



HAL
open science

Optimisation du blindage contre les neutrons pour le démonstrateur de SuperNEMO et analyse de la double désintégration β du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150 avec le détecteur NEMO 3

Sophie Blondel

► **To cite this version:**

Sophie Blondel. Optimisation du blindage contre les neutrons pour le démonstrateur de SuperNEMO et analyse de la double désintégration β du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150 avec le détecteur NEMO 3. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112108 . tel-00855279

HAL Id: tel-00855279

<https://theses.hal.science/tel-00855279v1>

Submitted on 29 Aug 2013

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

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

THÈSE

Présentée le 28 juin 2013

par

Sophie BLONDEL

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences

de l'Université Paris Sud, Orsay

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos

Discipline : Physique

Spécialité : Astroparticules

Laboratoire : Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire

**Optimisation du blindage contre les neutrons
pour le démonstrateur de SuperNEMO et
analyse de la double désintégration β du
néodyme-150 vers les états excités du
samarium-150 avec le détecteur NEMO 3**

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M.	D.	Duchesneau	Rapporteur
M.	S.	Schönert	Rapporteur
M.	R.	Ansari	
Mme.	C.	Marquet	
M.	L.	Simard	Directeur de thèse
M.	A.	Stocchi	Président

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs G. Wormser et A. Stocchi pour m'avoir permis de réaliser mes trois années de thèse au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, ainsi que tout le personnel du laboratoire qui m'ont largement facilité l'intégration (et me rendaient mes bonjours avec de grands sourires). Et je remercie à nouveau A. Stocchi pour la présidence de mon jury de thèse.

S'en suit D. Duchesneau et S. Schönert pour leur relecture attentive de mon manuscrit (et pour m'avoir autorisée à soutenir), et R. Ansari et C. Marquet pour les questions qu'ils m'ont posées.

Merci à Laurent S pour être venu "me chercher" lors de la foire aux thèses, Serge J pour ses conseils en cuisine, Georges S pour m'avoir montré l'importance des pots, Xavier S pour sa réservation d'ânes (oui oui, par téléphone c'est possible), Pia L pour comprendre la signification d'A.P.C. sur mon sac, Mathieu B pour l'initiation au kart, Xavier G pour avoir apprécié (enfin) Paris lors de l'excursion "organisée" par le GDR Neutrino, Héctor G pour avoir cassé un PM (je crois qu'on est tous content que ce soit toi qui l'aies fait), et enfin Guillaume E pour la partie de danse que tu nous (le groupe) avais promis. Je pourrais bien sûr citer de nombreux autres épisodes de la "vie au labo", mais je m'arrêterai ici par soucis de concision. Un grand merci supplémentaire à Geneviève G qui permet justement la cohésion de tout ce groupe (qui nous force même à faire des repas de Noël).

J'en profite pour ajouter les stagiaires avec qui j'ai aussi partagé mon bureau (en plus de Xavier S, Guillaume E, Victor T, Pia L, Vincent D, au fil des ans) : Thibault H, Vincent F, Steven C, Marion M, et Violaine B.

Ce qui m'amène maintenant à l'échelle de la collaboration (NEMO). Je remercie particulièrement Fabrice P, Stefan S-R et Karol L pour avoir acceptés de me recommander, toute la troupe François M, Dominique D, Benoît G, Yves L et Arnaud C qui font de Caen une destination plus qu'agréable, et Cédric C, Frédéric P, Emmanuel (Manu) C, Christophe H et Benjamin S pour la partie plus ensoleillée de Bordeaux.

Lors de ma thèse j'ai eu la chance de pouvoir participer aux différentes missions de construction de BiPo 3 à Canfranc, dont la réussite est majoritairement due à la BiPo *Dream Team* : Stéphane J et Éric G, en plus de (à nouveau) Mathieu B, Xavier G, Héctor G, Guillaume E, et sur place l'aide d'Alfonso O et d'Asunción (Asun) R.

Mon autre destination favorite pendant ces trois années a été le Japon pour Neutrino 2012 (merci à la direction d'avoir accepté que j'y aille) où j'ai passé une petite dizaine de jours dans une très belle maison à Kyoto, avec vue sur la rivière canard, en compagnie de Cédric W, James M et Jonathan D.

Je remercie tous les gens de Footex avec qui j'ai joué régulièrement le jeudi midi, qui me permettaient de me changer les idées (et même de changer mes lunettes).

Je me dois maintenant d'entamer le plus long des paragraphes, celui où je remercie les personnes avec qui j'ai passé le plus de temps en dehors du laboratoire (je ne sais pas s'il est bon d'avouer ici que j'ai eu du temps hors du laboratoire). Tout d'abord Marine V qui a été ma collocataire fidèle et même plus pendant ces trois années, Alexandra (Sandra) M avec qui je suis plus que ravie de finir ma thèse quasi-simultanément, Marta S qui a, je pense, ralongé mes temps de pause, Joany M qui a été la meilleure des binômes en Master, tous les gens du master NPAC et en particulier ceux avec qui on continuait nos "vendredi NPAC" (j'ajoute donc Laurent L et Stéphane I), tous les étudiants du labo que j'ai pu croiser lors des différents événements étudiants (la liste de noms serait trop longue), la triplette du CEA Kévin F, Simon B et Angelo S (avec une mention spéciale pour ce dernier), et, *last but not least*, Sébastien G pour les innombrables discussions que l'on a pu avoir en courant.

Enfin, des mercis à ma famille, en particulier mes papa-maman qui m'avait dit, avant que je n'obtienne ma bourse de thèse, que ce n'était pas grave si je ne l'obtenais pas, qu'ils trouveraient un moyen de m'aider financièrement pour faire ma thèse quand même, et mon frère Thierry, qui me fait l'honneur de se déplacer en région parisienne pour me voir soutenir, malgré l'horreur qu'il éprouve envers elle.

Petite dernière précision, s'il n'y avait qu'une chose à lire dans cette thèse je me contenterais de la partie historique située en annexe, qui n'est pas forcément de la meilleure qualité scientifique, mais qui me tenait à cœur.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique des neutrinos et statut expérimental	3
1.1 Masse des neutrinos	3
1.1.1 Le mélange de neutrinos	3
1.1.2 Masse de Dirac	5
1.1.3 Masse de Majorana	6
1.1.4 Mécanisme de la balançoire	8
1.2 La double désintégration β	9
1.2.1 Masse de Majorana effective	11
1.2.2 Nécessité du neutrino de Majorana	12
1.2.3 Phénoménologie	12
1.2.4 Éléments de matrices nucléaires	15
1.2.5 Effet des neutrinos stériles	15
1.3 Statut expérimental	16
1.3.1 Oscillations de neutrinos	18
1.3.2 Mesures de masses	19
1.3.3 Double désintégration β sans émission de neutrino	20
2 Les détecteurs NEMO	27
2.1 Laboratoire Souterrain de Modane	27
2.2 NEMO 1	28
2.3 NEMO 2	29
2.4 NEMO 3	31
2.4.1 Présentation générale	31
2.4.2 Les sources	33
2.4.3 Le détecteur de traces	36
2.4.4 Le calorimètre	38
2.4.5 L'électronique	43

TABLE DES MATIÈRES

2.4.6	L'étalonnage	47
2.4.7	La bobine magnétique et le blindage	52
2.4.8	Le dispositif anti-radon	53
2.5	SuperNEMO	55
2.5.1	Résolution en énergie	57
2.5.2	Radiopureté des feuilles sources	58
2.5.3	Le radon dans le détecteur de trace	59
2.5.4	Module démonstrateur	60
2.5.5	BiPo	61
3	Le blindage contre les neutrons pour le module démonstrateur de SuperNEMO	65
3.1	Bruit de fond neutron	65
3.1.1	Production des neutrons	66
3.2	Tests préliminaires effectués avec le détecteur NEMO 3	72
3.3	Détermination de la meilleure configuration de blindage	77
3.3.1	Canal d'analyse : γ traversant	77
3.3.2	Les différentes configurations de blindage étudiées	79
3.3.3	Les sources de neutrons	81
3.3.4	Résultats	83
3.4	Estimation du nombre d'événements à deux électrons attendus	84
3.4.1	Les sources de neutrons	84
3.4.2	Le canal d'analyse : deux électrons	86
3.4.3	Résultats	87
4	Outils d'analyse de données du détecteur NEMO 3	89
4.1	Reconstruction des événements	89
4.1.1	Reconstruction de l'énergie	89
4.1.2	Reconstruction du temps	90
4.1.3	Reconstruction des traces	91
4.1.4	Identification des particules	92
4.2	Système d'analyse de données et outil de simulation	92
4.3	Analyse de temps de vol	94
4.4	Le γ -tracking	97
4.5	Les bruits de fond et les différents canaux d'analyse	99
4.5.1	Le canal électron traversant	100
4.5.2	Le canal électron et particule α retardée	102
4.5.3	Le canal électron et un ou plusieurs rayons γ	104

4.5.4	Le canal électron seul	107
4.5.5	Le canal deux électrons	108
4.5.6	Le canal deux électrons et un ou plusieurs rayons γ	109
4.5.7	Sélection des scintillateurs	110
5	Étude du bruit de fond de la feuille de néodyme dans le détecteur NEMO 3	111
5.1	Le néodyme dans NEMO 3	111
5.2	Définition des bornes de la feuille de néodyme et des points chauds . . .	113
5.3	Contrôle du bruit de fond externe	117
5.3.1	Le radon dans la chambre à fils	117
5.3.2	Les autres parties du détecteur	120
5.4	Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme	127
5.4.1	Le bismuth-214 dans la feuille de néodyme	127
5.4.2	Le thallium-208 dans la feuille de néodyme	133
5.4.3	Les émetteurs β purs dans la feuille de néodyme	144
5.4.4	Le bismuth-207 dans la feuille de néodyme	147
5.4.5	L'euporium-152 et l'euporium-154 dans la feuille de néodyme . .	150
6	Étude des doubles désintégrations β du néodyme-150 avec le détecteur NEMO 3	155
6.1	Préambule	155
6.1.1	Demi-vie et nombre d'événements attendus	155
6.1.2	Corrections laser	156
6.2	Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150	157
6.2.1	Effet de la coupure minimale sur l'énergie totale et de la connaissance des bruits de fond	161
6.2.2	Effet des photomultiplicateurs bruyants	161
6.2.3	Demi-vie mesurée du processus $2\beta 2\nu$	164
6.2.4	Comparaison avec la valeur précédemment publiée	164
6.2.5	Extraction de l'élément de matrice nucléaire associé au processus $2\beta 2\nu$	165
6.3	Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150	165
6.3.1	Coupure contre le thallium-208	168
6.3.2	Fenêtre optimale en énergie	169
6.3.3	Limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$	170

TABLE DES MATIÈRES

6.3.4	De l'utilisation des corrections laser	172
6.3.5	Comparaison avec la valeur précédemment publiée	175
6.3.6	Limite sur la masse de Majorana effective	175
6.4	Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150	176
6.4.1	Prédictions théoriques	177
6.4.2	Mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150	177
6.4.3	Optimisation du rapport signal sur bruit de fond	181
6.4.4	Cohérence avec le sous-canal deux électrons et un rayon γ	185
6.4.5	Étude des incertitudes systématiques	186
6.4.6	Demi-vie mesurée du processus $2\beta 2\nu$ du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150	190
6.4.7	Comparaison avec les précédentes mesures	190
6.4.8	Extraction de l'élément de matrice nucléaire	191
6.4.9	Recherche du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 2_1^+ du samarium-150	191
6.5	Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150	195
6.5.1	Coupure contre le thallium-208	197
6.5.2	Optimisation de la fenêtre en énergie	198
6.5.3	Limite sur la demi-vie du processus	199
6.5.4	Limite sur la masse de Majorana effective	201
6.5.5	Canal à deux électrons et un rayon γ interne	201
6.6	Vers SuperNEMO	207
6.6.1	Recherche du processus $2\beta 0\nu$ vers l'état fondamental	208
6.6.2	Recherche du processus $2\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_1^+	208
6.6.3	Optimisation de la recherche du processus $2\beta 0\nu$	209
6.6.4	Observation des processus $2\beta 2\nu$ vers les états excités	210
6.6.5	Remarques	211
	Conclusion	213

A Un peu d'histoire	215
A.1 La radioactivité naturelle	215
A.2 Quel rayonnement ?	215
A.3 À la découverte de l'impossible	216
A.4 Comprendre le Soleil	218
A.5 Combien de neutrino solaire ?	220
B Le Modèle Standard de la physique des particules	225
B.1 Les quarks et les leptons	226
B.2 Couleur et chromodynamique quantique	226
B.3 Unification électrofaible	228
B.4 Boson de Higgs	231
B.5 Mélanges des quarks	235
Références	239

TABLE DES MATIÈRES

Introduction

Le neutrino est un fermion élémentaire électriquement neutre. Il a été proposé pour la première fois par Pauli en 1930 mais n'a été mis en évidence qu'en 1956 par Cowan et Reines (ce dernier ayant reçu un prix Nobel de physique en 1995 pour cette découverte). De nombreuses expériences ont depuis été conçues afin d'étudier les propriétés des neutrinos, et certaines ont montré par exemple que ces particules avaient la capacité d'osciller entre leurs différentes saveurs (électronique, muonique et tauique) lors de leur propagation. Malgré les avancées effectuées jusqu'à présent dans la compréhension des neutrinos, d'autres propriétés sont encore inconnues, comme leur nature de Dirac ou de Majorana, ou leur échelle de masse absolue. En effet, étant électriquement neutre, rien ne distingue *a priori* un neutrino d'un antineutrino mise à part la chiralité ; on peut donc se placer dans le formalisme de Majorana où ces deux particules n'en forment en réalité qu'une. Aussi, l'observation des oscillations de neutrinos est une preuve qu'au moins un des neutrinos a une masse non nulle, la probabilité d'oscillation étant fonction des différences de masses. Ces aspects (la nature et la masse des neutrinos) constituent les indices d'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.

La mise en évidence de la double désintégration β sans émission de neutrino est reconnue comme étant le moyen expérimental le plus efficace de prouver que le neutrino est une particule de Majorana. La série d'expériences NEMO a été conçue dans ce but. Sa technique "tracko-calorimétrie" permet une approche unique dans ce domaine en mesurant indépendamment les différentes variables cinématiques d'une décroissance double β , mais aussi de pouvoir étudier plusieurs isotopes à la fois en ayant des sources séparées du détecteur. Cette première particularité permettrait de distinguer parmi les différents modèles théoriques si la double désintégration β sans émission de neutrino était éventuellement observée. La seconde particularité permettrait de confirmer ou d'infirmier l'observation d'un signal $2\beta 0\nu$ au sein d'un même détecteur.

Le premier chapitre de cette thèse présentera le formalisme théorique qui, en particulier, permet de générer la masse des neutrinos et la double désintégration β , puis

INTRODUCTION

l'état des lieux des expériences cherchant à observer les propriétés des neutrinos.

La série des détecteurs NEMO (1, 2 et 3) sera décrite dans le deuxième chapitre, avec un soin particulier apporté au détecteur NEMO 3. La suite de cette lignée, le détecteur nouvelle génération SuperNEMO, ainsi que le détecteur BiPo dédié à la mesure de la radiopureté des feuilles sources, seront eux-aussi détaillés dans ce chapitre.

Le troisième chapitre concernera l'étude réalisée sur l'amélioration du blindage contre les neutrons pour le module démonstrateur de SuperNEMO. La physique spécifique aux neutrons y sera présentée avant la description des améliorations à apporter au type de blindage déjà utilisé pour le détecteur NEMO 3.

Enfin, l'analyse des données provenant de NEMO 3 sera décrite dans les trois derniers chapitres. Dans le premier chapitre, les outils généraux seront détaillés, comme la reconstruction et la sélection des événements. L'analyse de données sera ensuite centrée sur l'étude de la feuille de néodyme placée dans le détecteur. Dans le chapitre suivant, tous les bruits de fond, externes comme internes, seront mesurés. Grâce à ce travail préalable, l'étude des doubles désintégrations β du néodyme-150 sera rendue possible dans le dernier chapitre. Les différentes possibilités de désintégrations avec ou sans émission de neutrinos, vers l'état fondamental ou les états excités du samarium-150 y seront présentées.

Aussi, on peut trouver en annexe une introduction historique à la physique des neutrinos (très largement inspirée du livre de Frank Close intitulé *Neutrino*) et une présentation du Modèle Standard de la physique des particules.

Chapitre 1

Physique des neutrinos et statut expérimental

Le neutrino est une particule élémentaire à part. Comme on vient de le voir dans l'introduction il a d'abord fallu un quart de siècle entre son postulat théorique et son observation expérimentale. Il a été ajouté dans le Modèle Standard de la physique des particules (dont la description est le sujet de l'annexe B) comme fermion élémentaire neutre. Dans ce modèle, seuls les neutrinos gauches et les antineutrinos droits sont présents car ils n'interagissent que par l'interaction faible, et que les courants de celle-ci sont de la forme "vecteur-axiale". Le mécanisme de Higgs, permettant de générer la masse des bosons et fermions, nécessite un couplage aux composantes à la fois droite et gauche des champs, ce qui n'est pas possible pour les neutrinos. Ils ont donc une masse nulle.

Néanmoins, l'observation de l'oscillation des neutrinos implique qu'au moins un des neutrinos doit posséder une masse non nulle (car les oscillations sont fonctions des différences de masses entre neutrinos). Les théories existantes permettant l'apparition de cette masse sont donc présentées ici.

1.1 Masse des neutrinos

1.1.1 Le mélange de neutrinos

Dans le cas où les neutrinos sont massifs il y a une différence entre les états propres de masse notés $|\nu_k\rangle$ et les états propres de saveur notés $|\nu_\alpha\rangle$ qui apparaissent dans l'interaction faible, ce qui induit un mélange de neutrinos.

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

Si on ne considère que deux générations de neutrinos on peut écrire :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^2 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (\alpha = e, \mu) \quad (1.1)$$

avec U la matrice de mélange :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

On s'intéresse à l'amplitude d'oscillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i \tau_i} U_{\beta i} \quad (1.3)$$

avec m_i la masse de ν_i et τ_i le temps propre dans le référentiel au repos de ν_i . Par invariance de Lorentz on a la relation $m_i \tau_i = E_i t - p_i L$ où L et t sont la distance et le temps dans le référentiel du laboratoire, et E_i et p_i sont l'énergie et le moment dans le référentiel du laboratoire de ν_i .

Dans la probabilité $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2$ seuls les phases relatives des amplitudes de propagation ($e^{-im_i \tau_i}$) pour des états propres de masse différents ont une conséquence physique. La phase relative entre les amplitudes de propagation de ν_i et ν_j est :

$$\delta\phi_{ij} = (p_i - p_j)L - (E_i - E_j)t \quad (1.4)$$

En pratique, les expériences ne peuvent pas mesurer le temps de transit t . Cependant, Lipkin [1] a montré que l'on peut prendre en très bonne approximation $t \sim L/\bar{v}$ avec :

$$\bar{v} = \frac{p_i + p_j}{E_i + E_j} \quad (1.5)$$

l'approximation de la moyenne des vitesses de ν_i et ν_j . On trouve alors :

$$\delta\phi_{ij} \sim \frac{p_i^2 - p_j^2}{p_i + p_j} L - \frac{E_i^2 - E_j^2}{p_i + p_j} L \sim (m_j^2 - m_i^2) \frac{L}{2E} \quad (1.6)$$

où on utilise le fait que pour des neutrinos ultra-relativistes, p_i et p_j sont à peu près égaux à l'énergie E .

