrôle de l'activité qui, étant trop élevée, risque de provoquer des coïncidences fortuites où le signal retardé pourra en plus être identifié comme α selon les critères de discrimination. Lors de la recherche d'événements BiPo, nous avons constaté un nouveau problème lié au dépôt de ^{241}Am . Si on regarde précisément le schéma de décroissance (FIG. 7.11), on constate que dans 35,9 % des désintégrations un γ de 59,5 keV est émis. De ce fait, la particule alpha peut alors être observée dans le scintillateur où est déposée la source, tandis que le γ retardé est observé dans le scintillateur opposé (FIG. 7.31). On pourrait bien sûr recourir à la discrimination e^-/α , pour identifier le premier signal comme étant de type alpha. Cependant, compte-tenu du nombre d'événements de ce type observés (environ 15000, seulement pour la capsule 6), même un faible taux de confusion de l'ordre de 15 % ne permettrait pas la mesure d'événements BiPo provenant de la surface.

La distribution du retard entre le signal de déclenchement et le signal retardé (FIG. 7.32) est ajustée, et la demi-vie mesurée $\mathcal{T}_{1/2} = 63,5 \pm 0,6$ (stat.) est très proche de la valeur théorique (67 ns), compte-tenu du fait qu'aux énergies considérées ici, la précision sur la mesure du temps

⁴L'épaisseur de 3 mm pour les scintillateurs a été optimisée d'après les simulations afin de contenir complètement des électrons d'énergie jusqu'à 1,4 MeV, émis perpendiculairement au scintillateur. Ce qui a été ensuite vérifié sur le banc de tests au LAL.

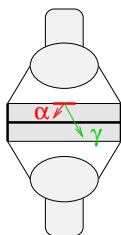


FIG. 7.31 – Principe de détection des coïncidences retardées α - γ à partir des désintégrations dans la source de ^{241}Am .

est moins bonne.

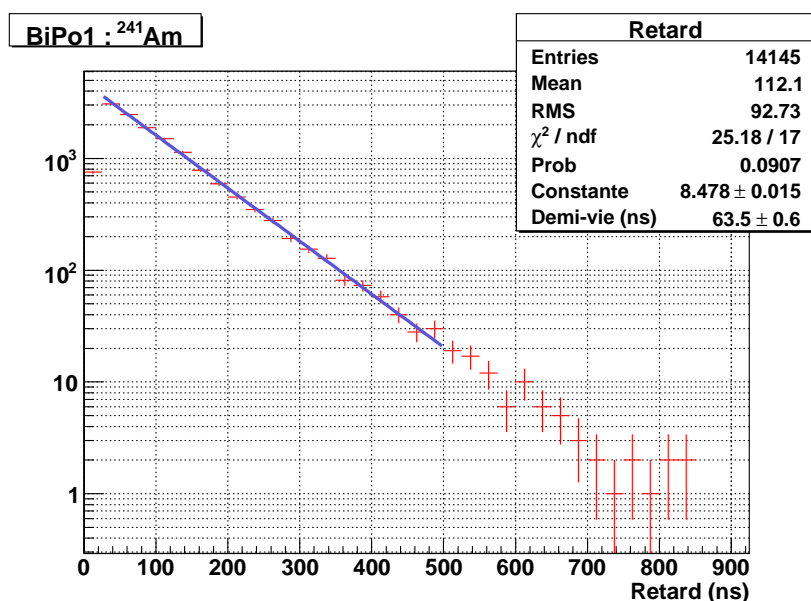


FIG. 7.32 – Distribution du retard en temps entre les deux signaux des événements de coïncidences α - γ retardées produits par la source de ^{241}Am dans la capsule 6 de BiPo1.

Les distributions en énergie (FIG. 7.33) confirment la nature du processus. La distribution de l'énergie pour le signal déclencheur correspond à la raie d'énergie α et celle du signal retardé au spectre Compton d'un photon d'environ 60 keV convolué par la résolution d'environ 20 % à 1 MeV. Il est donc nécessaire d'appliquer une coupure en énergie minimale de 150 keV sur le signal retardé pour la recherche d'événements BiPo dans les capsules avec dépôt de ^{241}Am . Cette coupure n'a pas d'incidence sur l'efficacité de détection des événements BiPo en surface des scintillateurs par contre elle réduit l'efficacité de détection des événements BiPo depuis une feuille source, de 7,5 % à 6,4 %.

C'était une raison supplémentaire pour que les capsules suivantes de BiPo1, dédiées à la mesure de la radiopureté de surface, ne comportent plus de dépôt de ^{241}Am . Cependant, la mise en évidence de ce processus a fourni un très bon test de la qualité des mesures à très basse énergie ($E < 100 \text{ keV}$) dans BiPo1.