On définit :

$$\Delta m^2 = \Delta m_{ji}^2 = m_j^2 - m_i^2 \quad (1.7)$$

qui nous permet d'obtenir la probabilité de transition :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (1.8)$$

et on appelle probabilité de survie :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \quad (1.9)$$

On peut bien entendu généraliser à trois familles de neutrinos :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) \quad (1.10)$$

avec une matrice de mélange plus compliquée que l'on peut décomposer de la sorte (en utilisant la notation $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$) :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\lambda_2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\lambda_3} \end{pmatrix}$$

que l'on appelle fréquemment matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata [2, 3]. Les paramètres de la première matrice décrivent le mélange qui intervient entre les neutrinos du secteur atmosphérique, ceux de la deuxième entre les neutrinos du secteur réacteur (δ est la phase liée à la violation CP dans le secteur des neutrinos), ceux de la troisième au secteur solaire, et enfin les paramètres de la quatrième représentent les phases de Majorana. Ces dernières n'ont de sens que si le neutrino est une particule de Majorana (c'est-à-dire que la particule et son antiparticule sont identiques).

On pourrait calculer à nouveau les probabilités d'oscillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ pour voir apparaître le terme de différence de masses aux carrés comme dans l'équation 1.8. L'observation expérimentale de ces oscillations dans les différents domaines (on détaillera ces résultats plus tard en section 1.3.1) prouve que les neutrinos sont massifs, car on vient de voir que l'oscillation est proportionnelle aux différences de masses de neutrino au carré en équation 1.8.

Sachant cela, il ne reste plus maintenant qu'à trouver un mécanisme (au-delà du Modèle Standard) qui leurs permettra d'acquérir leurs masses.

1.1.2 Masse de Dirac

On peut générer une masse de Dirac au neutrino en utilisant le même mécanisme de Higgs que celui qui donne leurs masses aux quarks et leptons chargés. Pour cela il suffit d'ajouter un neutrino droit au Modèle Standard. Ce neutrino droit est appelé stérile

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

car n'interagissant pas par interaction faible (il n'interagit donc que par l'interaction gravitationnelle). Leur nombre n'est pas contraint par la théorie et on peut en introduire trois afin d'en avoir un pour chaque génération.

De cette manière les neutrinos vont acquérir une masse de la forme :

$$m_i = g_{Yi} \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.12)$$

proportionnelle à la valeur attendue du vide v comme pour les autres fermions.

On sait cependant que les masses des neutrinos sont bien plus faibles que celles des autres fermions chargés (car on n'a toujours pas réussi à les mesurer, la cosmologie et les mesures directes ne donnent que des limites supérieures qui sont dans le tableau B.1), ce qui signifie que les constantes de couplage de Yukawa g_{Yi} ont besoin d'être très faibles, ce qui n'est pas expliqué par la théorie du Modèle Standard. La petitesse des masses des neutrinos est une des grandes contraintes pour les modèles théoriques au-delà du Modèle Standard.

1.1.3 Masse de Majorana

Rappelons l'équation de Dirac pour un champ fermionique :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad \psi = \psi_L + \psi_R \quad (1.13)$$

avec ψ_L et ψ_R les décompositions suivant la chiralité gauche et droite, équivalent à :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L = m\psi_R \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R = m\psi_L \quad (1.14)$$

Si le fermion n'a pas de masse ces deux équations sont découplées :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L = 0 \quad i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R = 0 \quad (1.15)$$

Un fermion de masse nulle peut donc être décrit par un seul champ chiral (gauche ou droit), qui n'a que deux composantes indépendantes. Ces dernières équations sont appelées équations de Weyl [4], et ψ_L et ψ_R sont les spineurs de Weyl. Il est intéressant de noter que cette représentation avait été rejetée par Pauli en 1933 pour cause de violation de parité. La découverte expérimentale de la violation de parité dans les années 1950 a invalidé le raisonnement de Pauli, renouvelant ainsi l'intérêt à décrire les particules sans masse par les spineurs de Weyl. Les neutrinos étant sans masse dans le Modèle Standard, ils avaient été décrits par ces spineurs.

Mais une nouvelle question se pose : si un spineur à deux composantes suffit à décrire un fermion sans masse, alors un spineur à quatre composantes est-il nécessaire

à la description d'une particule massive ? La réponse donnée par Majorana en 1937 [5] est non. L'astuce réside dans le fait de supposer que ψ_L et ψ_R ne sont pas indépendants, et que leur relation est compatible avec l'équation de Dirac. Les deux équations 1.14 sont donc juste deux manières d'écrire la même équation pour un champ indépendant, par exemple ψ_L .

On écrit la relation de Majorana entre ψ_L et ψ_R :

$$\psi_R = \xi \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad (1.16)$$

avec ξ un facteur de phase arbitraire ($|\xi|^2 = 1$) et \mathcal{C} la matrice de conjugaison. On peut vérifier que $\mathcal{C} \bar{\psi}_L^T$ est bien de chiralité droite.

L'équation de Majorana pour un champ chirale ψ_L est la suivante :

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L = m \xi \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad (1.17)$$

où on voit bien apparaître une masse m , et on peut éliminer le facteur de phase en posant :

$$\psi_L \rightarrow \xi^{1/2} \psi_L \quad (1.18)$$

On obtient la condition sur le champ :

$$\psi = \psi_L + \psi_R = \psi_L + \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad \text{donc :} \quad \psi = \mathcal{C} \bar{\psi}^T \quad (1.19)$$

$\mathcal{C} \bar{\psi}_L^T$ est en fait identique au conjugué de charge (C) du champ gauche noté $(\psi_L)^C$, ce qui permet de réécrire la condition de Majorana :

$$\psi = \psi_L + (\psi_L)^C \quad \text{et} \quad \psi = \psi^C \quad (1.20)$$

Cette condition de Majorana implique que particule et antiparticule soient la même entité. Seuls les fermions neutres peuvent donc être décrits de la sorte, les neutrinos sont donc les seuls candidats parmi les fermions élémentaires. Comme l'avait déjà fait remarquer Majorana, le spineur de Majorana n'ayant que deux composantes indépendantes, la théorie de Majorana est plus simple et plus économique que celle de Dirac. Tout cela rend la nature de Majorana des neutrinos massifs plus naturelle, et dans les faits la plupart des théories au-delà du Modèle Standard supposent que le neutrino est une particule de Majorana.

Les descriptions de Dirac ou de Majorana des neutrinos n'ont de conséquences phénoménologiques différentes que s'ils sont massifs. On ne peut en revanche pas voir ces différences dans le phénomène d'oscillation de neutrino et la méthode la plus prometteuse de mettre en évidence leur nature est la double désintégration β sans émission de neutrino.

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

1.1.4 Mécanisme de la balançoire

Grâce à la description de Majorana vue dans l'équation 1.20, on peut décrire deux champs indépendants (qui sont leurs propres conjugués, c'est-à-dire antiparticules) :

$$\nu = \frac{\psi_L + (\psi_L)^C}{\sqrt{2}}, \quad X = \frac{\psi_R + (\psi_R)^C}{\sqrt{2}} \quad (1.21)$$

Les termes de masse du Lagrangien couplent ces deux champs entre eux, sa forme la plus générale étant :

$$\mathcal{L}_m = -M_L \bar{\nu} \nu - M_R \bar{X} X - M_D (\bar{\nu} X + \bar{X} \nu) \quad (1.22)$$

où M_L et M_R sont les masses dites de "Majorana" de ν et de X , et M_D est une masse de "Dirac" qui couple les deux champs.

Pour N saveurs de neutrinos, on peut ranger ces différentes masses dans une matrice de la forme :

$$\mathcal{L}_m = -(\bar{\nu} \quad \bar{X}) \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu \\ X \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M} = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_L & \mathcal{M}_D^T \\ \mathcal{M}_D & \mathcal{M}_R \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

où les matrices \mathcal{M}_L , \mathcal{M}_R et \mathcal{M}_D , sont maintenant de dimension $N \times N$. Si \mathcal{M}_L et \mathcal{M}_R sont nulles, les ν et X de Majorana s'apparient pour former N neutrinos de Dirac.

Si on revient au cas à une saveur de neutrino pour simplifier, et si l'on a $M_L \ll M_D \ll M_R$, les états propres sont alors des neutrinos de Majorana, dont la masse du plus léger est $m \sim M_D^2/M_R$, et celle du plus lourd $M \sim M_R$. C'est ce que l'on appelle mécanisme de la "balançoire" [6, 7, 8].

Ce mécanisme est très apprécié car il permet d'expliquer simplement la petitesse des masses des neutrinos. En effet, si on considère une masse de Dirac de l'ordre de la masse du quark "haut" de la même famille (car générée aussi par le mécanisme de Higgs), c'est-à-dire $M_D \sim 1$ MeV pour la famille la plus légère, et une masse M_R de l'ordre de grandeur de la brisure de grande unification (autour de $10^{14} - 10^{16}$ GeV), on obtient un rapport $M_D/M_R \sim 10^{-10} - 10^{-8}$ qui supprime efficacement la masse du neutrino de Majorana le plus léger m par rapport à la masse de Dirac. Aussi, $M_L \sim 0$ est naturel car le terme de Majorana pour un champ chiral gauche est interdit par les symétries du Modèle Standard.

On vient de voir que le mécanisme le plus simple pour expliquer la faible valeur des masses de neutrino nécessite d'avoir des neutrinos de Majorana (identiques aux antineutrinos), et que le moyen le plus efficace de vérifier leur nature (de Dirac ou de Majorana) est de chercher à observer la double désintégration β sans émission de neutrino, à laquelle on va donc s'intéresser maintenant.

1.2 La double désintégration β

La double désintégration β ($2\beta 2\nu$) avec émission de neutrinos a été proposée pour la première fois par M. Goeppert-Mayer en 1935 [9]. Ce processus consiste en deux décroissances β^+ ou β^- simultanées et est du deuxième ordre perturbatif dans le Modèle Standard :

$$\mathcal{N}(A, Z) \rightarrow \mathcal{N}(A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.24)$$

$$\mathcal{N}(A, Z) \rightarrow \mathcal{N}(A, Z - 2) + 2e^+ + 2\nu_e \quad (1.25)$$

La double désintégration β sans émission de neutrino ($2\beta 0\nu$) a été, elle, proposée pour la première fois en 1939 par W. H. Furry mais est interdite dans le cadre du Modèle Standard. Cette désintégration n'est possible que si le neutrino est massif et de Majorana. Dans ce cas le noyau peut se désintégrer à la fois avec ou sans émission de neutrinos, sans qu'il y ait *a priori* corrélation entre les demi-vies des deux processus.

La double désintégration avec émission de neutrinos ayant quatre corps leptoniques émis dans l'état final, la somme des énergies cinétiques des deux électrons a un spectre continu allant de 0 à la valeur $Q_{\beta\beta}$:

$$Q_{\beta\beta} = \mathcal{M}_i - (\mathcal{M}_f + 2m_e) \quad (1.26)$$

où \mathcal{M}_i et \mathcal{M}_f sont les masses des noyaux dans l'état initial et final et m_e la masse d'un électron. Dans le cas du processus sans émission de neutrino, seuls les électrons sont émis, et ils emportent donc toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ (ce qui signifie que le spectre sera uniquement un pic à l'énergie $Q_{\beta\beta}$). On peut voir la forme des spectres attendu sur la figure 1.1.

La condition pour que la double désintégration β puisse avoir lieu est que le niveau au repos du noyau père $\mathcal{N}(A, Z)$ ait une énergie supérieure à celle du niveau au repos du noyau petit-fils $\mathcal{N}(A, Z \pm 2)$ plus deux fois la masse d'un électron. Cependant, si le noyau père peut aussi décroître par désintégration β simple, le processus double β ne sera pas observable car la demi-vie de la désintégration β simple est beaucoup plus courte que celle de la double β . Le seul moyen d'observer la double désintégration β est donc de trouver des noyaux pères pour lesquels la simple désintégration β est interdite énergétiquement ou fortement supprimée. Si le noyau père a une énergie au repos inférieure à celle du noyau fils $\mathcal{N}(A, Z \pm 1)$ plus la masse d'un électron alors la désintégration simple β sera interdite (comme illustré sur la figure 1.2) ; d'autre part, si le changement de spin lors de la transition est trop important elle sera alors fortement supprimée (c'est le cas pour le ^{48}Ca par exemple).

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

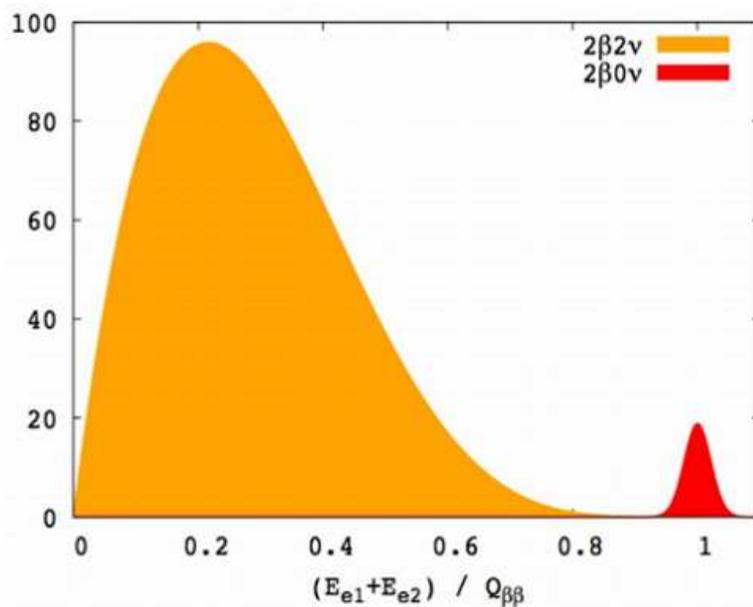


Figure 1.1: Forme du spectre attendu de la somme des énergies des électrons de la désintégration $2\beta 2\nu$ en orange et de la désintégration $2\beta 0\nu$ en rouge. Ceci est représenté pour un détecteur dont la résolution en énergie est non nulle.

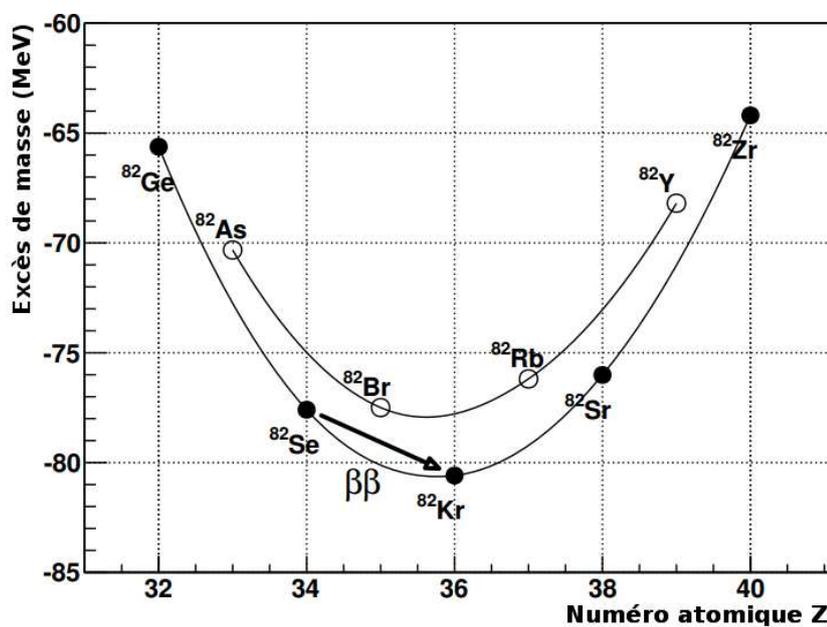


Figure 1.2: Excès de masse en fonction du numéro atomique Z pour les noyaux dont le nombre de nucléon est $A = 82$. On voit que la désintégration $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$ est possible car la désintégration $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Br}$ est impossible énergétiquement.

Dans la nature on trouve 35 noyaux qui peuvent se désintégrer par double β^- qui sont tous pairs-pairs (nombre pair de protons et nombre pair de neutrons). Seuls six noyaux peuvent se désintégrer par double β^+ , mais ils ont des valeurs de $Q_{\beta\beta}$ plus faibles et une demi-vie beaucoup plus longue car le processus de double désintégration β^+ est en concurrence avec la double capture électronique. Pour ces raisons ils sont très peu étudiés.

1.2.1 Masse de Majorana effective

La double désintégration β sans émission de neutrino qui viole de deux unités la conservation du nombre leptonique est interdite par le Modèle Standard (voir le diagramme figure 1.3). En effet, si l'on essaye d'en représenter le diagramme de Feynman on se confronte à deux problèmes :

- différence particule-antiparticule : un $\bar{\nu}_e$ émis depuis le vertex leptonique haut ne peut pas être absorbé par celui du bas, celui-ci n'absorbant que des ν_e ;
- différence d'hélicité : le lepton neutre émis d'en haut est d'hélicité positive et le vertex du bas ne peut qu'absorber des leptons neutres d'hélicité négative.

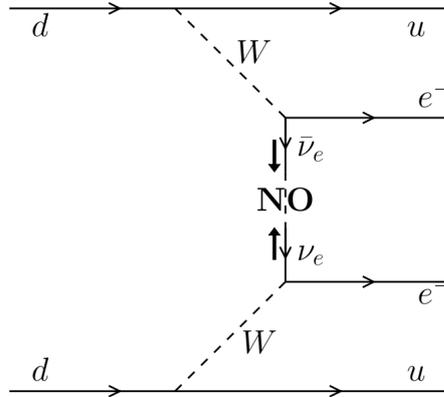


Figure 1.3: Diagramme de Feynman de la double désintégration β sans émission de neutrino dans le cadre du Modèle Standard [10].

Cela nous impose d'avoir un neutrino qui satisfait à $\nu_e = \bar{\nu}_e$ et $m_{\nu_e} \neq 0$ (pour le changement d'hélicité) afin que la double désintégration $2\beta 0\nu$ puisse avoir lieu. L'amplitude du processus est alors proportionnelle à la masse de Majorana m_{ν_e} si on ne prend pas en compte le mélange entre les neutrinos. Si on considère le mélange de neutrinos, on obtient la masse de Majorana effective :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_{\nu_i} \right| \quad (1.27)$$

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

que l'on peut exprimer explicitement :

$$m_{\beta\beta} = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + e^{2i\lambda_2} s_{12}^2 c_{13}^2 m_2 + e^{2i(\lambda_3 - \delta)} s_{13}^2 m_3 \quad (1.28)$$

avec c_{ij} et s_{ij} les cosinus et sinus des angles de la matrice de mélange PMNS vue dans l'équation 1.12, δ la phase de violation CP, λ_2 et λ_3 les phases de Majorana, et m_i les masses des neutrinos ν_i états propres de masse. On peut remarquer que la masse effective de Majorana pourrait s'annuler suivant les valeurs des paramètres de la matrice PMNS, ce qui aurait pour effet d'annuler aussi la probabilité du processus de désintégration $2\beta 0\nu$.

1.2.2 Nécessité du neutrino de Majorana

On s'est jusqu'à présent limité au processus de double désintégration β sans émission de neutrino se réalisant par l'échange de neutrino massif de Majorana, mais d'autres mécanismes peuvent être à l'origine de ce processus. Ceux-ci mettent en jeu de nouvelles interactions et/ou de nouvelles particules au-delà du Modèle Standard. Généralement chacun de ces mécanismes apporte une contribution à l'amplitude de la double désintégration β sans émission de neutrino. Cette contribution est proportionnelle au paramètre qui reflète la suppression de ce mécanisme au-delà du Modèle Standard à plus basse énergie. Prenons par exemple le problème de la différence d'hélicité, il peut être écarté à l'aide d'une interaction $V + A$, et dans ce cas l'amplitude de la double désintégration sans émission de neutrino est proportionnelle à la constante de couplage $V + A$ effective.

Plusieurs mécanismes peuvent être mis en jeu simultanément, et dans ce cas il y a interférences entre les différents processus. Ces interférences peuvent être constructives ou destructives, pouvant mener à nouveau, dans ce dernier cas, à l'annulation de la probabilité du processus de désintégration $2\beta 0\nu$. Cependant, même si la contribution de l'échange d'un neutrino massif de Majorana n'est pas le mécanisme principal, il n'est jamais supprimé car aucune symétrie n'empêche la présence d'un terme de masse de Majorana pour le neutrino électronique. On peut donc conclure que si on observe la double désintégration β sans émission de neutrino, le neutrino sera nécessairement massif et de Majorana, c'est la conclusion de Schechter et Valle [11] dont on peut voir la schématisation sur la figure 1.4.

1.2.3 Phénoménologie

On peut exprimer la demi-vie du processus de désintégration $2\beta 0\nu$:

$$(T_{1/2}^{2\beta 0\nu})^{-1} = G_{2\beta 0\nu} \cdot (M_{2\beta 0\nu})^2 \cdot \left(\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right)^2 \quad (1.29)$$

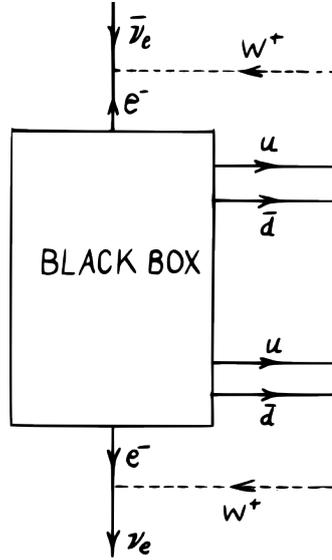


Figure 1.4: “Boîte noire” (*black box* en anglais) représentant le fait que, quel que soit le mécanisme sous-jacent, l’observation de la double désintégration β sans émission de neutrino implique que le neutrino est une particule massive de Majorana.

avec $G_{2\beta 0\nu}$ et $M_{2\beta 0\nu}$ respectivement le facteur d’espace de phase et les éléments de matrices nucléaires et m_e la masse de l’électron. Cette relation permet de remonter à la valeur de la masse effective de Majorana à partir de la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ mesurée expérimentalement.

Le facteur d’espace de phase est bien connu tandis que les éléments de matrices nucléaires sont très difficiles à calculer à cause du nombre élevé de nucléons (besoin pour cela d’un modèle nucléaire précis). Les paramètres de la matrice de mélange, qui interviennent dans l’expression de la masse effective de Majorana, sont connus grâce aux expériences d’oscillation (mis à part les phases de violation CP, δ , λ_2 et λ_3). En revanche, la hiérarchie de masse (voir sur la figure 1.5) n’est pas encore élucidée et est liée à la valeur de la masse effective de Majorana (voir figure 1.6 pour plus de détails).

Rappelons simplement que si la double désintégration β sans émission de neutrino est observée alors cela signifie que le neutrino est une particule de Majorana, et que l’on pourra remonter éventuellement avec plus ou moins de précision à la mesure de la masse effective de Majorana.

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

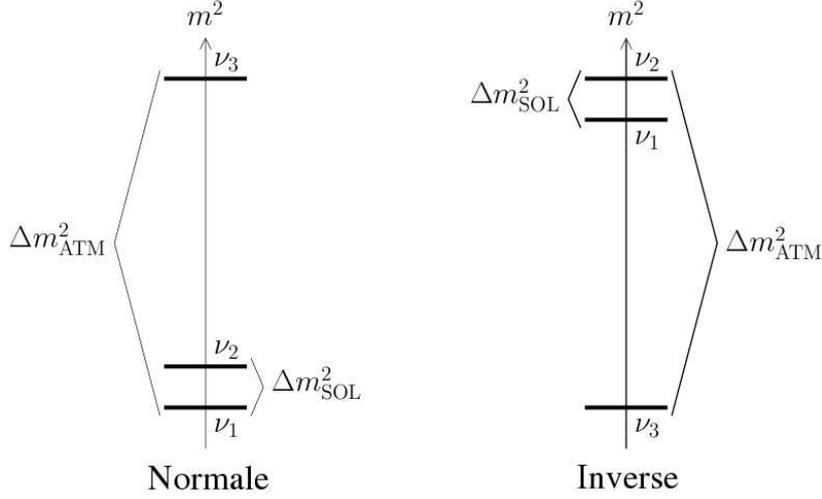


Figure 1.5: Les deux hiérarchies possibles pour les neutrinos dans le cas où $\Delta m_{21}^2 = \Delta m_{\text{SOL}}^2 \ll |\Delta m_{23}^2| = \Delta m_{\text{ATM}}^2$. Une troisième configuration est possible si $m_3 \sim m_2 \sim m_1 \sim m_\nu$ et $|\Delta m_{\text{ATM}}^2| \ll m_\nu$ que l'on appelle quasi-dégénérée.

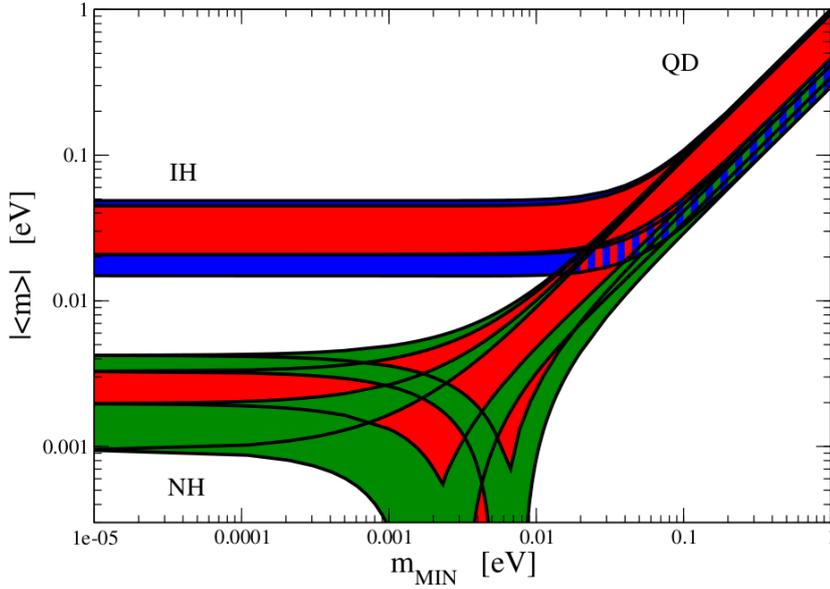


Figure 1.6: Masse effective de Majorana $\langle m \rangle = m_{\beta\beta}$ (avec les incertitudes à 2σ) en fonction de la masse du neutrino le plus léger m_{MIN} , pour $\sin^2 \theta_{13} = 0,0236 \pm 0,0042$ [12] et $\delta = 0$. Les prédictions pour les différentes hiérarchies de masse sont indiquées : hiérarchie normale (NH), hiérarchie inverse (IH) et quasi-dégénérée (QD). Les zones rouges correspondent au cas où au moins une des phases λ_2 , λ_3 et $(\lambda_3 - \lambda_2)$ ont des valeurs qui violent la symétrie CP, tandis que les zones bleue et verte correspondent au cas où les phases λ_2 et λ_3 conservent la symétrie CP [13].

1.2.4 Éléments de matrices nucléaires

Les limitations actuelles sur les incertitudes de mesure de la masse effective de Majorana (si on venait à observer la désintégration $2\beta 0\nu$) sont dues aux calculs d'éléments de matrices nucléaires. Les théoriciens travaillent durs à développer des modèles à N -corps qui donneraient des résultats probants en les ajustant sur d'autres observables similaires comme la désintégration $2\beta 2\nu$, les désintégrations β^+ et β^- , *etc.* Il est tout de même important de noter que les calculs d'éléments de matrices nucléaires pour la double désintégration β avec ou sans émission de neutrinos sont très différents car ces processus ne passent pas par les mêmes états intermédiaires.

La plupart des modèles récents sont fondés soit sur l'approximation de phase aléatoire de quasi-particules pour les protons et neutrons du noyau (QRPA pour *Quasi-particle Random Phase Approximation* en anglais), soit sur le modèle en couche. La différence entre ces deux approches est que dans le premier cas la majorité des nucléons sont traités comme "actifs", c'est-à-dire que ces nucléons peuvent se déplacer dans un grand espace à une particule, tandis que dans le second cas on ne traite qu'une petite fraction des nucléons dans un espace plus limité, mais on autorise ces nucléons à être en corrélation de manière arbitraire. Ces approches différentes donnent tout de même des résultats similaires (à un facteur ~ 3 près, menant à une incertitude sur la masse de Majorana effective à partir de la mesure de la demi-vie de la double désintégration β de l'ordre d'un facteur 10), confirmant qu'elles ont bien regroupé la physique essentielle.

1.2.5 Effet des neutrinos stériles

Des anomalies dans plusieurs expériences ont été récemment observées [14, 15, 16], poussant de nombreux scientifiques à mettre en avant l'existence d'un neutrino supplémentaire, "stérile", dont la masse serait de l'ordre de 1 eV. D'un point de vue théorique, ce neutrino est la conséquence naturelle du fait que les neutrinos sont massifs. Il est appelé stérile parce qu'il n'interagit pas par interaction faible (ni forte, ni électromagnétique) mais seulement au travers des mélanges des neutrinos.

Pour étudier l'effet qu'aurait l'existence d'un neutrino stérile léger sur la double désintégration β sans émission de neutrino, il faut se placer dans le cas où celle-ci est régie par l'échange d'un neutrino de Majorana léger. Les contributions d'un neutrino stérile à la masse effective de Majorana dépendent de sa masse, de son mélange avec les neutrinos "actifs" (neutrinos usuels ν_i , $i = 1, 2, 3$) et de la hiérarchie des masses (voir sur la figure 1.7).

Si l'on a qu'un seul neutrino stérile ν_4 on peut écrire :

$$m_{\beta\beta} = | |U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 m_2 e^{i\lambda_2} + |U_{e3}|^2 m_3 e^{i\lambda_3} + |U_{e4}|^2 m_4 e^{i\lambda_4} | \quad (1.30)$$

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

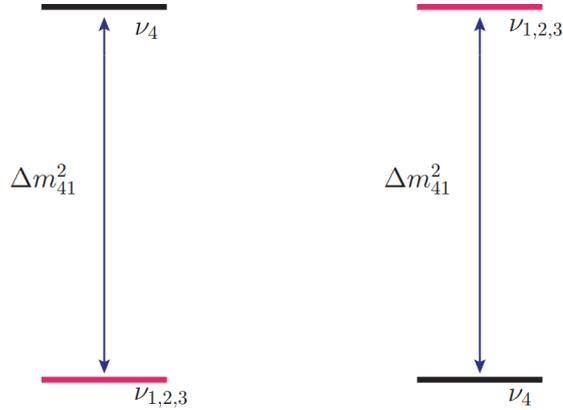


Figure 1.7: Description de deux configurations de masse possibles lors de l'ajout d'un neutrino stérile, 3 + 1 à gauche et 1 + 3 à droite. Les neutrinos $\nu_{1,2,3}$ peuvent avoir une hiérarchie normale ou inverse.

où λ_4 est une phase de Majorana de violation CP supplémentaire. On peut facilement généraliser cela à l'ajout de plusieurs neutrinos stériles.

On peut voir sur la figure 1.8 la masse effective de Majorana représentée en fonction de la masse du neutrino le plus léger. Dans le cas de la hiérarchie normale pour les trois neutrinos actifs $m_{\beta\beta}$ peut s'annuler, alors que ce n'est pas possible pour une hiérarchie inverse. Regardons maintenant les cas avec un neutrino stérile supplémentaire : si ce neutrino est plus lourd que les neutrinos actifs (configuration 3 + 1) $m_{\beta\beta}$ peut maintenant s'annuler quelque soit l'hiérarchie des neutrinos actifs. Si le neutrino stérile est plus léger que les autres neutrinos cette fois, quelle que soit la hiérarchie de ceux-ci on a :

$$m_{\beta\beta} \sim \sqrt{\Delta m_{41}^2} \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \lambda_2/2} \quad (1.31)$$

Tout cela est intéressant pour les futures expériences de recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino. En effet, si on parvient à déterminer que la hiérarchie des masses est inverse *via* les expériences d'oscillation et que l'on mesure une masse effective plus faible que les limites théoriques (traits plein et pointillés sur la figure 1.8), alors l'ajout d'un neutrino stérile serait une solution à cette incohérence.

1.3 Statut expérimental

Nous allons maintenant nous intéresser aux différentes expériences (et leurs résultats) qui permettent de mesurer les propriétés des neutrinos, des paramètres d'oscillation à leur masse.

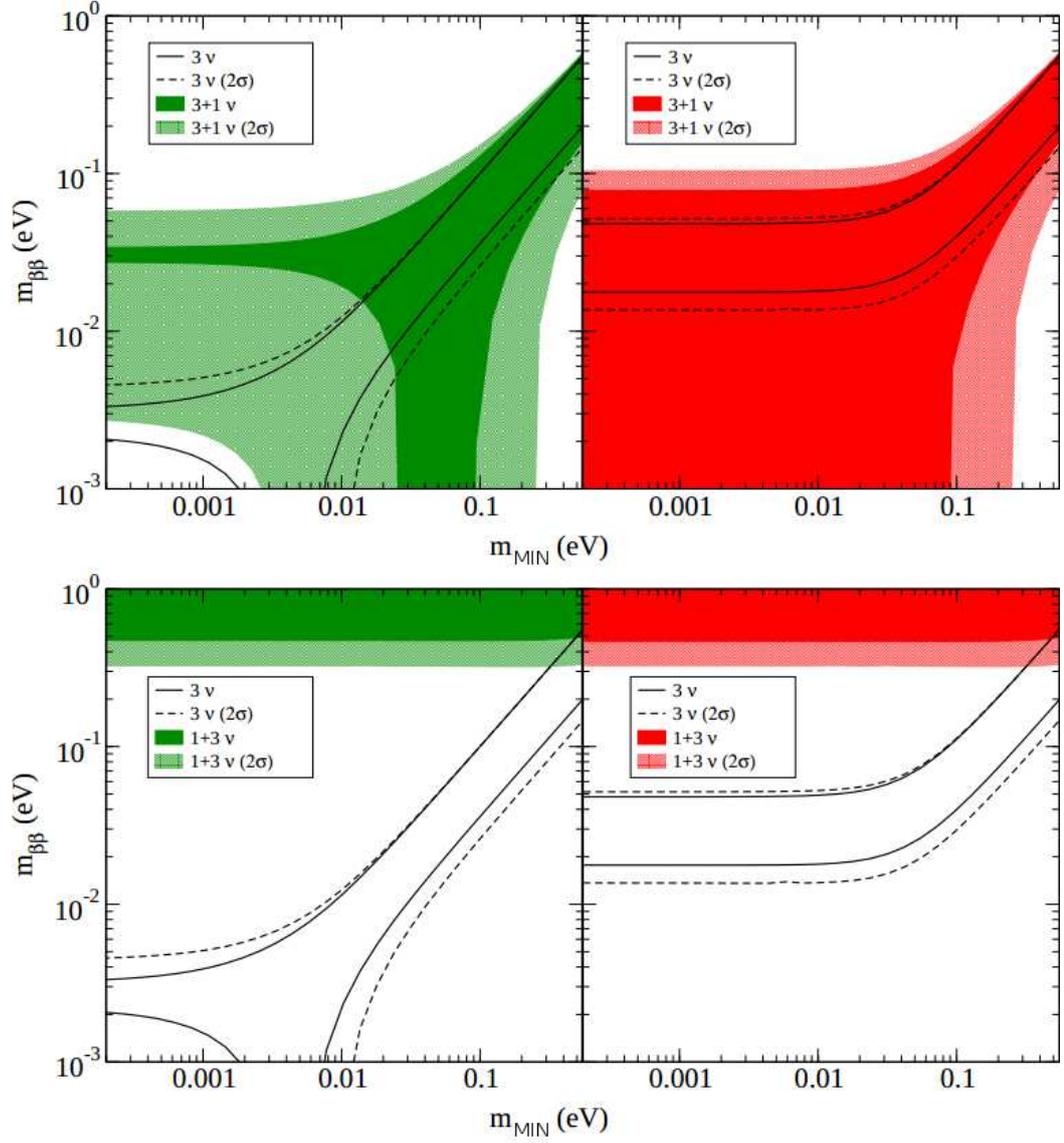


Figure 1.8: La masse effective de Majorana $m_{\beta\beta}$ en fonction de la masse du neutrino le plus léger m_{MIN} dans le cas de trois neutrinos standards en noir, et avec l'ajout d'un neutrino stérile en configuration $3 + 1$ en haut et $1 + 3$ en bas. À gauche les neutrinos standards ont une hiérarchie normale (vert), et à droite la hiérarchie est inverse (rouge) [17].

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

1.3.1 Oscillations de neutrinos

Comme vu précédemment dans la section 1.1.1, on peut séparer les oscillations de neutrinos en trois secteurs quasi-indépendants : atmosphérique, solaire et réacteur. Les expériences d'oscillations consistent à avoir une source de neutrinos située à un certain endroit (de volume réduit si possible), d'en connaître le flux et d'aller mesurer à une distance L le nouveau flux. Si la saveur créée au point d'origine est une saveur donnée et que l'on s'intéresse à sa probabilité de survie on parlera d'expérience de disparition ; par contre si on cherche à estimer la probabilité de transition de cette saveur vers une autre saveur on parlera d'expérience d'apparition.