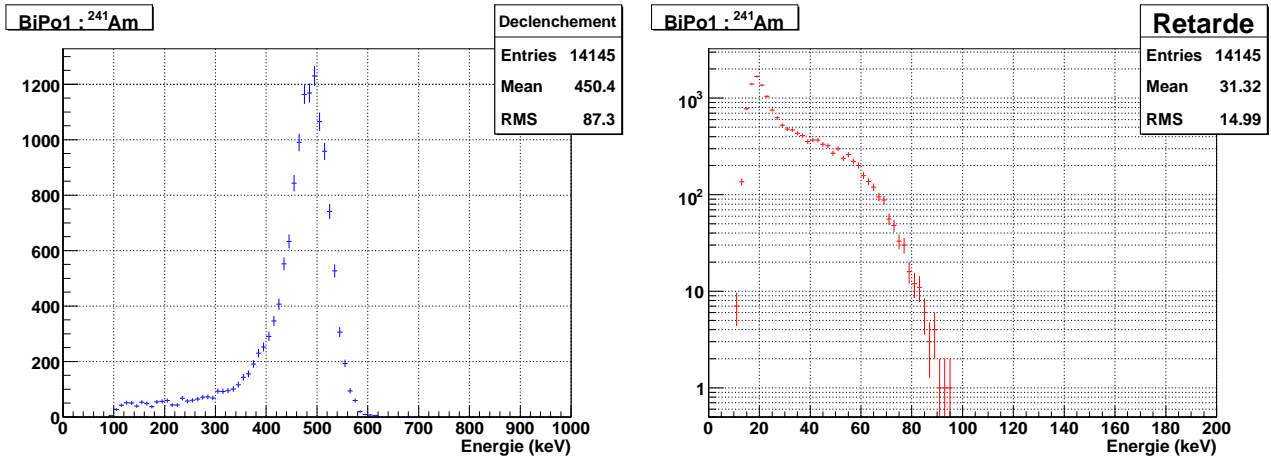


FIG. 7.33 – Distributions en énergie du signal de déclenchement (α) et du signal retardé (γ) des événements de coïncidences α - γ retardées produits par la source de ^{241}Am dans la capsule 6 de BiPo1.

7.6.6.2 Radiopureté de surface

On étudie maintenant les événements BiPo provenant de la surface en contact des deux scintillateurs de chaque capsule, en recherchant un signal de déclenchement dans un scintillateur et le signal retardé dans le scintillateur opposé, avec les critères suivants :

- un seuil de déclenchement bêta de 150 keV.
- un seuil de déclenchement alpha de 50 keV.
- un dépôt d'énergie inférieur à 10 keV dans le scintillateur opposé pour chaque signal.
- un retard en temps minimum de 20 ns pour éviter les coïncidences temporelles.
- un retard maximum d'environ 2 μs , donné par l'électronique de l'acquisition.

L'analyse des capsules comportant des sources de ^{241}Am est séparée de l'analyse des autres capsules, puisque le seuil de détection des signaux retardés y est plus élevé à cause des coïncidences α - γ que nous venons de mettre en évidence. L'ensemble des résultats pour les différentes prises de données est présenté en (TAB. 7.5).

Ici encore le lot 2 de données donne de moins bons résultats. On peut noter que le bruit de fond de surface des 5 capsules avec dépôt de ^{241}Am a fortement baissé entre le lot 2 et les autres. En effet, dans ce lot 2, parmi les 22 événements mesurés, 9 événements étaient observés dans la capsule 7. Durant les tests au LAL, la surface d'un des deux scintillateurs de cette capsule avait été contaminée avec de la graisse optique (très peu radiopure), et malgré le nettoyage avant introduction dans la capsule, une forte contamination était encore présente. Lors de l'installation des nouvelles capsules du lot 3, la capsule 7 a été ouverte et la surface des deux scintillateurs a été de nouveau nettoyée dans la salle propre du LSM. Ceci a permis d'une part d'améliorer la qualité des mesures, mais aussi de montrer l'efficacité de la procédure de nettoyage. Suite à l'observation de ce problème, tous les scintillateurs sont restés emballés dans un film de polyéthylène pour les tests et les étalonnages, jusqu'à leur introduction dans la

Lot	Durée (jours)	Capsules	Type	Evénements BiPo	Fortuits attendus	$\mathcal{A}_{surf}(^{208}\text{Tl})$ ($\mu\text{Bq m}^{-2}$)	$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl})$ ($\mu\text{Bq kg}^{-1}$)
2	141,2	5	1 cm- ²⁴¹ Am	22	3,3	$6,2 \pm 1,4$	$< 8,5$
		4	1 cm- ²⁴¹ Am	13	2,6	$4,3 \pm 1,3$	$< 7,1$
3	61,1	5	1 cm- ²⁴¹ Am	6	1,6	$2,3 \pm 0,9$	$< 5,2$
		5	3 mm	7	0,0	$2,7 \pm 1,0$	$< 5,6$
4	12,8	1	1 cm- ²⁴¹ Am	0	0,1	< 60	< 30
		13	3 mm	3	0,0	$4,2 \pm 2,4$	$< 7,0$
5	92,8	5	1 cm- ²⁴¹ Am	10	2,9	$3,6 \pm 1,4$	$< 6,5$
		13	3 mm	11	0,0	$2,1 \pm 0,6$	$< 5,0$

TAB. 7.5 – *Récapitulatif des mesures d'événements de type BiPo du ²¹²Bi avec BiPo1 au LSM. La dernière colonne représente la sensibilité à 90 % de niveau de confiance qu'on peut extrapoler pour le détecteur BiPo final de 12 m² pour la mesure des feuilles source de ⁸²Se de 40 mg/cm² pour SuperNEMO.*

capsule.