Voici la liste des derniers résultats expérimentaux obtenus dans les différents secteurs :

- Secteur solaire : c'est historiquement le premier secteur à avoir été investigué, ou plutôt c'est en essayant de détecter les neutrinos provenant du Soleil que les premiers problèmes de propagation des neutrinos ont été mis en évidence avec l'expérience Homestake [18]. Le principe est de détecter le flux de neutrinos électroniques émis en quantité par le Soleil grâce à un détecteur placé sur la Terre, on constate alors que ce flux est plus faible que celui attendu et on peut remonter aux paramètres de la matrice de mélange. D'autres expériences sont venues confirmer ce problème de propagation (flux mesuré plus faible que celui attendu) était dû aux oscillations de neutrinos, dont la principale est SNO [19]. Le détecteur SNO est un détecteur à eau lourde (1000 tonnes), ce qui lui permet d'être sensible à la fois aux interactions par courants chargés (où seul le ν_e participe), et par courants neutres (où les trois saveurs de neutrino participent équitablement). Il peut donc mesurer le flux de neutrino électronique et le flux total de neutrinos pour résoudre définitivement le problème des neutrinos solaires [19]. Les derniers résultats dans ce secteur donnent [13] :

$$\Delta m_{21}^2 = 7,58_{-0,26}^{+0,22} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 \theta_{12} = 0,306_{-0,015}^{+0,018} \quad (1.32)$$

- Secteur atmosphérique : les neutrinos atmosphériques sont produits lors des cascades induites par les collisions de rayons cosmiques sur les noyaux présents dans l'atmosphère de la Terre. Les neutrinos créés sont majoritairement de saveurs électronique et muonique avec un rapport un pour deux entre les deux (à basse énergie). L'expérience ayant récolté le plus de statistique dans ce domaine est Super-Kamiokande [20] et a été la première à mettre en évidence l'oscillation des neutrinos [21], mais l'expérience MINOS [22], avec faisceau de neutrino cette fois, permet aussi d'accéder au paramètre [13] :

$$|\Delta m_{23}^2| = 2,35_{-0,09}^{+0,12} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 \theta_{23} = 0,42_{-0,03}^{+0,08} \quad (1.33)$$

- Secteur réacteurs, accélérateurs : ce secteur est lié à la mesure de l'angle θ_{13} . De part sa faible valeur il n'avait pas encore été mesuré et ce qui rend la recherche dans ce secteur très active aujourd'hui. De plus, on voit dans la matrice de mélange que cet angle est couplé à la phase δ de violation de symétrie CP. Dans le cas des expériences de réacteurs les neutrinos émis sont des $\bar{\nu}_e$ et on cherche à voir leur disparition (ils ont une énergie trop faible pour que l'on puisse détecter l'apparition d'autres saveurs par courants chargés), alors que pour les expériences d'accélérateurs les neutrinos créés sont des $\bar{\nu}_\mu$ ou ν_μ à plus haute énergie et on peut donc chercher l'apparition d'autres saveurs. Ce sont néanmoins trois expériences de réacteurs (Double Chooz [23], Daya Bay [12] et RENO [24]) qui ont donné très récemment les meilleures mesures de θ_{13} [13] :

$$\sin^2 \theta_{13} = 0,0251 \pm 0,0034 \quad (1.34)$$

En dehors des phases de Majorana, les paramètres de la matrice de mélange qui restent à ce jour inconnus sont la phase δ de Dirac de violation de CP et la hiérarchie des masses. L'angle θ_{13} étant relativement large (par rapport à ce qui était attendu), on devrait pouvoir avoir accès à ces paramètres grâce aux actuelles ou futures expériences de neutrinos d'accélérateurs longue distance telles que T2K [25], NOvA [26], LAGUNA [27], LBNE [28], ou un projet au Japon utilisant Hyper-Kamiokande [29].

1.3.2 Mesures de masses

Il existe trois manières différentes de contraindre l'échelle de masse des neutrinos : par mesure directe en étudiant le spectre de la désintégration β simple, par les contraintes venant de la cosmologie, ou par mesure du processus de double désintégration β sans émission de neutrino.

- Mesure directe : on peut remonter directement à la masse du neutrino électronique (définie comme $m_\beta^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2$) en mesurant très précisément la fin du spectre de β (voir figure 1.9). Dans ce genre d'expérience c'est souvent le noyau de tritium qui est étudié (car sa valeur de Q_β est faible et le nombre d'événements attendu est inversement proportionnel à Q_β), et la meilleure limite à ce jour a été mise par l'expérience Troitsk [13] :

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,05 \text{ eV à } 95\% \text{ CL} \quad (1.35)$$

L'expérience nouvelle génération KATRIN, qui est en phase de test et mise en route, devrait atteindre une sensibilité de [13] :

$$m_{\bar{\nu}_e} \sim 0,2 \text{ eV} \quad (1.36)$$

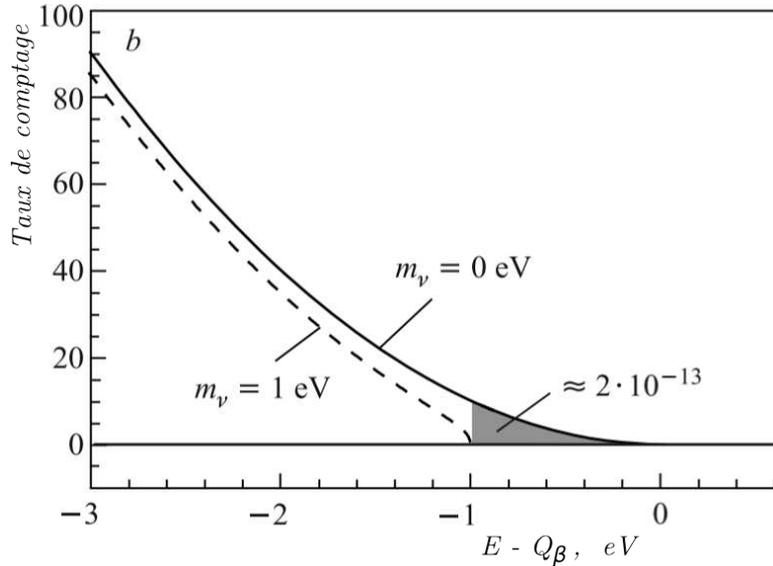


Figure 1.9: Fin du spectre attendu simple β . La courbe noire représente le spectre observé pour des neutrinos de masses nulles, et celle en pointillés pour des neutrinos de masse 1 eV.

- Cosmologie : la somme des masses des neutrinos est un paramètre qui entre en jeu dans les modèles cosmologiques, on peut donc la contraindre grâce aux mesures de fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background* en anglais, avec des satellites de type WMAP ou bientôt PLANCK), aux données de supernovae (temps d'arrivée des neutrinos) et à celles des amas de galaxies, les incertitudes étant dues aux différents modèles existants [13] :

$$\sum_j m_j \leq (0,3 - 1,3) \text{ eV à } 95\% \text{ CL} \tag{1.37}$$

- Double désintégration β sans émission de neutrino : la demi-vie de ce processus est, comme on l'a déjà vu dans l'équation 1.29, directement liée à la masse effective de Majorana (dans le cas où le processus dominant est celui de l'échange d'un neutrino de Majorana léger). Les résultats plus détaillés sont présents dans la section suivante.

1.3.3 Double désintégration β sans émission de neutrino

On sépare classiquement les expériences de double désintégration β en deux catégories : celles où la source et le détecteur sont confondus, et celles où ces deux entités sont distinctes (voir sur la figure 1.10). Dans le premier cas, les avantages sont que l'on peut avoir facilement une grande quantité de source sans que le détecteur ne devienne

gigantesque, l'efficacité de détection est grande et la résolution en énergie est très bonne. Dans le second cas on peut identifier clairement les électrons émis par la source, ce qui permet une réduction du bruit de fond très efficace et la mesure des contributions des bruits de fond restant à l'aide de canaux d'analyse indépendants.

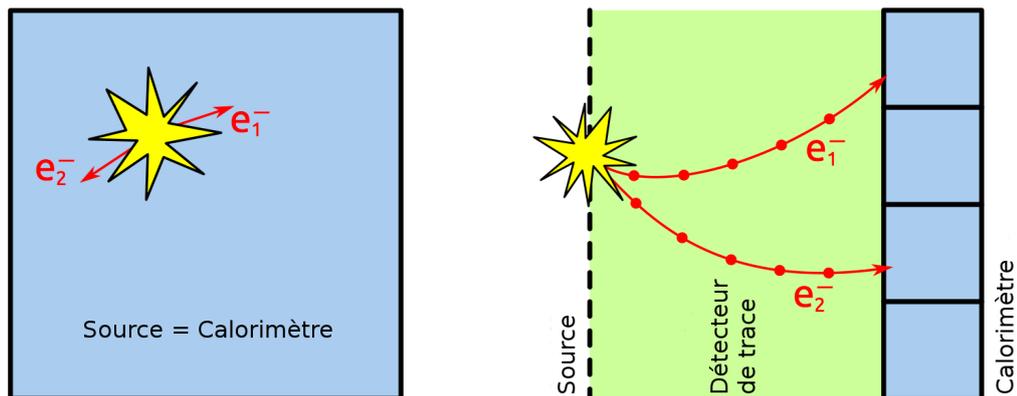


Figure 1.10: Les deux catégories de technique de détection de la double désintégration β : à gauche calorimétrique pure, à droite “tracko-calor”.

Affirmation de Klapdor-Kleingrothaus

En 2001, une partie de la collaboration Heidelberg-Moscow publie un article [30] annonçant l'observation de la double désintégration β sans émission de neutrino pour le germanium-76 (^{76}Ge). Un pic à 2038 keV est observé dans le bruit de fond du détecteur germanium avec une signification statistique de 3σ ($4,2\sigma$ quand on prend en compte la statistique complète de 1990 à 2003), et donne comme mesure de la demi-vie du processus [31] :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) = 1,19_{-0,50}^{+2,99} \times 10^{25} \text{ ans} \quad (1.38)$$

qui permet d'obtenir une mesure de la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| = 0,44_{-0,20}^{+0,14} \text{ eV} \quad (1.39)$$

Ce résultat a suscité de nombreuses controverses (car, par exemple, certaines raies observées n'étaient pas comprises et l'incertitude sur le bruit de fond mal estimée) et plusieurs articles de “réponse” ont été publiés depuis [32, 33]. Cette annonce fixe cependant la sensibilité à atteindre pour les premières phases des expériences de nouvelle génération de décroissance double β .

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

Résultats et expériences

Classement par technique utilisée :

- “Tracko-calorimètre” : cela correspond à la combinaison d’un détecteur de traces et d’un calorimètre autour de fines feuilles sources émettrices double β (souvent enrichies). Ces expériences entrent dans la deuxième catégorie (voir figure 1.10) et une des plus représentatives est la série des NEMO étudiée dans le cadre de cette thèse. Les inconvénients de cette technique sont l’efficacité de détection réduite, la résolution en énergie limitée et la difficulté de passer à la tonne de source émettrice double β . Le détecteur NEMO 3 a principalement étudié 7 kg de molybdène-100 (^{100}Mo), aucun signal de désintégration $2\beta0\nu$ n’a été observé, ce qui permet de fixer une limite à [34] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{100}\text{Mo}) > 1,0 \times 10^{24} \text{ ans à 90\% CL} \quad (1.40)$$

correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,31 - 0,96) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.41)$$

où l’intervalle provient des incertitudes sur les éléments de matrices nucléaires. La construction du successeur de NEMO 3, SuperNEMO, a déjà commencé. Il s’agit cette fois d’un détecteur modulaire reprenant la même technique de détection mais étudiant principalement 100 kg de sélénium-82 (^{82}Se). La sensibilité attendue sur le processus de désintégration $2\beta0\nu$ est de :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}) > 10^{26} \text{ ans à 90\% CL en 5 ans} \quad (1.42)$$

correspondant à une sensibilité sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,048 - 0,118) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.43)$$

- Détecteurs germanium : ce sont les premiers à avoir été utilisés historiquement pour la recherche directe de la double désintégration β . Le détecteur correspond à la source dans ce cas, le ^{76}Ge étant émetteur double β . Le ^{76}Ge a toutefois une énergie de transition plutôt faible ($Q_{\beta\beta} = 2039 \text{ keV}$) ce qui rend ces expériences très sensibles aux bruits de fond naturels tels que le thallium-208 (^{208}Tl) qui a une raie γ à 2,614 MeV. Leurs avantages résident dans leurs excellentes résolutions en énergie et la facilité d’obtenir une grande quantité d’émetteur double β . L’expérience ayant obtenue la meilleure limite jusqu’à présent est l’expérience Heidelberg-Moscow [35], dont on a discuté précédemment :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{76}\text{Ge}) > 1,9 \times 10^{25} \text{ ans à 90\% CL} \quad (1.44)$$

correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,22 - 0,64) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.45)$$

L'expérience nouvelle génération GERDA utilise des détecteurs germanium plongés dans de l'argon liquide qui joue à la fois le rôle de cryostat et de blindage actif (grâce à ses propriétés de scintillation). Aujourd'hui, le niveau de bruit de fond atteint a déjà été réduit d'un facteur 10 par rapport aux précédentes expériences similaires. Cette expérience devrait donc atteindre une sensibilité de [36] :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) > 1,5 \times 10^{26} \text{ ans à 90\% CL en 2 ans} \quad (1.46)$$

pour une limite sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,09 - 0,15) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.47)$$

- Bolomètres : ils ont été exploités pour la première fois par l'expérience MI-BETA [37] avec des cristaux de TeO_2 (catégorie d'expérience calorimétrique). L'atout du tellure est que le tellure-130 (${}^{130}\text{Te}$), émetteur double β , a une forte abondance naturelle (autour de 34%). D'un autre côté, son énergie de transition n'est pas très élevée ($Q_{\beta\beta} = 2530 \text{ keV}$) et il souffre donc du même problème que le germanium vis à vis de la radioactivité naturelle. L'expérience CUORICINO utilisant le même type de cristaux a donné pour limite [38] :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{130}\text{Te}) > 2,8 \times 10^{24} \text{ ans à 90\% CL} \quad (1.48)$$

correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,30 - 0,71) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.49)$$

CUORE est l'expérience qui prendra la suite de CUORICINO et annonce une sensibilité de [39] :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{130}\text{Te}) > 10^{26} \text{ ans à 90\% CL en 5 ans} \quad (1.50)$$

en réduisant plus de dix fois le bruit de fond, donnant une limite sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,03 - 0,06) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.51)$$

1. PHYSIQUE DES NEUTRINOS ET STATUT EXPÉRIMENTAL

- Liquide scintillant : deux grands détecteurs sont en cours de réutilisation avec un liquide scintillant dans le but d'étudier la double désintégration β , KamLAND [40] et SNO [19]. Les principaux avantages de cette méthode sont que le détecteur est déjà maîtrisé et qu'il est aisé d'avoir une grande masse d'isotope, en revanche la résolution en énergie est limitée. Dans le cas du détecteur KamLAND, du xénon-136 (^{136}Xe) a été dissous dans le liquide scintillant, donnant naissance à l'expérience KamLAND-Zen, avec pour premiers résultats [41] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 5,7 \times 10^{24} \text{ ans à 90\% CL} \quad (1.52)$$

correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,3 - 0,6) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.53)$$

Le liquide scintillant du détecteur SNO sera lui chargé en néodyme-150 (^{150}Nd) et l'expérience se nomme désormais SNO+ qui devrait atteindre une sensibilité de [42] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{150}\text{Nd}) > 6 \times 10^{24} \text{ ans en 3 ans} \quad (1.54)$$

avec une limite sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,1 - 0,2) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.55)$$

Cependant, l'analyse des premières données de KamLAND-Zen a montré l'apparition d'un bruit de fond inattendu qui est de l'argent-110 (très probablement dû à l'accident nucléaire de Fukushima). La collaboration est donc en train de développer une méthode de purification du liquide scintillant.

- Chambre à dérive (TPC pour *Time Projection Chamber* en anglais) au xénon : cette technique permet de reconstruire les dépôts d'énergie dans l'espace avec une géométrie compacte, de plus le xénon peut être facilement enrichi, et c'est donc pour cela qu'il a été choisie par l'expérience EXO-200 qui utilise du xénon-136 (^{136}Xe) enrichi à 80% et dont les premiers résultats donnent [43] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 1,6 \times 10^{25} \text{ ans à 90\% CL} \quad (1.56)$$

donnant une limite sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,140 - 0,380) \text{ eV à 90\% CL} \quad (1.57)$$

En deux ans de prise de données avec ce même détecteur la sensibilité attendue est de [44] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{136}\text{Xe}) > 6,4 \times 10^{25} \text{ ans à 90\% CL en 2 ans} \quad (1.58)$$

et sur la masse effective de Majorana de :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,109 - 0,135) \text{ eV à } 90\% \text{ CL} \quad (1.59)$$

- Cristaux non refroidis : CANDLES propose d'utiliser une grande quantité de cristaux de CaF_2 naturels pour mesurer le ^{48}Ca dont l'avantage est de posséder une grande énergie de transition ($Q_{\beta\beta} = 4274 \text{ keV}$), mais dont le défaut est sa faible abondance naturelle ($\sim 0,2\%$) et sa difficulté d'enrichissement. La sensibilité attendue est [45] :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{48}\text{Ca}) > 2,5 \times 10^{26} \text{ ans en } 5 \text{ ans} \quad (1.60)$$

correspondant à une limite sur la masse effective de Majorana :

$$|m_{\beta\beta}| \leq (0,054 - 0,150) \text{ eV à } 90\% \text{ CL} \quad (1.61)$$

Toutes ces informations sont résumées dans le tableau 1.1.

Projet	Phase	Isotope	Masse (kg)	FWHM (keV) à $Q_{\beta\beta}$	Bdf. à $Q_{\beta\beta}$ (FWHM·ans) ⁻¹	$T_{1/2}^{0\nu}$ (ans) à 90% CL	$ m_{\beta\beta} $ (meV) à 90% CL	Début
GERDA	Phase 1	⁷⁶ Ge	20	4	5*	$> 2 \times 10^{25}$	$\leq [210 - 530]$	2011
	Phase 2	⁷⁶ Ge	50	3	0,15	$> 2 \times 10^{26}$	$\leq [41 - 103]$	2013
	Phase 3	⁷⁶ Ge	200	3	0,3	$> 10^{27}$	$\leq [29 - 73]$	-
SuperNEMO	1 module	⁸² Se	7	~ 200	0,07	$> 6,6 \times 10^{24}$	$\leq [190 - 460]$	fin 2014
	20 modules	⁸² Se	100	~ 200	1	$> 10^{26}$	$\leq [48 - 118]$	-
	20 modules	¹⁵⁰ Nd (50%)	50	~ 200	1	$> 0,3 \times 10^{26}$	$\leq [55 - 210]$	-
	20 modules	⁴⁸ Ca (50%)	50	~ 200	1	$> 0,75 \times 10^{26}$	$\leq [100 - 275]$	-
CUORE	CUORE-0	¹³⁰ Te	11	5	10	$> 6 \times 10^{24}$	$\leq [184 - 390]$	2012
	19 tours	¹³⁰ Te	200	5	37	$> 10^{26}$	$\leq [45 - 95]$	2014
	19 tours + SSB	¹³⁰ Te	200	5	3,7	$> 6 \times 10^{26}$	$\leq [18 - 39]$	-
KamLAND-Zen	Phase 1	¹³⁶ Xe	300	100	$\sim 150^*$	$> 5,7 \times 10^{24}^*$	$\leq [250 - 600]$	2011
	Phase 2	¹³⁶ Xe	800	80	1 - 2	$\gtrsim 10^{26}$	$\leq [60 - 140]$	2013
SNO+	^{nat} Nd	¹⁵⁰ Nd	56	210	40	$> 6 \times 10^{24}$	$\leq [130 - 470]$	2014
	^{enr} Nd	¹⁵⁰ Nd	500	210	40	$> 6 \times 10^{25}$	$\leq [40 - 150]$	-
EXO	EXO-200	¹³⁶ Xe	160	80	16	$> 6 \times 10^{25}$	$\leq [77 - 185]$	2012
CANDLES	Candles-III	⁴⁸ Ca	0,3	210	0,3	$> 4 \times 10^{24}$	$\leq [430 - 1200]$	2011
	enr. 13%	⁴⁸ Ca	20	135	0,3	$> 2,5 \times 10^{26}$	$\leq [54 - 150]$	-

Table 1.1: Résumé des caractéristiques des futures expériences de recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino.