On constate finalement que la meilleure mesure de BiPo1 pour le bruit de fond de surface en ²⁰⁸Tl, à $2,1 \pm 0,6 \mu\text{Bq m}^{-2}$, permet à peine d'atteindre $5 \mu\text{Bq kg}^{-1}$ à 90 % C.L. en ²⁰⁸Tl pour le détecteur BiPo final. C'est plus d'un facteur 2 au dessus des exigences imposées pour SuperNEMO.

Néanmoins, ce résultat reste très encourageant et très intéressant, puisque cette sensibilité extrapolée de $5 \mu\text{Bq kg}^{-1}$ à 90 % C.L. pour la mesure du ²⁰⁸Tl présent dans 5 kg de feuille source de ⁸²Se en un mois de prise de données, représente la mesure d'un niveau de radiopureté 4 fois plus faible que ne peuvent atteindre, dans des conditions très particulières, les meilleurs détecteurs actuels (HPGe). De plus, la radiopureté en volume des scintillateurs étant excellente (FIG. 7.6.4), le bruit de fond observé est certainement dû à l'usinage et à la pulvérisation de l'aluminium sur les scintillateurs, paramètres qu'il devrait être possible d'optimiser.

7.6.7 Résumé des résultats obtenus avec le prototype BiPo1

On résume ici l'ensemble des résultats obtenus avec le prototype BiPo1 qui viennent d'être présentés :

- La mesure d'une feuille d'aluminium étalon dont l'activité a été préalablement mesurée en HPGe a permis la validation de la technique de mesure. L'activité mesurée, en accord avec la mesure HPGe, confirme le calcul d'efficacité obtenu par simulation. La mesure des énergies de l'électron et de la particule alpha, ainsi que l'ajustement de la demi-vie de la désintégration α retardée, démontre la qualité des mesures réalisées avec BiPo1.
- L'analyse de forme des signaux a permis de réaliser une discrimination e^-/α sur toute la

gamme en énergie. Il est ainsi possible de rejeter 85 % du bruit de fond fortuit dominé par l'interaction de γ externes tout en conservant 90 % d'efficacité de détection des événements BiPo.

- La radiopureté en volume des scintillateurs plastiques a été mesurée à $\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl}) \leq 0,5 \mu\text{Bq/kg}$, ce qui est inférieur aux exigences ($\mathcal{A}({}^{208}\text{Tl}) \leq 2 \mu\text{Bq/kg}$).
- Le taux de comptage des scintillateurs de 3 mm d'épaisseur a été mesuré à 3 mHz ce qui est suffisant (≤ 5 mHz) pour la mesure des sensibilités requises pour SuperNEMO en ${}^{208}\text{Tl}$ et en ${}^{214}\text{Bi}$.
- Enfin, la radiopureté de surface des scintillateurs en ${}^{208}\text{Tl}$ a été mesurée à $2,1 \pm 0,6 \mu\text{Bq m}^{-2}$ après $3,2 \text{ m}^2 \times \text{mois}$ d'observation. En extrapolant au détecteur BiPo final de 12 m^2 pour la mesure des feuilles de ${}^{82}\text{Se}$ de 40 mg/cm^2 en 1 mois de mesure, cette radiopureté de surface permet d'atteindre une sensibilité de $5 \mu\text{Bq kg}^{-1}$ à 90 % C.L.

7.6.8 Perspectives

Pour conclure, le prototype BiPo1 a permis de valider le principe de mesure de la radiopureté en ${}^{208}\text{Tl}$ de feuilles source minces par la recherche de processus BiPo du ${}^{212}\text{Bi}$. Les trois causes de bruit de fond pour la mesure de ces processus ont été étudiées : la radiopureté en volume des scintillateurs est meilleure que les contraintes imposées pour BiPo ; le taux de coïncidences fortuites a pu être réduit en utilisant des scintillateurs de 3 mm d'épaisseur et la discrimination e^-/α pour permettre la mesure de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ${}^{208}\text{Tl}$ et $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ${}^{214}\text{Bi}$ pour les feuilles source de SuperNEMO ; la seule limitation actuelle à la sensibilité attendue provient donc du bruit de fond de surface des scintillateurs, qui ne permet de mesurer que $5 \mu\text{Bq/kg}$ en ${}^{208}\text{Tl}$, au lieu des $2 \mu\text{Bq/kg}$ nécessaires pour SuperNEMO.

La mesure de la radiopureté de surface en ${}^{214}\text{Bi}$, qui est moins critique, n'a pas encore été effectuée à cause du système d'acquisition qui limite actuellement la recherche d'un signal retardé à $2,5 \mu\text{s}$. Des cartes de déclenchement sont en cours de réalisation et une modification des cartes d'acquisition a été préparée afin de procéder à la recherche de signaux retardés jusqu'à 1 ms. Le système d'acquisition ainsi modifié sera mis en service cet automne et quelques mois de données devraient suffire à déterminer la sensibilité de BiPo en ${}^{214}\text{Bi}$.