* correspond à des valeurs déjà mesurées. FWHM à $Q_{\beta\beta}$ correspond à la largeur à mi-hauteur à l'énergie où le pic $2\beta 0\nu$ est attendu (*Full Width at Half Maximum* en anglais), et SSB signifie bolomètre sensible en surface (*Surface Sensitive Bolometer* en anglais). Bdf. à $Q_{\beta\beta}$ correspond au nombre de coups de bruit de fond attendu dans la zone en énergie du signal de la désintégration $2\beta 0\nu$. [45]

Chapitre 2

Les détecteurs NEMO

Avant d'arriver au détecteur NEMO 3 dont les données sont analysées dans le cadre de cette thèse, plusieurs prototypes ont été développés : NEMO 1 (construit pour tester la reconstruction des trajectoires d'électrons) et NEMO 2 (mesures d'énergie et calculs de temps de vol, et aussi premières mesures "physiques"). Ces trois détecteurs ont été successivement installés dans le Laboratoire Souterrain de Modane.

Un point vital pour tous ces détecteurs est le niveau de bruit de fond. La double désintégration β étant un processus très rare (de demi-vie de l'ordre de 10^{18} ans au minimum), il faut non seulement placer le détecteur à l'abri des rayons cosmiques (en laboratoire souterrain, dans le cas du LSM - Laboratoire Souterrain de Modane - le flux de rayons cosmiques est diminué d'un facteur $\sim 10^6$ grâce aux 1700 m de roches, 4800 m équivalent eau, qui le surmontent en moyenne), mais aussi veiller à ce que les matériaux qui le composent soient eux-mêmes radiopurs. Chaque élément utilisé doit donc être préalablement sélectionné à l'aide de mesures dans des détecteurs germanium et la construction de la majorité des éléments (avec un soin particulier pour les feuilles source émettrices double β) se déroule en salle propre.

2.1 Laboratoire Souterrain de Modane

Situé à la frontière entre la France et l'Italie, dans le tunnel du Fréjus (voir sur la figure 2.1), le Laboratoire Souterrain de Modane a été construit dans le début des années 1980 à l'abri des rayons cosmiques dans le but d'héberger une expérience cherchant à observer l'instabilité du proton. Ses activités se sont ensuite diversifiées dans des domaines tels que l'astrophysique, les sciences de la Terre, de l'environnement et techniques précises de datation, toutes bénéficiant de mesures très sensibles de faible radioactivité.

Ce laboratoire accueille les expériences NEMO depuis la fin des années 1980.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

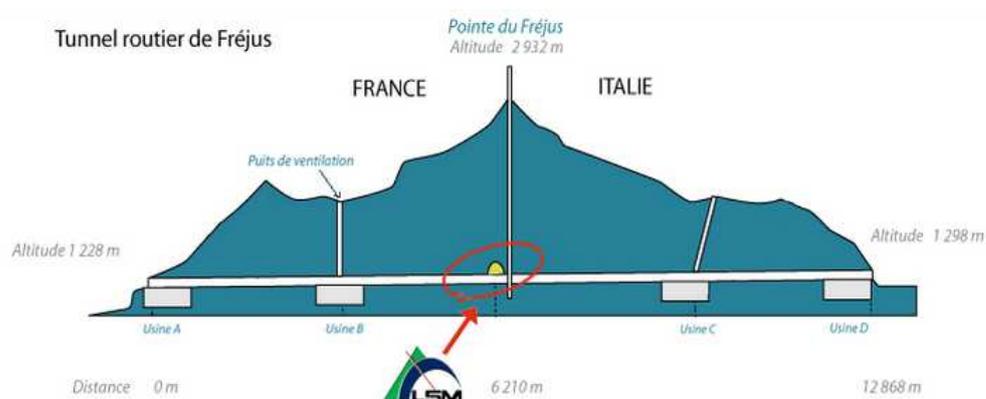


Figure 2.1: Schéma du positionnement du Laboratoire Souterrain de Modane.

2.2 NEMO 1

Construit en 1988, le prototype NEMO 1 [46] (que l'on peut voir sur la figure 2.2) est constitué de 64 cellules de dérive en régime Geiger (rangées en 8×8 plans) enfermées dans une boîte en cuivre. Un fil central entouré par 8 fils de masse avec un anneau cathodique en cuivre aux deux extrémités composent une cellule (1 m de long pour 32 mm de diamètre), et celles-ci sont plongées dans de l'hélium à pression atmosphérique auquel 2% d'éthanol ont été ajoutés.

La densité de ce gaz est de $0,2 \text{ mg/cm}^3$ ce qui correspond à une perte en énergie, pour un électron de 1 MeV, de 14 keV sur un parcours de 50 cm, et qui permet de reconstruire les traces d'électrons dont l'énergie peut descendre jusqu'à 100 keV. Cette perte en énergie est petite devant la résolution en énergie typique de scintillateurs plastiques de l'ordre de 150 keV à 1 MeV.

Afin d'avoir un déclencheur (qui donne donc le temps de départ d'un événement) et de mesurer l'énergie des électrons qui parviennent à sortir du volume du trajectographe, deux plans de scintillateurs plastiques ont été installés, un de chaque côté de la chambre à fils, mesurant $0,28 \times 0,02 \times 1,0 \text{ m}^3$ avec une distance entre ces deux plans de 39 cm. Chaque plan est divisé en deux avec un tube photomultiplicateur à chaque bout (ce qui fait 8 tubes pour l'intégralité du détecteur NEMO 1).

L'ensemble chambre à fils et scintillateurs est finalement protégé des bruits de fond externes grâce un blindage de fer et de plomb d'une épaisseur totale de 20 cm équivalent en plomb. Le détecteur a dans un premier temps pris des données avec des rayons cosmiques au niveau de la mer, puis a été déplacé au LSM où il a fonctionné pendant 18 mois.

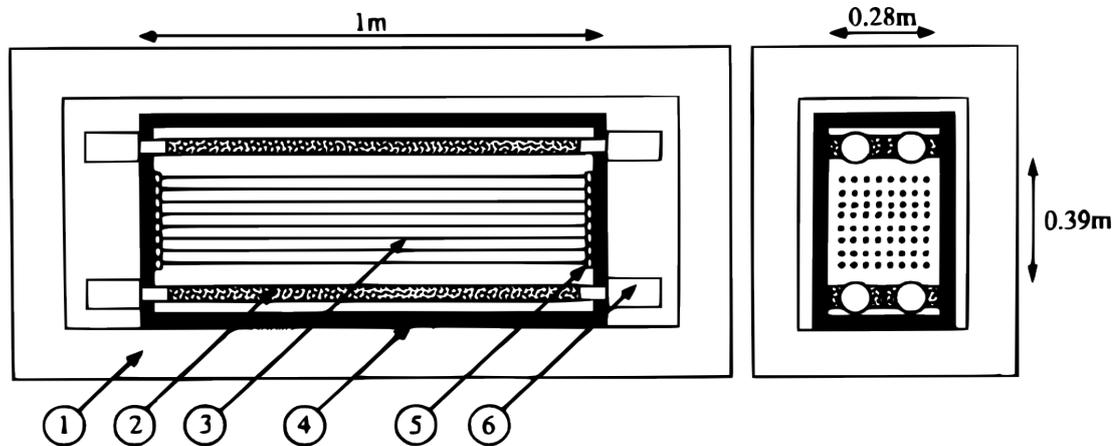


Figure 2.2: NEMO 1 : (1) blindage; (2) scintillateurs plastiques; (3) fils des cellules Geiger; (4) boîte en cuivre; (5) anneau cathodique; (6) tubes photomultiplicateurs.

NEMO 1 a principalement permis de démontrer que la reconstruction de traces d'électron d'énergie descendant jusqu'à quelques centaines de keV était possible, d'étudier les blindages (en particulier contre les neutrons), et de mesurer la radioactivité présente dans la chambre à fils.

2.3 NEMO 2

Le détecteur NEMO 2 [47] est le second prototype construit dans la lignée des NEMO. Il est dix fois plus grand que NEMO 1 et comporte une feuille source émettrice double β placée en son centre (1 m^2 de source pour 1 m^3 de volume de chambre à dérive).

La chambre à fils bénéficie d'une nouvelle configuration (on peut voir un schéma du détecteur sur la figure 2.3) : de chaque côté de la feuille source on trouve cinq cadres en cuivre composés chacun de deux plans parallèles de 32 cellules verticales et 32 cellules horizontales. Ces cellules sont identiques à celles de NEMO 1, et le gaz qui remplit la chambre est lui aussi similaire à celui de NEMO 1 (4% d'éthanol au lieu de 2%). La perte d'énergie est donc quasiment la même que précédemment : 14 keV pour un électron de 1 MeV qui parcourt 50 cm.

Dans le but d'effectuer des mesures de temps de vol la partie calorimètre du détecteur a été améliorée par rapport au précédent prototype : à chaque extrémité de la chambre à fils (situées à 50 cm de la feuille source) un plan de 8×8 scintillateurs plastiques est installé. La face d'entrée des scintillateurs mesure $12 \times 12 \text{ cm}^2$ pour une profondeur de 2 cm, cette épaisseur ayant été choisie afin de contenir les électrons

2. LES DÉTECTEURS NEMO

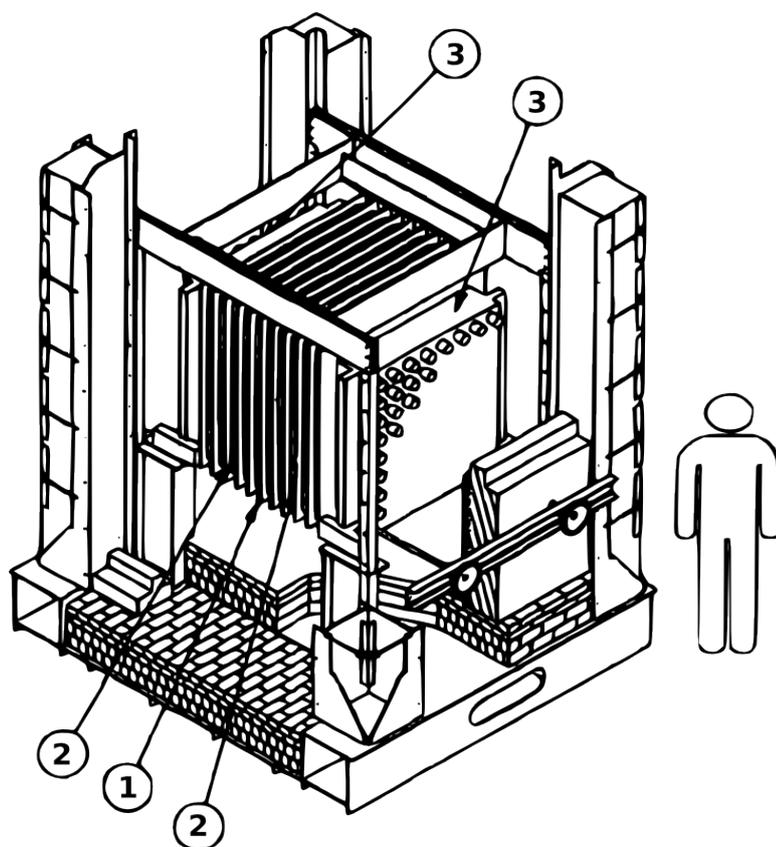


Figure 2.3: NEMO 2 : (1) cadre central qui supporte la source ; (2) cadres en cuivre qui supportent les cellules Geiger ; (3) réseau de 8×8 scintillateurs couplés aux tubes photomultiplicateurs.

d'énergie allant jusqu'à 4 MeV. Les tubes photomultiplicateurs sont couplés aux scintillateurs à l'aide de guides de lumière et la structure mécanique qui les supporte est faite de cuivre. De plus leurs embases sont plongées dans 10 cm de blindage de plomb afin de réduire le flux de photons venant des tubes eux-mêmes à l'intérieur du détecteur. Une fibre optique est insérée près de la photocathode pour permettre de faire des calibrations en temps et en énergie.

Même s'il a été construit pour étudier les différents bruits de fond grâce aux canaux d'analyse variés, NEMO 2 est aussi parvenu à donner plusieurs résultats sur la double désintégration β du cadmium-116 (^{116}Cd) [48], du sélénium-82 (^{82}Se) [49], du zirconium-96 (^{96}Zr) [50], et du molybdène-100 (^{100}Mo) [51] avec une statistique suffisante :

$$T_{1/2}^{2\beta 2\nu} (^{100}\text{Mo}) = [0,95 \pm 0,04 \text{ (stat.)} \pm 0,09 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (2.1)$$

Les mesures de bruits de fond ont aussi montré que le radon était le principal problème pour le passage au détecteur final NEMO 3. Les espaces d'air à l'intérieur du blindage doivent être réduits au maximum et un système étanche au radon doit être installé à l'intérieur même du blindage afin de limiter la présence de radon dans le détecteur.

2.4 NEMO 3

2.4.1 Présentation générale

Le détecteur NEMO 3 [52] bénéficie d'une géométrie cylindrique (comme on peut le voir sur la figure 2.4) qui optimise le volume nécessaire du détecteur par rapport à la surface de feuilles sources. Il est divisé en 20 secteurs identiques et les sources d'émetteurs double β sont sous forme de feuilles très minces (40 à 60 mg/cm²) disposées verticalement. Elles forment un grand cylindre de 3,1 m de diamètre pour une hauteur de 2,5 m, ce qui correspond à une surface totale d'environ 20 m². Plusieurs isotopes ont été placés dans le détecteur, les principaux étant le molybdène-100 (7 kg) et le sélénium-82 (0,9 kg) pour l'étude de la double désintégration β sans émission de neutrino. Afin de contrôler la mesure des bruits de fond presque deux secteurs sont composés de tellure naturel et un secteur de feuilles en cuivre.

Des deux côtés de la source on trouve un détecteur de traces gazeux contenant 6180 cellules de dérive fonctionnant en mode Geiger qui permettent une reconstruction des trajectoires des particules chargées en trois dimensions. Pour minimiser les diffusions multiples et la perte en énergie des électrons, le gaz est un mélange de 95% d'hélium, 4% d'éthanol, 1% d'argon, et 0,1% d'eau.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

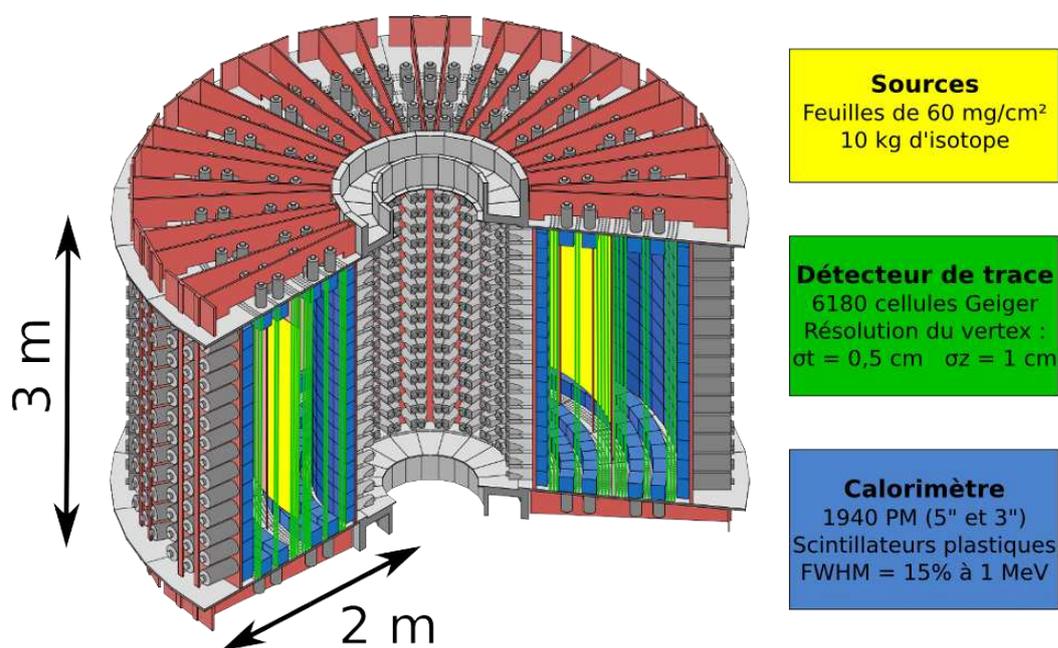


Figure 2.4: Le détecteur NEMO 3 avec en jaune les sources, en vert le détecteur de trajectoires, et en bleu le calorimètre. Les différents blindages, la bobine, ainsi que la tente anti-radon ne sont pas représentés ici.

Cette chambre à fils est encadrée par un calorimètre composé de 1940 blocs de scintillateur plastique couplés à des photomultiplicateurs très basse radioactivité. Sa résolution en énergie est de 15% FWHM (largeur à mi-hauteur) pour des électrons de 1 MeV et permet aussi d'effectuer des mesures en temps (résolution de 250 ps à 1 MeV) afin de distinguer entre les événements externes qui traversent le détecteur et internes issus des feuilles sources. Sur les parties haute et basse du détecteur, que l'on appelle les pétales, des blocs scintillateur/photomultiplicateur sont aussi installés.

Un champ magnétique de 25 Gauss est généré par un solénoïde entourant le détecteur pour séparer les électrons des positrons (efficacité de 95% à 1 MeV). Le tout est fermé par un blindage de 19 cm de fer contre les rayons γ provenant du laboratoire, et de 30 cm d'eau borée sur les parties latérales et 28 cm de bois pour les parties hautes et basses du détecteur contre les neutrons.

Suite aux premières analyses un taux de radon trop élevé pour atteindre les spécifications a été mesuré à l'intérieur du détecteur et un dispositif anti-radon a été installé fin 2004. Il consiste en une tente imperméable à l'air qui entoure tout le blindage externe et une usine qui enlève le radon de l'air injecté dans la tente grâce à du charbon refroidi.

2.4.2 Les sources

NEMO 3 a été conçu dans l'esprit d'avoir les sources émettrices double β séparées de la partie qui détecte les électrons (technique appelée "tracko-calor", décrite succinctement dans la section 1.3.3) contrairement aux détecteurs germanium ou aux bolomètres (calorimètres uniquement). Cela donne l'avantage de pouvoir placer plusieurs isotopes à la fois dans le détecteur, afin de confirmer un éventuel excès dans la région de la double désintégration β sans émission de neutrino avec plusieurs isotopes, de tester la cohérence du résultat en étant moins dépendant des calculs d'éléments de matrices nucléaires, et une meilleure maîtrise du bruit de fond.

Les différents critères pour le choix des isotopes (dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau 2.1) sont :

- l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$: plus cette énergie est élevée et moins on est sensible au bruit de fond créé par la radioactivité naturelle, on prend comme valeur minimale la raie γ à 2,614 MeV issue du thallium-208 (^{208}Tl) de la chaîne du thorium-232 (^{232}Th) car c'est la raie intense de plus haute énergie dans la radioactivité naturelle ;
- le facteur d'espace de phase $G_{2\beta0\nu}$ et les éléments de matrices nucléaires $M_{2\beta0\nu}$ (de l'équation 1.29) permettent de remonter à la masse effective de Majorana ;

2. LES DÉTECTEURS NEMO

- plus ces facteurs sont grands plus il sera facile d'observer la double désintégration β sans émission de neutrino pour une même masse effective de Majorana ;
- la demi-vie $T_{1/2}^{2\beta 2\nu}$ du processus d'émission double β avec émission de neutrinos : elle doit être la plus longue possible afin de limiter la contribution de la queue de cette distribution dans la région en énergie où on cherche le signal du processus sans émission de neutrino ; plus la résolution en énergie du détecteur est mauvaise, plus les deux signaux vont se superposer ;
 - l'abondance naturelle et les possibilités de purification : plus l'élément contient d'isotope émetteur double β naturellement, plus il sera facile de l'enrichir ; cependant, certains isotopes ne peuvent être enrichis par la méthode classique de centrifugation car on ne peut pas former de composés gazeux (le calcium-48 en particulier).

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ (MeV)	$T_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	Abondance (%)	$G_{2\beta 0\nu}$ (an^{-1})
$^{48}\text{Ca}^*$	4,272	$4,4 \cdot 10^{19}$	0,19	$24,8 \cdot 10^{-15}$
^{76}Ge	2,039	$1,6 \cdot 10^{21}$	7,61	$2,4 \cdot 10^{-15}$
$^{82}\text{Se}^*$	2,995	$9,6 \cdot 10^{19}$	8,73	$10,2 \cdot 10^{-15}$
$^{96}\text{Zr}^*$	3,350	$2,4 \cdot 10^{19}$	2,8	$20,6 \cdot 10^{-15}$
$^{100}\text{Mo}^*$	3,034	$7,2 \cdot 10^{18}$	9,63	$15,9 \cdot 10^{-15}$
$^{116}\text{Cd}^*$	2,805	$2,9 \cdot 10^{19}$	7,49	$16,7 \cdot 10^{-15}$
$^{130}\text{Te}^*$	2,529	$7,0 \cdot 10^{20}$	33,8	$14,2 \cdot 10^{-15}$
^{136}Xe	2,479	$2,1 \cdot 10^{21}$	8,9	$14,6 \cdot 10^{-15}$
$^{150}\text{Nd}^*$	3,368	$9,1 \cdot 10^{18}$	5,6	$63,0 \cdot 10^{-15}$

Table 2.1: Tableau récapitulant les caractéristiques des principaux émetteurs double β . Ceux marqués d'un * étaient placés dans le détecteur NEMO 3.

Le molybdène-100 et le sélénium-82 ont été placés en grande proportion dans le détecteur (respectivement 6914 g et 932 g) pour l'étude de la double désintégration β sans émission de neutrino. Leurs facilité d'enrichissement et hautes énergies de transition ont motivé ce choix. De plus faibles quantités de cadmium-116 (405 g), zirconium-96 (9,4 g), néodyme-150 (36,6 g), calcium-48 (7,0 g) et tellure-130 (454 g) sont utilisées pour l'étude de la double désintégration β avec émission de neutrinos. Enfin, des feuilles de tellure naturel et cuivre très radiopures permettent de mesurer les bruits de fond externe. La disposition de chacune de ces feuilles est représentée sur le schéma 2.5.

Dans chaque secteur un cadre supporte 7 bandes de feuille source. Ces bandes mesurent 2,48 m de long pour 63 mm de large si elles sont placées sur les bords du cadre ou 65 mm pour les cinq du milieu. Des simulations Monte-Carlo ont montrées que l'efficacité de détection des événements du processus sans émission de neutrino est

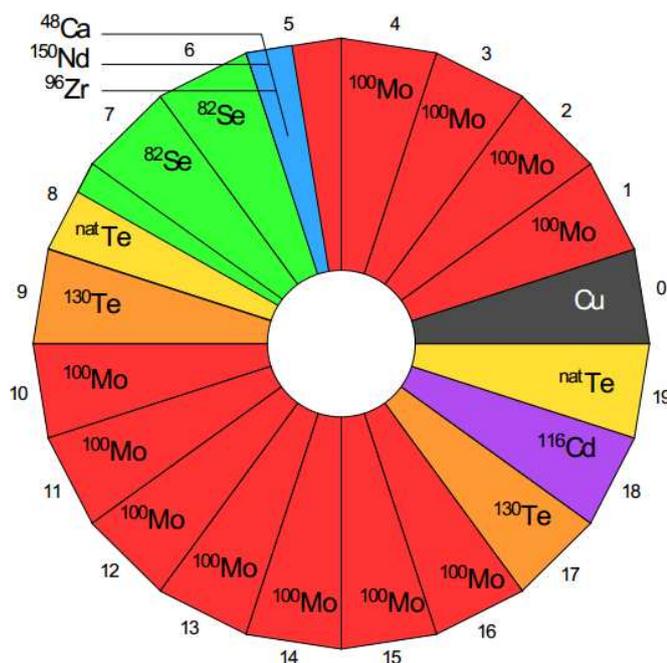


Figure 2.5: La disposition des sources dans NEMO 3 vue de dessus.

inchangée si la densité surfacique des feuilles reste inférieure à 60 mg/cm^2 (c'est la résolution en énergie du calorimètre qui est limitante dans ce cas).

On trouve deux types de feuilles sources : métalliques et composites. Le cadmium, le cuivre et une partie du molybdène sont des feuilles métalliques. Les feuilles composites sont créées à partir de poudre de l'isotope voulu mélangée à de la colle radiopure, le tout pris en sandwich entre deux films de Mylar (polytéréphtalate d'éthylène).

Les impuretés présentes à l'intérieur des feuilles sources (c'est-à-dire l'uranium-238 et le thorium-232) peuvent générer des événements similaires aux événements provenant de la double désintégration β et donc du bruit de fond dans la fenêtre en énergie où est attendue la double désintégration β sans émission de neutrino. La quantité de ces impuretés doit être diminuée au point que le processus $2\beta 2\nu$ constitue le bruit de fond ultime dans cette fenêtre en énergie lorsque cela est possible. Les méthodes de purification pour y parvenir sont : physique, avec la croissance d'un cristal (les impuretés se concentrent aux extrémités du cristal et il suffit donc de supprimer ces extrémités) ; ou chimique, en solution où on ajoute un composé qui réagit avec le barium (et donc le radium qui est gênant, car ils sont dans la même colonne de la classification périodique des éléments). Cette dernière méthode sera un peu plus détaillée dans la section 2.5.2.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

2.4.3 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces de NEMO 3 est une chambre dont les fils sont disposés en rangs verticaux, ces cellules de dérive fonctionnant en mode Geiger (6180 cellules au total qui représentent 39820 fils). L'épaisseur de ces fils et la composition du gaz nécessaire au fonctionnement de la chambre à fils ont été optimisés afin de limiter le vieillissement des cellules et de minimiser la matière présente dans la chambre (pour diminuer les diffusions multiples et la perte d'énergie des particules traversant la chambre).

Une cellule élémentaire (voir figure 2.6) a une forme octogonale de 3 cm de diamètre en vue en coupe. Elle est composée de huit fils de masse (plus un, ajouté suite à des tests, qui permet l'isolation électrostatique d'une rangée à l'autre) qui entourent un fil anodique. Ces huit fils sont communs aux quatre cellules voisines directes de la cellule (dans le but de minimiser le nombre de fils). Chaque fil a un diamètre de $50 \mu\text{m}$ pour 2,7 m de long, est fabriqué à partir d'acier inoxydable et est tendu entre les deux pétales en fer qui forment le haut et le bas du détecteur. À chaque extrémité d'une cellule on trouve un anneau cathodique de 3 cm de long et 2,3 cm de diamètre, l'anode se situant en son centre tandis que les fils de masses reposent sur l'extérieur.

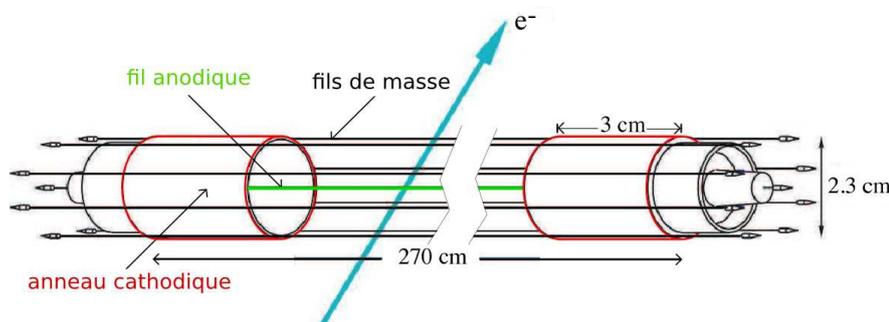


Figure 2.6: Une cellule élémentaire de la chambre à dérive avec le fil anodique au centre et les huit fils de masse autour.

Les chambres à fils fonctionnent généralement en régime proportionnel où le signal électrique mesuré est directement proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Dans NEMO 3 le mode Geiger a été utilisé, c'est-à-dire que le signal est saturé, permettant l'utilisation d'une électronique de lecture beaucoup plus simple (circuit RC).

Le gaz est majoritairement composé d'hélium et d'éthanol auxquels ont été ajoutés de l'argon et de l'eau. Dans ces conditions les anodes sont portées à une tension autour de 1620 V.

Lorsqu'une particule chargée traverse une cellule de dérive le gaz ionisé produit environ six électrons par centimètre. Ces électrons dérivent vers le fil anodique à une

vitesse de $\sim 2,3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ quand les électrons sont proches de l'anode. S'ils en sont loin, leur vitesse moyenne de dérive est alors de $\sim 1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ car le champ électrique n'est pas uniforme au sein d'une cellule. La mesure de ce temps de dérive permet la reconstruction de la position transverse du passage de la particule dans la cellule. Le régime Geiger ayant un temps rapide de montée du signal anodique, ce temps peut être utilisé comme temps de référence. Un exemple de signal anodique est montré sur la figure 2.7.

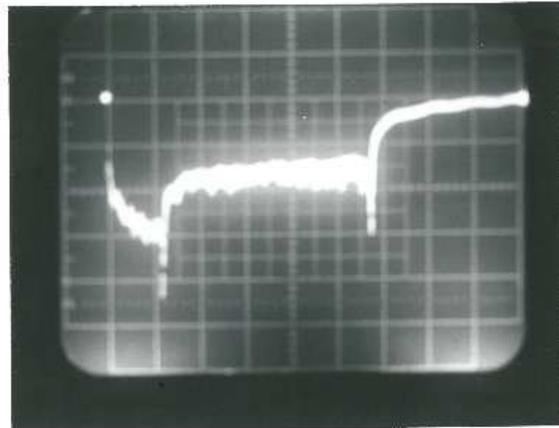


Figure 2.7: Polaroid d'un signal anodique d'une cellule.

En régime Geiger l'avalanche proche du fil anodique se développe en plasma Geiger qui se propage à la vitesse de $6 - 7 \text{ cm}/\mu\text{s}$ le long du fil. L'arrivée de ce plasma est détecté aux deux extrémités de la cellule à l'aide des anneaux cathodiques. Ces temps de propagation sont utilisés pour déterminer la position longitudinale de la particule passant à travers la cellule.

Après avoir déclenché, une cellule Geiger reste inactive pendant un temps d'environ $500 \mu\text{s}$ qui correspond au temps de collecte de tous les ions. Étant donné que le détecteur NEMO 3 est conçu pour mesurer des signaux rares ce temps mort n'est pas un obstacle au bon fonctionnement de l'expérience, le taux de déclenchement d'une cellule Geiger étant de l'ordre du Hertz.

La chambre à fils est configurée en 18 rangées de cellules Geiger parallèles aux feuilles sources (schéma figure 2.8) : quatre près de la source, un espace, deux, un espace, et trois proches des scintillateurs, les espaces correspondant à la place nécessaire pour les scintillateurs présents sur les pétales. Cette configuration a été optimisée à l'aide de simulations Monte Carlo sachant que le tout est plongé dans un champ magnétique de 25 Gauss. Les quatre couches proches des sources suffisent à reconstruire la position du vertex précisément (cette information est nécessaire pour savoir de quelle feuille source

2. LES DÉTECTEURS NEMO

provient un événement, et dans le cas de deux électrons vérifier qu'ils sont bien émis du même point) ; les deux du milieu permettent une bonne mesure de la courbure de la trajectoire ; et enfin, les trois proches des blocs scintillateurs servent à reconstruire le point d'impact de la trajectoire sur la surface d'entrée du scintillateur, afin de corriger la mesure en énergie (la collection de lumière n'est pas uniforme selon le point d'impact) et donc d'améliorer la résolution en énergie des électrons.

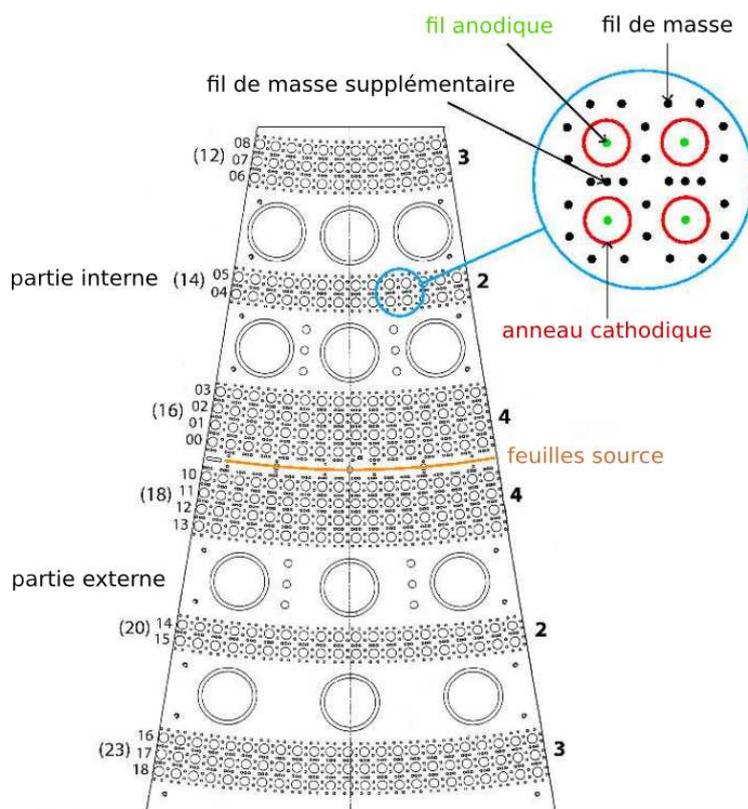


Figure 2.8: Configuration de la chambre à fils : vue du dessus d'un secteur avec la configuration 4 – 2 – 3.

2.4.4 Le calorimètre

Le calorimètre du détecteur NEMO 3 a été conçu dans le but de mesurer à la fois l'énergie des particules, leurs temps d'arrivée, et de procurer un signal de déclenchement rapide. Il est fait de 1940 compteurs. Un compteur est constitué par un scintillateur plastique, un guide de lumière et un photomultiplicateur (PM) essentiellement, comme on peut le voir sur la figure 2.9. Les PM utilisés sont de deux tailles différentes (1040

3 pouces et 900 5 pouces) en fonction de la taille des blocs scintillateurs auxquels ils sont couplés. Le gain des PM est ajusté afin qu'il couvre une gamme en énergie de 0 à 12 MeV. Les scintillateurs plastiques sont choisis pour limiter les rétrodiffusions, pour leur radiopureté, et pour leur temps de réponse rapide. Ils recouvrent entièrement les deux murs cylindriques qui entourent le détecteur de trace, et partiellement les pétales haut et bas (pour laisser de la place aux cellules Geiger).

Les blocs scintillateurs sont placés à l'intérieur du mélange de gaz hélium-éthanol du détecteur de trace. Les blocs sont portés par une structure rigide qui permet aux PM d'être situés à l'extérieur de la chambre à fils (l'hélium provoquant un vieillissement accéléré des PM). Pour s'adapter à la géométrie cylindrique du détecteur, sept formes de scintillateurs différentes ont été usinées, toute d'une profondeur minimale de 10 cm qui constitue le compromis entre une bonne efficacité à détecter les γ et une transparence correcte pour la lumière de scintillation des électrons (afin de ne pas dégrader la résolution en énergie). La détection des γ permet non seulement de mesurer la radioactivité résiduelle des sources et les bruits de fond externes, mais aussi de rejeter des événements de bruit de fond.

Ces scintillateurs ont été fournis par INR Kiev-Kharkov et JINR Dubna, ils sont fait à base de polymérisation de styrène ($C_6H_5CH=CH_2$, avec une valeur moyenne de $Z = 3,7$ par atome). Dans ce matériau 2 cm suffisent pour contenir un électron d'énergie allant jusqu'à 3 MeV, mais le faible numéro atomique du matériau réduit la probabilité d'interaction d'un γ . On est donc obligé d'augmenter l'épaisseur à 10 cm pour atteindre une probabilité d'interaction de 50% pour les photons de 1 MeV.

Pour les électrons et positrons dans le scintillateur : lorsqu'une particule chargée se déplace dans le polystyrène elle perd son énergie très rapidement par ionisation, le nombre de molécules excitées étant proportionnel à l'énergie déposée. La déexcitation des molécules se fait alors par fluorescence, qui a un temps caractéristique de quelques nanosecondes.

Pour les γ dans le scintillateur : l'interaction dominante dans le polystyrène est l'effet Compton (dû à son faible Z moyen) où seule une partie de l'énergie de la particule incidente est convertie en énergie lumineuse.

Les molécules se déexcitent par dissipation thermique, c'est à dire par collision entre un même type de particule. Le scintillateur est composé par une solution solide d'agent scintillant (para-terphényle, PTP) dissoute dans le polystyrène, afin de récupérer l'énergie d'excitation des molécules de polystyrène avant dissipation par fluorescence ; et d'un décaleur de longueur d'onde (POPOP) qui déplace le spectre de fluorescence à une fréquence plus adaptée à la détection par un PM (autour de $\lambda = 420$ nm).