Dans la configuration actuelle, la radiopureté de surface des scintillateurs du prototype BiPo1 n'est pas suffisante pour le détecteur BiPo. Cependant, il est encore possible d'apporter des améliorations à la technique BiPo1. En effet, les contaminations de surface interviennent certainement à l'usinage et à l'aluminisation des scintillateurs. Il faudrait donc supprimer ces deux étapes pour espérer obtenir la sensibilité de mesure de la radiopureté des feuilles source de SuperNEMO. Les scintillateurs devant être directement moulés, on supprime donc l'étape d'usinage qui contamine probablement la surface des scintillateurs. L'étape d'aluminisation est cependant toujours nécessaire pour isoler optiquement les scintillateurs et peut encore introduire des contaminations. Il est néanmoins possible d'envisager une amélioration si la contamination

provient de cette aluminisation. En effet, bien qu'il fasse l'objet d'un nettoyage rigoureux, le système actuellement utilisé est employé pour réaliser tous types de dépôts, principalement pour les cibles radioactives. La construction d'un détecteur BiPo final de type BiPo1 nécessiterait donc l'utilisation d'un système dédié uniquement à l'aluminisation des scintillateurs.

Il a de plus été évoqué la possibilité d'utiliser des scintillateurs de type phoswich (FIG. 6.1.4), qui devraient permettre d'augmenter l'efficacité de détection ainsi que la qualité de la discrimination e^-/α .

Une autre possibilité pour atteindre la sensibilité de mesure nécessaire pour SuperNEMO est l'utilisation du prototype BiPo2, qui possède également des scintillateurs plastiques, mais qui présentent l'avantage de ne pas nécessiter de couverture de leur surface. La radiopureté de surface des scintillateurs de BiPo2 devrait donc être meilleure, même si d'autres problèmes de détection risquent de limiter la mesure (plus faible collection de lumière et risque de diaphonie optique).

Finalement, deux capsules de type BiPo1 avec des scintillateurs phoswich sont en cours d'assemblage et seront installées au LSM cet été. De même le prototype BiPo2 est désormais installé au Laboratoire Souterrain de Modane dans le même blindage que BiPo1. Après 6 mois de prise de données, il sera alors possible de dresser un bilan des différentes techniques utilisées et de déterminer la sensibilité qu'un détecteur BiPo peut atteindre. Les deux prototypes permettront par la suite de réaliser les premières mesures d'échantillons de feuilles source de ^{82}Se afin de tester les processus de purification et de fabrication pour SuperNEMO.

Conclusion

L'observation récente d'oscillations de saveur des neutrinos a démontré que ce sont des particules massives, contrairement à la description du Modèle Standard. Une extension minimale du Modèle Standard permet de décrire les neutrinos massifs comme les autres fermions, mais ne parvient pas à expliquer pourquoi leurs masses sont si faibles. Les neutrinos sont cependant fondamentalement différents des autres fermions puisqu'ils sont électriquement neutres. Ils peuvent donc être des particules de Majorana, c'est-à-dire identiques à leurs antiparticules. La nature des neutrinos (Dirac ou Majorana) joue alors un rôle fondamental dans la théorie de masse des neutrinos. En effet, en associant les deux descriptions, le mécanisme de la bascule (see-saw) fournit une explication naturelle de leurs faibles masses. La recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ est actuellement reconnue comme le meilleur moyen d'investiguer la nature Majorana des neutrinos.

Les expériences de double désintégration bêta consistent en la recherche d'événements rares et les bruits de fond associés sont dominés par la radioactivité naturelle. L'expérience NEMO 3, utilise une technique associant un détecteur de traces et un calorimètre pour la recherche des processus de double désintégration bêta émis par de fines feuilles sources passives. Cette technique présente d'une part l'avantage d'étudier différents isotopes émetteurs 2β , et d'autre part de réaliser des mesures directes du bruit de fond à partir de différents canaux d'analyse. Dans NEMO 3, certains isotopes sont présents avec des masses de plusieurs kilogrammes pour la recherche du processus $2\beta 0\nu$, et d'autres sont présents avec de plus faibles masses, comme par exemple le ^{130}Te , pour l'étude du processus $2\beta 2\nu$. L'expérience CUORICINO a étudié l'isotope ^{130}Te avec une très grande sensibilité et n'a observé aucun signal $2\beta 0\nu$, une limite a alors été fixée à $T_{1/2}^{0\nu} > 3,0 \cdot 10^{24}$ ans ce qui correspond à une masse effective du neutrino de $m_{\beta\beta} < 0,19 - 0,68$ eV. L'expérience CUORE qui lui succède étudiera environ 200 kg de cet isotope. Cependant, le processus $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te , bruit de fond ultime pour la mesure du processus $2\beta 0\nu$, est toujours mal connu puisque sa demi-vie est très grande et l'énergie de la transition est faible. Grâce à une bonne compréhension du bruit de fond dans l'expérience NEMO 3, l'incertitude systématique sur la mesure de cette demi-vie a pu être fortement réduite : $T_{1/2}^{2\nu} = 6,1 \pm 1,2$ (stat) $\pm 0,6$ (syst) 10^{20} ans ce qui permettra une meilleure estimation du bruit de fond pour le processus $2\beta 2\nu$.

La mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ présente également un intérêt du point de vue des calculs théoriques d'éléments de matrice nucléaire. Les grandes incertitudes qu'ils comportent aujourd'hui ne permettrait pas de déterminer précisément la masse effective du neutrino $m_{\beta\beta}$ en cas d'observation du signal $2\beta 0\nu$. En testant ou en contraignant les résultats de ces

calculs théoriques à partir des mesures du processus $2\beta 2\nu$, on peut réduire les incertitudes sur les éléments de matrice pour le processus $2\beta 0\nu$ et ainsi permettre une mesure plus précise de la masse effective du neutrino.

La collaboration NEMO est également en train d'étudier la faisabilité du projet SuperNEMO, successeur de NEMO 3. Le projet SuperNEMO s'inscrit dans la nouvelle génération d'expériences de double désintégration bêta où l'étude d'une centaine de kilogrammes d'isotope émetteur 2β est nécessaire pour atteindre une demi-vie de $1,0 \cdot 10^{26}$ ans sur le processus $2\beta 0\nu$ et une masse effective du neutrino jusqu'à 60-160 meV. La phase de R&D a permis de réaliser de grandes avancées du point de vue du détecteur de traces et du calorimètre. Cependant, le niveau de radiopureté extrêmement sévère qu'il faut atteindre pour les feuilles sources : $\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg}$ et $\mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg}$, reste à étudier. L'enrichissement et la purification de plusieurs kilogrammes de ^{82}Se , isotope émetteur 2β choisi pour SuperNEMO, a commencé mais les détecteurs actuels (HPGe) n'ont pas la sensibilité nécessaire pour la mesure de tels niveaux de radiopureté. La collaboration a donc décidé de développer un détecteur dédié à ces mesures reposant sur la détection des processus BiPo.

Afin de démontrer la faisabilité technique d'un détecteur BiPo et de déterminer les bruits de fond pour extraire la sensibilité, deux prototypes ont été construits. Le prototype modulaire BiPo1, après plusieurs mois de tests, a fini d'être assemblé au LSM et prend des données depuis février 2008. Les premiers résultats obtenus ont permis de valider le principe de mesure et de montrer qu'une partie des bruits de fond est négligeable. Seule la radiopureté de surface des scintillateurs plastiques utilisés limite actuellement la sensibilité d'un détecteur BiPo du même type à $5 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl , pour 5 kg de feuilles source de ^{82}Se de densité 40 mg/cm^2 en un mois de mesure. Ceci représente néanmoins un grand progrès par rapport aux possibilités de mesures actuelles en spectroscopie γ et des améliorations sont déjà envisagées pour atteindre la sensibilité requise. Le prototype BiPo2, relatif à la deuxième géométrie envisagée pour le détecteur BiPo, a également été installé au LSM et apportera prochainement des résultats. Ces deux prototypes permettront rapidement de réaliser les premières mesures de radiopureté des feuilles source de ^{82}Se de SuperNEMO et de tester les processus de purification et de fabrication. Il faudra ensuite réaliser le détecteur BiPo pour la mesure complète de chaque feuille source avant son introduction dans SuperNEMO.

Bibliographie

- [1] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G* **33**, 1 (2006)
- [2] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), B. Kayser, *Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change*, *J. Phys. G* **33**, 1 (2006)
- [3] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G* **33**, 1 (2006) and 2007 partial update for the 2008 edition
- [4] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, J. Wiley and Sons (1984)
- [5] I. J. R. Aitchison et A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Douglas F. Brewer (1989)
- [6] M. Guidry, *Gauge Field Theories*, J. Wiley and Sons (1991)
- [7] C. Giunti et C. W. Kim, *Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford (2007)
- [8] K. Zuber, *Neutrino Physics*, Institute of Physics Publishing (2004)
- [9] F. Boehm et P. Vogel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press (1992)
- [10] E. Fermi, *An Attempt of Theory of Beta Radiation*, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934)
- [11] M. Goepfert-Mayer, *Double Beta-Disintegration*, *Phys. Rev.* **48**, 512-516 (1935)
- [12] E. Majorana, *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*, *Nuovo Cimento*, **14**, 171-184 (1937)
- [13] W. H. Furry, *On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration*, *Phys. Rev.* **56**, 1184-1193 (1939)
- [14] C. L. Cowan et F. Reines, *The Neutrino*, *Nature* **178**, 446 (1956)
- [15] R. Davis, *Solar Neutrinos. II. Experimental*, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 303-305 (1964)
- [16] R. Barate et al., *An Upper limit on the tau-neutrino mass from three-prong and five-prong tau decays*, *Eur. Phys. J.* **C2**, 395-406 (1998)
- [17] K. Assamagan et al., *Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam*, *Phys. Rev.* **D53**, 6065-6077 (1996)
- [18] Q. R. Ahmad et al., *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8Be Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001)
- [19] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., *Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double Beta Decay Experiment*, *Eur. Phys. J.* **A12**, 147 (2001)
- [20] T. Nakaya et al., *Atmospheric and Long Baseline Neutrino*, hep-ex/0209036 (2002)