2. LES DÉTECTEURS NEMO

MONTAGE EN COUPE VERTICALE D'UN DETECTEUR

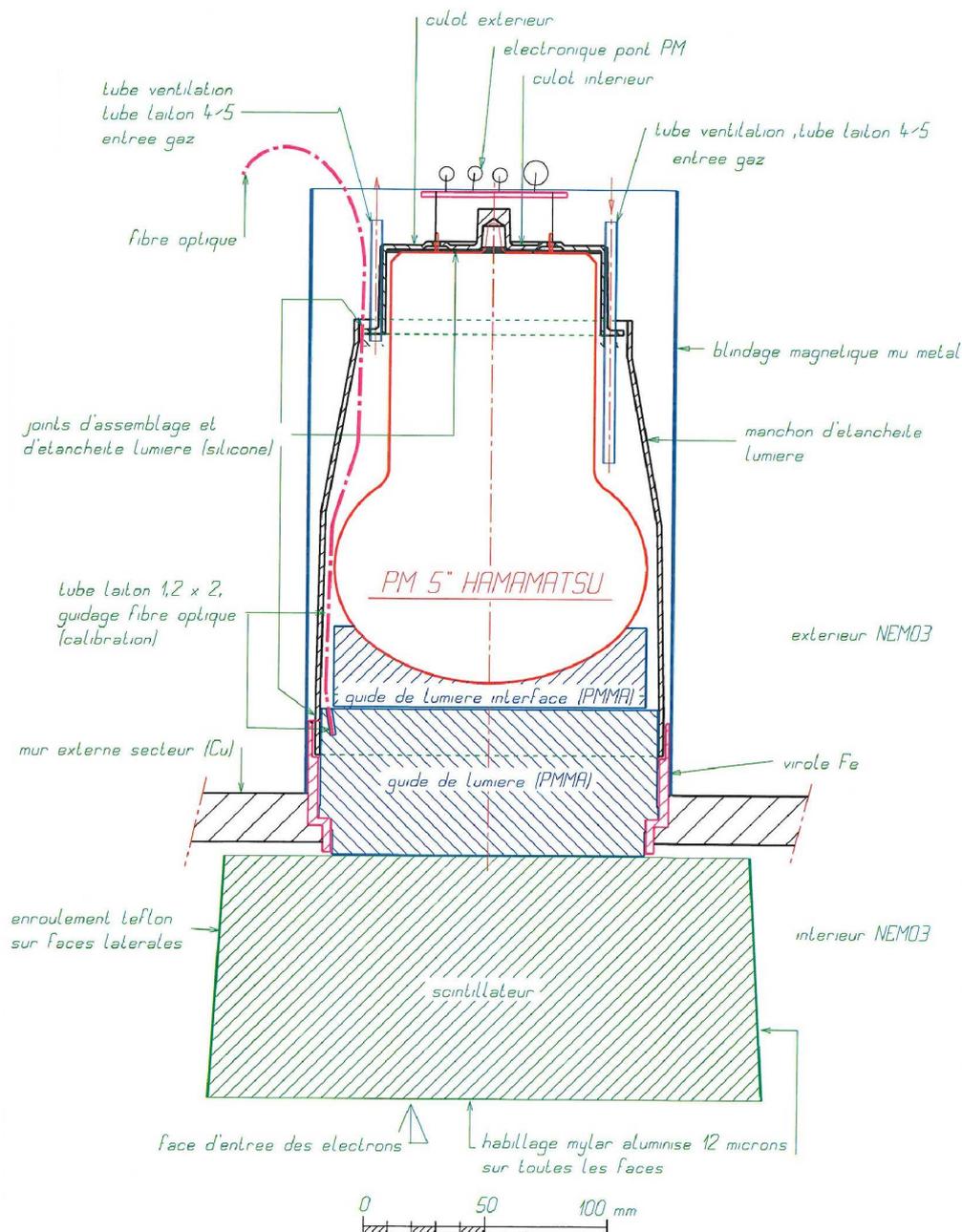


Figure 2.9: Vue schématique d'un compteur de NEMO 3 pour un PM 5 pouces.

Après de nombreuses études effectuées dans les deux laboratoires, la composition finale des scintillateurs est la suivante :

- blocs des pétales : 98,75% de polystyrène, 1,2% de PTP, et 0,05% de POPOP ;
- blocs des murs : 98,49% de polystyrène, 1,5% de PTP, et 0,01% de POPOP.

La radiopureté des scintillateurs a été mesurée et est plus de 430 et 60 fois meilleure en ^{214}Bi et ^{208}Tl respectivement que celle des PM basse radioactivité utilisés.

Les blocs scintillateurs sont emballés dans du Téflon (pour diffuser la lumière) et du Mylar aluminisé (afin de ne pas perdre la lumière créée dans le scintillateur).

Les guides de lumière servant d'interface entre le scintillateur et le PM sont en PMMA (polyméthacrylate de méthyle) de 60 mm d'épaisseur, et servent de plus à protéger les PM de l'hélium. Ils laissent passer 98% de la lumière entre 380 et 420 nm.

Les PM sont composés d'un arrangement de photocathode, électrode, dynodes et anode placés dans un tube à vide (voir figure 2.10) qui fonctionne comme suit : un photon incident va interagir par effet photoélectrique dans la photocathode générant des électrons, ces électrons sont dirigés vers la première dynode à l'aide de l'électrode où leur nombre va être multiplié, et ainsi de suite sur plusieurs étages de dynodes, enfin une anode récolte ces électrons qui forment un pulse de courant. Chaque dynode est mise sous une tension positive plus haute que la précédente, permettant l'accélération des électrons entre chaque étage. Le signal obtenu est proportionnel à l'énergie du photon incident.

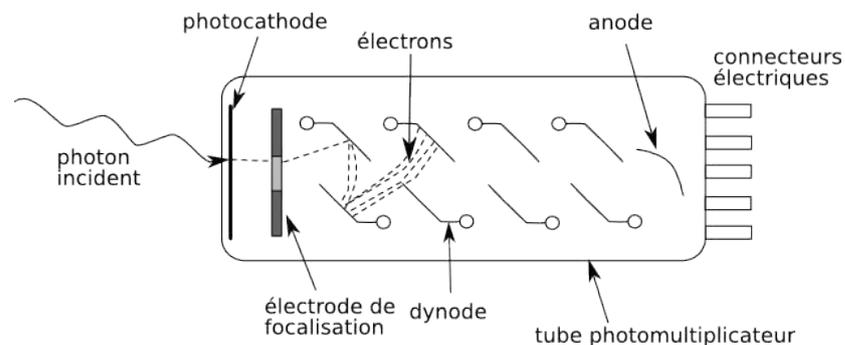


Figure 2.10: Schéma de fonctionnement d'un photomultiplicateur.

L'analyse des données de NEMO 2 a montré que le bruit de fond externe dominant est celui provenant des PM. Le développement des PM basse radioactivité a commencé en 1992 dans le domaine de la détection directe de matière noire et la physique des neutrinos. Pour le détecteur NEMO 3 les critères de sélection étaient les suivants : moins de 1,7 Bq/kg en ^{40}K , 0,83 Bq/kg en ^{214}Bi , et 0,17 Bq/kg en ^{208}Tl , pour le verre

2. LES DÉTECTEURS NEMO

constituant les PM. Hamamatsu est capable de produire des PM dont les verres sont 100 à 1000 fois plus purs que les verres standards. Ils ont été choisis pour cette raison et pour les autres performances qu'ils atteignent en efficacité quantique, très bonne linéarité jusqu'à 4 MeV et courant d'obscurité faible.

On peut exprimer la résolution FWHM d'un PM :

$$\text{FWHM}^2 = \frac{(2\sqrt{2\ln 2})^2}{N_{\text{photon}} \times \epsilon_q \times \epsilon_c} \left(\frac{\delta}{\delta - 1} \right) \quad (2.2)$$

avec N_{photon} le nombre de photons incidents sur la photocathode (2×10^3 à 1 MeV pour les PM de NEMO 3), ϵ_q l'efficacité quantique (autour de 20%), ϵ_c l'efficacité de collection de la chaîne de multiplication (0,7 – 0,9), et δ le coefficient de secondes émissions des dynodes (environ 5). Si l'on souhaite augmenter les performances d'un PM on voit clairement qu'il faut travailler sur les efficacités quantique et de collection.

Il est également nécessaire que le PM ait une réponse homogène en fonction du point d'impact sur la photocathode (on peut voir un exemple de mesures sur la figure 2.11). Dans le but de tester la conformité et les performances de tous les PM, une station de test a été construite. Les PM et scintillateurs sont ensuite couplés de telle sorte que le calorimètre soit le plus homogène possible dans son ensemble, ceci en associant les "mauvais" PM aux "bons" scintillateurs, et *vice et versa*.

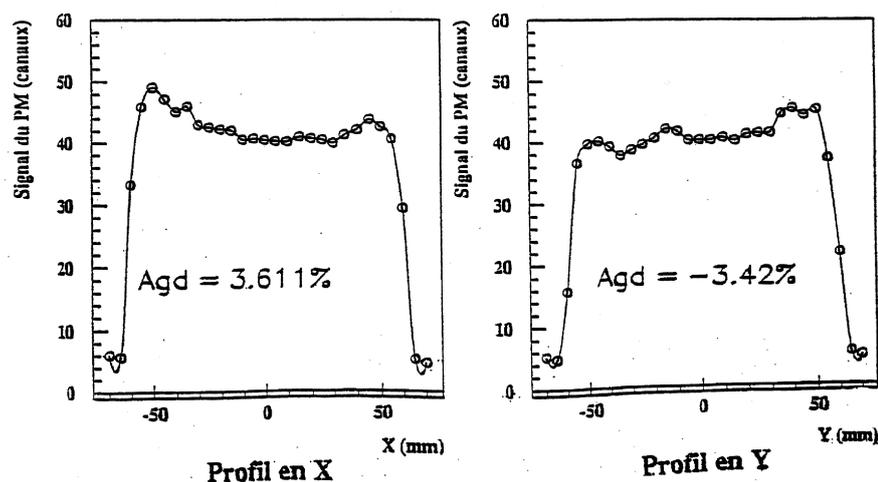


Figure 2.11: Réponse d'un PM dans les directions X et Y de la surface d'entrée, mesurée sur la station de test construite pour vérifier les performances de tous les PM.

2.4.5 L'électronique

Le détecteur NEMO 3 ayant un calorimètre et un détecteur de traces indépendant, l'électronique de lecture, l'acquisition de données, ainsi que le système de déclenchement doivent être inter-dépendants. Ils sont séparés en modules qui partagent le même bus VME (*VERSAmodule Eurocard* en anglais). Cette configuration permet non seulement d'enregistrer des *run* $\beta\beta$ (prises de données "physiques") mais aussi de faire des tests afin d'ajuster et d'étalonner le détecteur.

Électronique du calorimètre

Étant situées à l'intérieur du détecteur, les bases de distribution des hautes tensions des PM sont elles aussi confectionnées en matériaux radiopurs. Le diviseur de tension est échelonné dans le but d'améliorer la linéarité sous fort courant. Les câbles haute tension mesurent tous 11 m et les PM fonctionnent avec une tension positive de telle sorte que la photocathode soit à la masse. La valeur moyenne des hautes tensions est de 1350 V pour les PM 5 pouces et 1800 V pour les 3 pouces, avec un courant circulant dans la base autour de 350 μA pour tous.

Les sorties signaux sont reliées au système d'acquisition à l'aide de câbles de 11,3 m de long pour les PM 5 pouces et 10,6 m pour les 3 pouces. Cette différence de longueur compense la différence de temps de transit entre les deux types de PM (respectivement 45 ns et 48 ns).

Trois grandes alimentations électrique de chez CAEN sont utilisées pour alimenter la totalité des 1940 PM. Une voie haute tension alimente trois PM. Une carte haute tension primaire alimente 24 voies secondaires, c'est-à-dire 72 PM.

Les trois fonctions principales de l'électronique du calorimètre sont les suivantes :

- mesurer l'énergie corrélée avec la charge du signal des PM (ADC) ;
- mesurer le temps d'arrivée des particules (TDC) ;
- fournir le déclenchement rapide de premier niveau.

Les 97 PM qui composent un secteur sont séparés par la source entre internes et externes (46, dont 12 sur les pétales, internes ; 51, dont 12 sur les pétales, externes). On a donc au total 40 demi-secteurs pour lesquels 40 cartes mères ont été réalisées réparties entre trois châssis VME. Chaque carte mère gère 46 ou 51 carte fille analog-NEMO (ANEMO).

Ces cartes ANEMO disposent d'un seuil bas et d'un seuil haut ; si un signal passe le seuil bas alors la mesure TDC commencera et ouvrira une fenêtre d'intégration de la charge de 80 ns. Le seuil haut fonctionne en mode déclencheur, s'il est franchi un signal "événement" est envoyé à la carte mère. Chaque carte mère envoie ensuite un signal

2. LES DÉTECTEURS NEMO

analogique au système de déclenchement reflétant le nombre de PM passant le seuil haut, si ce signal atteint le bon degré de multiplicité (un seul PM le plus souvent) alors le système de déclenchement envoie un signal nommé STOP-PMT à toutes les voies du calorimètre pour enregistrer les données. Les TDC sont arrêtés, la charge intégrée stockée, et la conversion commence après avoir reçu le signal TRIGGER-PMT. Au même moment un signal INT-PMT est envoyé au processeur de l'acquisition de données du calorimètre, qui arrête tous les programmes en cours et permet la lecture des temps et charges numérisés des voies actives.

La conversion analogique-numérique de la charge et du temps se fait à l'aide de deux ADC de 14 bits dont seuls 12 sont utilisés.

Électronique du détecteur de trace

L'électronique de la chambre à fils est séparée en deux types de cartes. Les premières cartes servent à la distribution secondaire des hautes tensions (1620 V) pour les anodes et peuvent aussi alimenter les anneaux cathodiques entre 0 et 100 V (mais cette option n'est pas utilisée). Ces cartes incluent aussi la lecture des signaux analogiques du fil anodique et des deux cathodes.

Les secondes cartes constituent l'électronique d'acquisition. Elles sont connectées aux cartes de distribution et 2,5 secteurs correspondent aux 20 cartes d'un châssis, pour à la fois la distribution et l'acquisition. L'ensemble de NEMO 3 représente donc 16 châssis. Le premier rôle de l'acquisition est l'amplification et la discrimination des signaux provenant des cartes de distribution. Des mesures de temps des signaux anodiques et cathodiques sont effectuées : le temps anodique correspond à la différence de temps entre le signal de déclenchement provenant du calorimètre et le signal anodique et donne l'information sur la position transverse de la particule dans la cellule ; les temps cathodiques correspondent à la différence de temps entre le signal anodique et le signal cathodique et donne l'information sur la position longitudinale. Les signaux retardés sont enregistrés dans la limite de 710 μs après le signal de déclenchement afin de pouvoir faire des mesures de cascade BiPo du ^{214}Bi dont le noyau fils (^{214}Po) a un temps de vie de 164 μs .

Le système de déclenchement

Le système de déclenchement du détecteur NEMO 3 a été conçu de manière à être flexible pour permettre différentes recherches. Il reçoit 40 signaux analogiques, chacun étant proportionnels aux nombres de PM au-delà du seuil haut par demi-secteur ($2 \times 20 = 40$). Ces 40 signaux sont sommés pour obtenir un nouveau signal analogique

qui servira pour passer le premier niveau de déclenchement. On passe alors au deuxième niveau de déclenchement qui prend en compte les cellules Geiger. Les 360 voies, correspondant chacune à une rangée de secteur, sont lues et permettent d'appliquer une ébauche d'algorithme de reconnaissance de traces (cette reconnaissance peut être affinée en associant spatialement les cellules Geiger et les PM).

Comme cela vient d'être expliqué, le système de déclenchement est séparé en deux niveaux pour les *run* généraux, ceci pour satisfaire aux contraintes de temps et de stratégie d'utilisation. Le niveau T1 identifie le nombre de blocs scintillateurs actifs (la multiplicité des PM) tandis que le niveau T2 gère les 360 bits provenant des rangées de cellules Geiger. Un troisième niveau T3 est utilisé pour les *run* de calibration et permet la corrélation spatiale et temporelle entre les cellules Geiger et les PM.

La figure 2.12 représente le chronogramme de ce système de déclenchement.

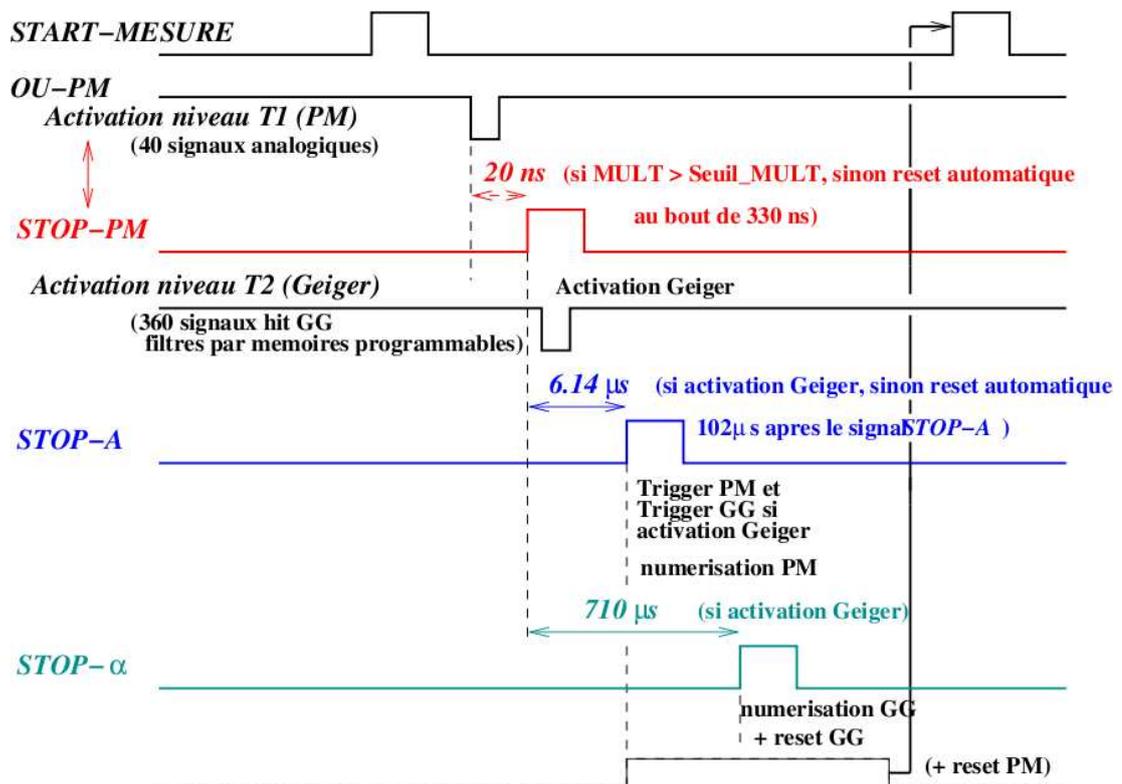


Figure 2.12: Temps caractéristiques du système de déclenchement du détecteur NEMO 3.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

L'acquisition de données

Le contrôle et la lecture du calorimètre et de la chambre à fils se font à l'aide de bus inter-châssis VICbus et deux modules ordinateurs CES RIO 8082. L'acquisition de données est gérée par un logiciel reposant sur *Cascade* et utilise deux cartes : Corbo PMT pour le calorimètre et Corbo GG pour la chambre à fils. Les deux processeurs d'acquisition étant indépendants ils collectent les informations en parallèle.

Après la lecture de l'événement par les processeurs, le système de déclenchement réinitialise sa logique pour se préparer au prochain événement. Les mémoires tampons du calorimètre et de la chambre à fils sont alors envoyées au processeur de construction d'événement (EVB) à l'aide d'un bus PVIC.

Contrôle du détecteur

La surveillance et le contrôle du détecteur peuvent s'effectuer à distance grâce à deux ordinateurs dédiés situés au LSM, mais aussi sur place. Chaque ordinateur a un rôle précis : le premier contrôle le système de gaz du détecteur de trace, le courant dans la bobine magnétique, et les hautes tensions pour les cartes des cellules Geiger et des PM ; le second contrôle la mise en route de l'alimentation des châssis et cartes d'acquisition, de hautes tensions, et de l'alimentation électrique ininterrompable.

Base de données : NEMO DB

Pour l'expérience NEMO 3 la base de données devait avant tout s'occuper des paramètres de calibration pour l'analyse de données, mais au fur et à mesure du développement d'autres informations sont venues s'ajouter.

Cette base de données repose sur le système de gestion MySQL (pour *My Structured Query Language* en anglais). Le serveur principal est localisé au centre de calcul de l'IN2P3 à Lyon et contient toutes les données.

La base de données sauvegarde donc tous les journaux de bord, les paramètres de calibration des blocs scintillateurs et des cellules Geiger, et les autres informations sur les conditions de fonctionnement du détecteur.

Les paramètres de calibration des PM est de l'électronique associée sont :

- le piédestal (qui permet de connaître le “vrai” zéro électronique), au moins une fois par jour ;
- les paramètres de calibration absolue en énergie obtenus à partir des *run* d'étalonnage effectués en présence de sources radioactives dans le détecteur (détails dans la section 2.4.6) ;
- les paramètres de décalage en temps (*run* sources ou neutron) ;

- les paramètres de corrections laser pour le temps et l'énergie (avec le laser au moins une fois par jour) ;
- les status des PM (bruyants, éteint, non calibrés, *etc.*).