- [21] C. Kraus et al., *Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β decay*, Eur. Phys. J. **C40**, 447-468 (2004)
- [22] J. N. Bahcall et al., *New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes*, Astrophys. J. **621**, L85 (2005)
- [23] C. Weinheimer, *Neutrino mass from triton decay*, Prog. Part. Nucl. Phys. **57**, 22-37 (2006)
- [24] G. Heusser et al., *Low-level germanium gamma-ray spectrometry at the $\mu\text{Bq/kg}$ level and future developments towards higher sensitivity*, Radioactivity in the Environment **8**, 495-510 (2006)
- [25] C. Giunti, *Phenomenology of Absolute Neutrino Masses*, Séminaire général donné au LAL, www.lal.in2p3.fr (2006)
- [26] F. T. Avignone, S. R. Elliot et J. Engel, *Double Beta Decay, Majorana Neutrinos and Neutrino Mass*, arXiv :0708.1033 [nucl-ex] (2007)
- [27] M. G. Inghram et J. H. Reynolds, *Double Beta Decay of ^{130}Te* , Phys. Rev. **78**, 822 (1950)
- [28] W. J. Lin et al., *Double beta-decay of tellurium-128 and tellurium-130*, Nucl. Phys. **A 481**, 477 (1988)
- [29] O. K. Manuel, *Geochemical measurements of double-beta decay*, J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **17**, s221 (1991)
- [30] T. Bernatowicz et al., *Precise determination of relative and absolute $\beta\beta$ -decay rates of ^{128}Te and ^{130}Te* , Phys. Rev. **C 47**, 806 (1993)
- [31] N. Takaoka, Y. Motomura et K. Nagao, *Half-life of ^{130}Te Double Beta Decay Measured with Geologically Qualified Samples*, Phys. Rev. **C53**, 1557 (1996)
- [32] C. E. Aalseth et al., *IGEX ^{76}Ge Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment : Prospects for next generation experiments*, Phys. Rev. **D65**, 092007 (2002)
- [33] C. Arnaboldi et al., *A Calorimetric Search on Double Beta Decay of ^{130}Te* , Phys. Lett. B **557**, 167 (2003)
- [34] C. E. Aalseth et al., *The IGEX experiment revisited : a response to the critique of Klapdor-Kleingrothaus, Dietz and Krivosheina*, Phys. Rev. **D70**, 078302 (2004)
- [35] I. Abt et al. (GERDA), *A New ^{76}Ge Double Beta Decay Experiment at LNGS*, LNGS LOI 35/04, arXiv :hep-ex/0404039 (2004)
- [36] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., *Critical View to "The IGEX neutrinoless double beta decay experiment..." published in Phys. Rev. **D65** 092007(2002)*, arXiv :hep-ph/0403056 (2004)
- [37] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *First Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay and World Status of Double Beta Experiment*, Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) **S143**, 229 (2005)
- [38] S. Capelli et al., *CUORICINO last results and CUORE R&D*, arXiv :hep-ex/0505045 (2005)
- [39] C. E. Aalseth et al., *The Proposed Majorana ^{76}Ge double-beta decay experiment*, Nucl. Phys. B, Proc. Supp. **138**, 217-220 (2005)
- [40] C. E. Aalseth et al., *EXO : an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory*, Nucl. Phys. B, Proc. Supp. **138**, 224-226 (2005)

-
- [41] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et I. V. Krivosheina, *The Evidence for the Observation of $0\nu\beta\beta$ Decay : the Identification of $0\nu\beta\beta$ Events from the Full Spectra*, Mod. Phys. Lett. **A21**, 1547-1566 (2006)
- [42] Ju. M. Gavriljuk et al., *Results of a Search for 2β decay of ^{136}Xe with High-Pressure Copper Proportional Counters in Baksan Neutrino Observatory*, Phys. Atomic Nuclei **69**, 2129 (2006)
- [43] T. Bloxham et al., *First Results on Double Beta Decay Modes of Cd, Te and Zn Isotopes with the COBRA Experiment*, arXiv :0707.2756 [nucl-ex] (2007)
- [44] C. Arnaboldi et al., *Results from the CUORICINIO $0\nu\beta\beta$ -decay experiment*, Submitted to Physical Review C, arXiv :hep-ex/0802.3439 (2008)
- [45] W. C. Haxton et G. J. Stephenson, Prog. Part. Nucl. Phys. **12**, 409 (1984)
- [46] J. Engel, P. Vogel, M. R. Zirnbauer, *QRPA calculation of neutrinoless double-beta decay*, Nucl. Phys. A 478, 459-462 (1988)
- [47] A. Staudt, T. T. S. Kuo et H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *$\beta\beta$ decay of ^{128}Te , ^{130}Te and ^{76}Ge with renormalized effective interactions derived from Paris and Bonn potentials*, Phys. Rev. C **46**, 871-883 (2006)
- [48] J. Suhonen et O. Civitarese, *Weak Interaction and Nuclear Structure Aspects of Nuclear Double Beta Decay*, Phys. Rep. **300**, 123-214 (1998)
- [49] E. Caurier et al., *Shell model study of the neutrinoless double beta decays*, Nucl. Phys. A **654**, 973c-976c (1999)
- [50] F. Simkovic et al., *Additional Nucleon Current Contributions to Neutrinoless Double Beta Decay*, Phys. Rev. C **60**, 055502 (1999)
- [51] V. I. Tretyak et Y. G. Zdesenko, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Volume 80, Issue 1, Pages 83-116 (2002)
- [52] A. S. Barabash, *Average (RECOMMENDED) Half-Life Values for Two Neutrino Double Beta Decay*, Czech. J. Phys. **52**, 567-573 (2002)
- [53] E. Caurier, F. Nowacki et A. Poves, *Nuclear Structure Aspects of the Neutrinoless Double Beta Decay*, arXiv :0709.0277 [nucl-th] (2007)
- [54] S. Singh et al., *Nuclear deformation and the two-neutrino double- β decay in $^{124,126}\text{Xe}$, $^{128,130}\text{Te}$, $^{130,132}\text{Ba}$ and ^{150}Nd isotopes*, Eur. Phys. J. A **33**, 375-388 (2007)
- [55] V. A. Rodin et al., *Erratum : Assessment of uncertainties in QRPA $0\nu\beta\beta$ -decay nuclear matrix elements [Nucl. Phys. A 766, 107 (2006)]*, arXiv :0706.4304 [nucl-th] (2007)
- [56] GEANT, *Detector description and simulation tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN (1994)
- [57] EUCLID 3, version 1.1F, Matra Datavision (1994)
- [58] I. Kisel et al., *Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO-2 experiment*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A 387 (1997) 433-442
- [59] R. Arnold et V. I. Tretyak, *The NEMO 3 simulation program : current status*, CRN 97-01 (1997)

- [60] V. Vasiliev, *Studying NEMO tracking device systematics with ^{207}Bi electron source*, note interne NEMO 3 (2004)
- [61] R. Arnold et al., *Technical design and performance of the NEMO 3 detector*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, **A 536** (2005) 79-122
- [62] C. Augier, *L'expérience NEMO 3 : avantages et limitations. Prospective pour la physique double bêta.*, Habilitation à Diriger des Recherches, LAL 05-36 (2005)
- [63] X. Sarazin et al., *Search for neutrinoless double beta decay with the NEMO 3 detector : first results*, Nucl. Phys. B **143**, 221-224 (2005)
- [64] G. Lutter, *Etude du système d'étalonnage relatif du calorimètre du détecteur NEMO 3 et recherche des périodes de décroissances du ^{100}Mo .*, Thèse de Doctorat, CENBG - Université Bordeaux 1 (2006)
- [65] R. Arnold et al., *Measurement of double beta decay of ^{100}Mo to excited states in the NEMO 3 experiment*, Nuclear Physics, **A 781**, 209-226 (2007)
- [66] G. Broudin, *Recherche de la double décroissance bêta sans émission de neutrino du ^{82}Se . Analyse des données et modélisation du bruit de fond du détecteur NEMO 3.*, Thèse de Doctorat, CENBG - Université Bordeaux 1 (2007)
- [67] G. Broudin-Bay, *Search for Neutrinoless Double Beta Decay in ^{150}Nd with the NEMO 3 Experiment*, Moriond EW proceeding (2008)
- [68] NEMO Collaboration, *Measurement of the background in the NEMO 3 experiment*, en cours de publication dans Nuclear Instruments & Methods in Physics Research (2008)
- [69] J. J. Gomez-Cadenas et al., *Physics Case of SuperNEMO with ^{82}Se Source*, Note interne (2007)
- [70] D. Breton, E. Delagnes et M. Houry, *Very high dynamic range and high sampling rate VME digitizing boards for physics experiments*, Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 52, Issue 6, 2853-2860 (2005)
- [71] L. Simard, Réunion de collaboration, Jaca, Espagne (2006)
- [72] L. Simard, Réunion de collaboration, Paris, France (2007)
- [73] R. Barlow and C. Beeston, *Fitting using finite Monte Carlo Samples*, Comp. Phys. Comm. **77**, 219-228 (1993)

Résumé

Cette thèse comporte une analyse des données de l'expérience NEMO 3 et l'étude d'un détecteur BiPo dans le cadre de la R&D pour le projet SuperNEMO.

NEMO 3 recherche un signal de double désintégration bêta sans émission de neutrinos $2\beta 0\nu$ par détection directe des 2 électrons émis, avec un détecteur de traces couplé à un calorimètre. Après une étude complète des bruits de fond pour la double désintégration bêta à partir de différents canaux d'analyse, j'ai fourni la mesure la plus précise de la demi-vie du processus avec émission de deux neutrinos $2\beta 2\nu$ du ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 6,1 \pm 1,2$ (*stat*) $\pm 0,6$ (*syst*) 10^{20} ans. Ce résultat permet d'une part de mieux connaître le bruit de fond irréductible $2\beta 2\nu$ pour la recherche d'un signal $2\beta 0\nu$, et d'autre part de contraindre ou de tester les calculs d'éléments de matrice nucléaire, dont la connaissance précise est nécessaire à la détermination de la masse effective du neutrino en cas d'observation d'événements $2\beta 0\nu$. A partir des données de NEMO 3, j'ai également déterminé une limite sur cette masse effective $m_{\beta\beta} < 1,3 - 4,7$ eV, à partir de la limite sur le processus $2\beta 0\nu$ du ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 6,3 \cdot 10^{22}$ ans. Du fait de la faible masse de ^{130}Te présente dans NEMO 3 (454 g), ce résultat n'est pas compétitif avec la limite actuelle publiée par CUORICINO pour cet isotope : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 3,0 \cdot 10^{24}$ ans et $m_{\beta\beta} < 0,19 - 0,68$ eV.

SuperNEMO est un projet à 100 kg d'émetteur 2β pour la recherche du processus $2\beta 0\nu$ jusqu'à une demi-vie $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ ans, et qui reprend le principe de détection de NEMO 3. Une phase de R&D est cours pour augmenter l'efficacité et la radiopureté du détecteur, tout en améliorant la résolution en énergie et en réduisant le bruit de fond. Ce dernier sera alors finalement dû aux contaminations radioactives naturelles internes aux sources, et les exigences de radiopureté imposées pour SuperNEMO sont élevées : $\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg}$ et $\mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg}$, et au-dessous des limites de sensibilité des détecteurs actuels. La collaboration étudie donc un détecteur BiPo pour la mesure de contaminations en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , par identification des cascades naturelles radioactives $\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$. La source à mesurer est déposée entre deux plans de scintillateurs donnant les énergies et les temps des particules détectées. J'ai mené l'étude du prototype BiPo1, démontré la faisabilité technique, validé le principe et déterminé la sensibilité de mesure de sources par rapport au bruit de fond. L'analyse des données de BiPo1 permet d'envisager la mesure de $5 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl avec BiPo, ce qui est proche des exigences pour SuperNEMO et représente un gain d'un facteur 4 par rapport aux possibilités actuelles.

Abstract

This thesis contains 2 parts : data analysis of the NEMO 3 experiment data and a study of a BiPo detector for the SuperNEMO project.

NEMO 3 is searching for neutrinoless double beta decay process $2\beta 0\nu$ using direct detection of the two emitted electrons by a tracking detector coupled to a calorimeter. I completely studied the backgrounds in several analysis channels and gave the most precise measurement of the allowed process with neutrinos emission for ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{2\nu} = 6.1 \pm 1.2 (stat) \pm 0.6 (syst) 10^{20}$ years. This result allows a good knowledge of the ultimate $2\beta 2\nu$ background for $2\beta 0\nu$ process research and helps to constrain or check the theoretical calculations of nuclear matrix elements, which have to be known with a good precision to determine the neutrino effective mass in case of $2\beta 0\nu$ observation. From NEMO 3 data, I also gave a limit on this effective neutrino mass $m_{\beta\beta} < 1.3 - 4.7$ eV extracted from the limit on $2\beta 0\nu$ process of ^{130}Te : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 6.3 10^{22}$ years. Due to the low mass of ^{130}Te contained in NEMO 3 (454 g), this result is not competitive with the limit recently published by CUORICINO for this isotope : $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 3.0 10^{24}$ years and $m_{\beta\beta} < 0.19 - 0.68$ eV.

SuperNEMO is a project with 100 kg of 2β emitters, to search for $2\beta 0\nu$ process up to $\mathcal{T}_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ years, using the NEMO 3 detection principle but improving efficiency, radiopurity, energy resolution and reducing backgrounds. This background will be then limited by natural radioactive contaminations inside the source foils. Thus the SuperNEMO specifications concerning the source foil radiopurity are very high : $\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) < 2 \mu\text{Bq/kg}$ and $\mathcal{A}(^{214}\text{Bi}) < 10 \mu\text{Bq/kg}$, and not measurable by actual detectors. The collaboration decided to study a BiPo detector to measure ^{208}Tl and ^{214}Bi contaminations, using identification of the $\text{Bi} \rightarrow \text{Po}$ chains. Foil source to measure is put between two scintillator planes allowing energy and time measurements. I studied BiPo1 prototype, showed its technical feasibility, validated the principle and determined the sensitivity of the source measurement compared to backgrounds. Data analysis of BiPo1 showed the possibility to measure $5 \mu\text{Bq/kg}$ of ^{208}Tl with the final BiPo. This result is not so far from SuperNEMO requirements and already shows a gain factor of 4 compared to actual detection possibilities.