Les paramètres de calibration des cellules Geiger sont :

- les paramètres de calibration : calcul des temps de propagation pour chaque cellule et identification des cellules bruyantes ; ce contrôle est fait lors du traitement de chaque *run* $\beta\beta$ automatiquement ;
- la liste des cellules Geiger bruyantes.

Les informations stockées concernant les conditions de fonctionnement sont :

- les informations sur le *run*, enregistrées trois fois : au début du programme d'acquisition de données, juste avant la fin, et avant le stockage du fichier sur bandes ;
- les informations provenant du système de surveillance : les fichiers de données issus du programme de contrôle à long terme sont utilisés : statut des blocs scintillateurs et des cellules Geiger, valeur des seuils haut et bas des PM, et le résultat de la surveillance des hautes tensions.

2.4.6 L'étalonnage

Afin de mesurer correctement l'énergie absolue délivrée lors d'une décroissance double β une procédure de calibration a été mise en place. Des sources radioactives sont introduites pendant des périodes dédiées qui durent une journée, environ tous les mois. Un système de laser a aussi été installé pour un suivi quotidien de la stabilité des compteurs.

Les informations temporelles étant nécessaires pour la discrimination entre les événements internes et externes, les décalages relatifs des PM entre eux sont mesurés avec une source de ^{60}Co qui émet des rayons γ en coïncidence. Cet étalonnage a été effectué uniquement au début du fonctionnement du détecteur NEMO 3 et vers la fin de sa prise de donnée totale.

Les tubes de calibration dans lesquels sont insérées les sources sont fait de cuivre ultra-pur (section intérieure de $24 \times 4 \text{ mm}^2$) et situés dans chaque secteur le long d'un côté des feuilles sources. Ces tubes sont équipés de trois paires de fenêtres en Kapton ($25 \mu\text{m}$ d'épaisseur) : une fenêtre d'une paire est orientée vers l'intérieur du détecteur tandis que l'autre est orientée vers l'extérieur. Leurs tailles ($26 \times 20 \text{ mm}^2$) et positions ($-90, 0, \text{ et } +90 \text{ cm}$ en vertical) ont été déterminées pour avoir l'illumination la plus homogène des scintillateurs par les 60 sources disposées aux fenêtres. Le dispositif sur lequel les sources sont installées est une tige en Delrin (trois sources par tige donc) qui est introduite dans le tube en cuivre par le dessus du détecteur (il est cependant nécessaire de retirer un peu de blindage pour avoir accès aux entrées). Tout ce système

2. LES DÉTECTEURS NEMO

permet de placer les sources de calibration très proches des feuilles sources émettrices double β , les trajectoires que l'on obtient sont donc très similaires à celles que l'on attend provenant des événements double β .

Des tests effectués à l'IReS Strasbourg (IPHC aujourd'hui) ont montré que la réponse du calorimètre n'est pas la même pour des électrons ou des photons incidents. Cet effet est en fait une conséquence de la différence de collection de lumière ; un électron interagit directement dans la face d'entrée du scintillateur, alors qu'un photon induit un électron plus en profondeur du bloc scintillateur (plus l'énergie du photon est élevée, plus l'électron est créé en profondeur). Comme c'est la mesure des énergies des électrons issus des feuilles sources qui nous intéresse dans l'expérience NEMO 3, les sources de calibration choisies sont émettrices d'électrons (bismuth-207 (^{207}Bi) et strontium-90 (^{90}Sr)).

La décroissance du ^{207}Bi donne des électrons de conversion de 482 et 976 keV majoritairement (on peut en voir le schéma de décroissance sur la figure 2.13), permettant un étalonnage en énergie à deux points. Celui-ci est testé par la suite en vérifiant qu'un troisième point à 1,5 MeV est bien situé sur la droite obtenue. Pour ne pas saturer le détecteur en taux de comptage l'activité des sources ne doit pas être trop élevée : chacune des 60 sources de ^{207}Bi a une activité autour de 6 nCi = 222 Bq. Lors de la traversée des électrons de la chambre à fils jusqu'aux scintillateurs ils perdent une énergie estimée à 45 et 40 keV respectivement. Afin d'étalonner le détecteur jusqu'à 3 MeV ou plus on a besoin d'un troisième point de calibration obtenu avec les sources émettrices β pur d'yttrium-90 (noyau fils du ^{90}Sr , qui a une période de 2,67 jours) dont on mesure la queue du spectre β à 2,283 MeV. Dans ce cas-là, il nous faut une source active pour avoir suffisamment de statistique en bout de spectre, et pour ne pas saturer le détecteur le déclenchement ne se fait que sur le calorimètre. Des exemples de spectres mesurés de ces deux sources sont donnés sur la figure 2.14.

Pour les calibrations en temps du détecteur on utilise une source de cobalt-60 (^{60}Co) qui émet deux γ en coïncidence d'énergie 1332 et 1173 keV. Le spectre des différences de temps d'arrivée des γ dans les blocs scintillateurs permet d'établir le décalage entre les 1940 voies. Cette calibration ne nécessitant pas l'utilisation de la chambre à fils des sources beaucoup plus intenses peuvent être utilisées.

L'étalonnage en énergie d'un détecteur n'a de sens que si le gain des PM reste bien stable entre deux calibrations absolues en énergie. Des tests réguliers de la stabilité du détecteur sont donc d'une importance capitale. Un système de laser est utilisé comme dans NEMO 2 dont le but premier est de vérifier quotidiennement les calibrations relatives en énergie et en temps. Les mesures de linéarité entre 0 et 12 MeV (grâce à des atténuateurs) et la relation entre temps et énergie sont aussi de son ressort. Pour ce

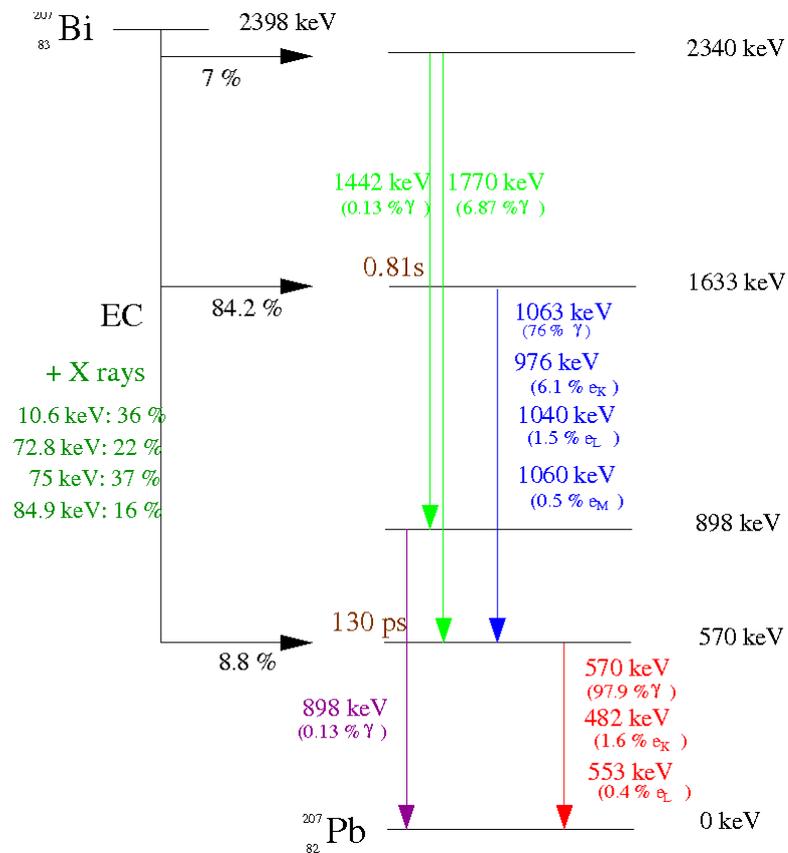


Figure 2.13: Schéma de décroissance simplifié du ^{207}Bi .

2. LES DÉTECTEURS NEMO

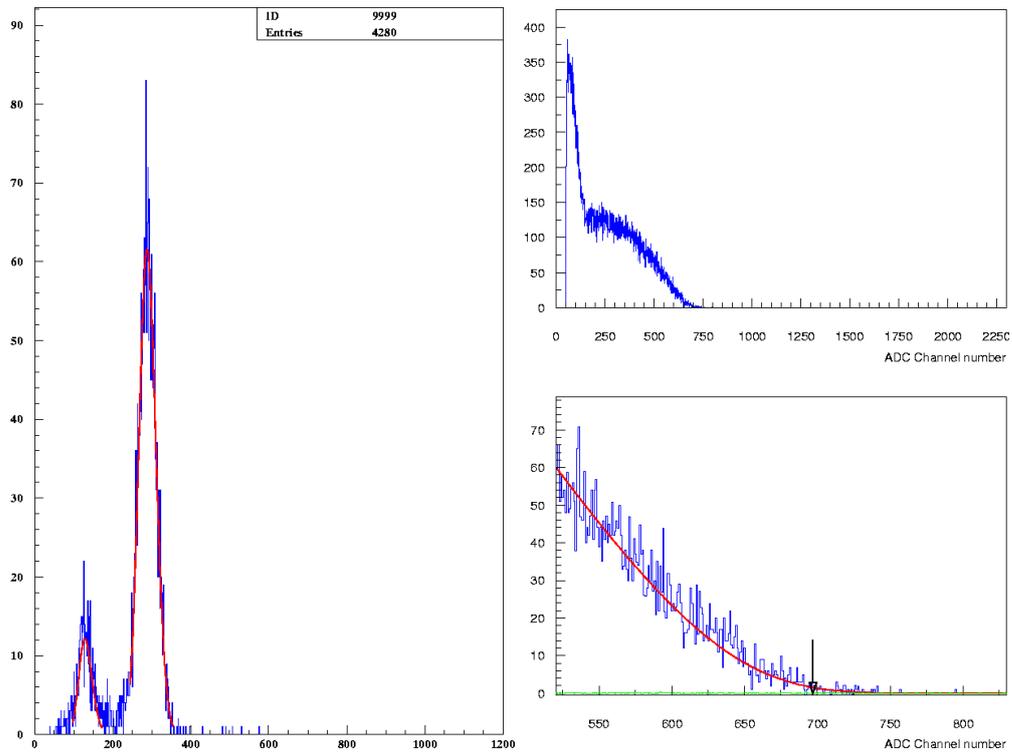


Figure 2.14: Procédure d'ajustement pour obtenir la relation entre charge et énergie, à gauche le spectre du ^{207}Bi , à droite celui du ^{90}Y . Les pics provenant des électrons de conversion de ~ 500 keV et ~ 1 MeV sont ajustés par des gaussiennes rouges pour le spectre du ^{207}Bi . Le bout du spectre d'émission β^- du ^{90}Y à $Q_\beta = 2,2$ MeV est indiqué par une flèche noire.

faire la forme du signal du laser doit être très similaire à celle produite par un véritable électron. De plus la lumière émise par le laser doit être connue précisément (à moins de 1%) et doit rester stable sur toute la durée de la mesure. Pour des raisons de sûreté deux lasers différents sont utilisés pour les surveillances journalières. Ces lasers sont des lasers à di-azote de longueur d'onde 337 ± 15 nm et leur lumière est envoyée sur une boule de scintillateur avant d'arriver dans les guides de lumière de chaque PM *via* une fibre optique. Six compteurs de référence indépendants du calorimètre et équipés de sources ^{207}Bi permettent de contrôler la stabilité de l'intensité des lasers.

Sur une gamme en énergie de 12 MeV la relation entre la charge et l'énergie n'est pas forcément linéaire, dans NEMO 3 on considère qu'elle l'est jusqu'à 4 MeV, là où la plus grande précision est demandée (l'isotope ayant le plus grand $Q_{\beta\beta}$ placé dans le détecteur est le calcium-48 dont $Q_{\beta\beta} = 4,27$ MeV) :

$$E = a \times (C - P) + b \quad (2.3)$$

avec E l'énergie, C la valeur de l'ADC du bloc scintillateur, et P le piédestal. Les constantes a et b sont déterminées en utilisant au moins deux points de mesures des sources radioactives, alors que la relation pour les énergies au-delà de 4 MeV est déterminée avec une prise de donnée d'étalonnage laser "complet".

La résolution en énergie est paramétrisé dans la simulation par :

$$\text{FWHM}^2(E) = d \times E + e \quad (2.4)$$

où la première composante provient des fluctuations statistiques des photons de scintillation et du nombre de photoélectrons à l'anode (elle croît avec la racine carrée de l'énergie), et la seconde composante vient des effets instrumentaux (indépendants de l'énergie).

Pendant les périodes d'étalonnage des *run* lasers sont effectués toutes les 2 h, le dernier servant de référence juste après le *run* de calibration et donnant une énergie de référence fiduciaire pour chaque compteur. Les compteurs ayant un gain corrigé obtenu avec le laser différent de celui obtenu avec les sources de calibration se voient appliqués un facteur de correction par rapport à cette énergie de référence.

La réponse temporelle de deux compteurs détectant deux particules émises en coïncidence dépend non seulement du temps de vol de chacune des particules, mais aussi de nombreux effets que l'on se doit de corriger, comme les légères différences de longueurs de câbles, de temps de transit d'un PM, de la géométrie des scintillateurs et guides de lumière, *etc.*. Comme on l'a déjà vu, on utilise la source de ^{60}Co pour aligner tous les PM en temps, et on sélectionne les PM qui détectent les deux raies γ émisent en coïncidence. Une seule source est utilisée à la fois pour connaître le vertex des γ et calculer

2. LES DÉTECTEURS NEMO

correctement les temps de vol. Dix mesures sont effectués en changeant les position de la source entre chaque prise de donnée.

Les signaux venant des PM sont obtenus avec des discriminateurs qui ne sont pas à fraction constante. De ce fait, il y a une dépendance temps-énergie que l'on peut modéliser ainsi :

$$t(C) = p_1 - \frac{p_2}{p_3\sqrt{C} + p_4} \quad (2.5)$$

où C est toujours la valeur de l'ADC. Tous les paramètres $p_i, i = 1..4$ sont déterminés à l'aide de prise de données laser "complète" où l'énergie équivalente varie de 0 à 12 MeV.

2.4.7 La bobine magnétique et le blindage

Pour atteindre la sensibilité annoncée, le détecteur NEMO 3 ne doit voir aucun événement provenant du bruit de fond externe (c'est à dire moins de 0,1 événement) dans la fenêtre en énergie $[2,8 - 3,2]$ MeV en 5 ans de prise de données. Ce bruit de fond externe correspond à des événements deux électrons créés par interaction d'un rayon γ dans les feuilles sources émis après décroissance radioactive ou capture d'un neutron thermique par un matériau du détecteur.

Les simulations faites avec 20 cm de fer montrent que les événements issus des feuilles sources après interaction d'un photon venant d'une capture neutronique (ce processus sera expliqué plus en détails dans la section 3.1) sont principalement des paires (e^+e^-). L'installation d'un solénoïde générant un champ magnétique de 25 Gauss (qui permet de distinguer les électrons des positrons) et de deux blindages externes réduit donc efficacement le bruit de fond externe (étudié avec le détecteur NEMO 2 et avec des simulations Monte-Carlo pour le détecteur NEMO 3).

La bobine

Outre les événements e^+e^- , très peu de (e^-e^-) sont aussi générés car les paires (e^+e^-) sont créés suite à une seule interaction alors qu'il en faut deux (Compton + Møller ou double Compton) pour produire deux électrons. La détection des γ associés à ces événements par le calorimètre permet déjà d'en rejeter 80%. Le champ magnétique a été optimisé pour garder une bonne efficacité de détection des électrons (plus le champ magnétique augmente, plus les particules chargées vont être courbées et revenir vers la feuille source au lieu d'interagir dans un scintillateur), et une possibilité de distinguer la charge des particules suffisante (plus le champ magnétique est petit, moins les électrons se distinguent des positrons). La valeur choisie de 25 Gauss permet de rejeter 95% des paires (e^+e^-).

La bobine encerclant le détecteur est faite de dix sections, et représente 203 anneaux de cuivre. Ces anneaux ont une section de $10 \times 10 \text{ mm}^2$ et l'espace libre entre chaque tour est de 3 mm pour assurer l'isolation. Des plaques de 10 mm d'épaisseur de fer ainsi que les pétales du blindage en fer de NEMO 3 sont utilisés comme retour de champ. La bobine finie est un cylindre mesurant 5,32 m de diamètre pour 2,713 m de hauteur, ayant une masse d'environ 5 tonnes (dont 3,1 tonnes de cuivre ultra-pur).

Le courant électrique nécessaire pour générer les 25 Gauss est de 29 A (ce qui correspond à une tension de 18,9 V) avec la résistivité des anneaux en cuivre de $1,6 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ ce qui nous donne une résistance totale de $0,6 \Omega$ pour la bobine entière, et cette valeur n'augmente que faiblement lorsque l'on prend en compte les 2030 connexions entre sections. Des ventilateurs placés dans chaque section du blindage en fer (de débit $1 \text{ m}^3/\text{s}$) suffisent à refroidir la bobine et les PM.

Le blindage

Le blindage en fer est lui aussi fait de dix sections (pour un total de 165 t) avec deux bouchons (de 6 t chacun). Le bouchon inférieur est fixe alors que le bouchon supérieur peut être retiré. Ce blindage a une épaisseur moyenne de 19 cm. Le fer a été choisi pour sa radiopureté et sa densité pour réduire le flux de γ et de neutrons thermiques.

Les 5% d'événements (e^+e^-) non rejetés par la présence d'un champ magnétique ainsi que les (e^-e^-) venant des raies γ issues des captures de neutrons thermiques ne peuvent être supprimés que par la réduction du flux de neutron à l'intérieur du détecteur. Le blindage neutron de NEMO 3 est optimisé pour arrêter les neutrons rapides de quelques MeV, les neutrons thermiques (dont l'énergie est de $\sim 0,025 \text{ eV}$), et les épi-thermiques (de 1 eV à 10 keV). Ce blindage neutron est fait de trois parties : sous et sur la tour centrale on trouve 20 cm de paraffine, sur les côtés autour du détecteur ce sont dix grandes cuves contenant de l'eau borée de 35 cm d'épaisseur, et pour fermer le tout, à l'extérieur des pétales haut et bas, des planches de bois de 28 cm d'épaisseur.

2.4.8 Le dispositif anti-radon

Comme on l'a déjà dit, un excès de radon a été détecté lors du début du fonctionnement de NEMO 3 malgré toutes les précautions qui avaient été prises quant à l'étanchéité du détecteur. L'origine de ce radon était la diffusion en faible fraction du radon de l'air du laboratoire dans le détecteur. Pour pallier à ce défaut, un système "anti-radon" a été installé fin 2004. On rappelle qu'il se compose d'une tente hermétique à l'air et d'un système de piégeage de radon, l'objectif étant de créer un volume tampon

2. LES DÉTECTEURS NEMO

entre le détecteur et le laboratoire dans lequel l'activité en radon est plus faible (environ un facteur 100) que celle du laboratoire. Ce système repose sur le même principe que celui utilisé par Super-Kamiokande. On peut voir l'effet de ce dispositif sur l'activité mesurée dans la chambre à fils sur la figure 2.15

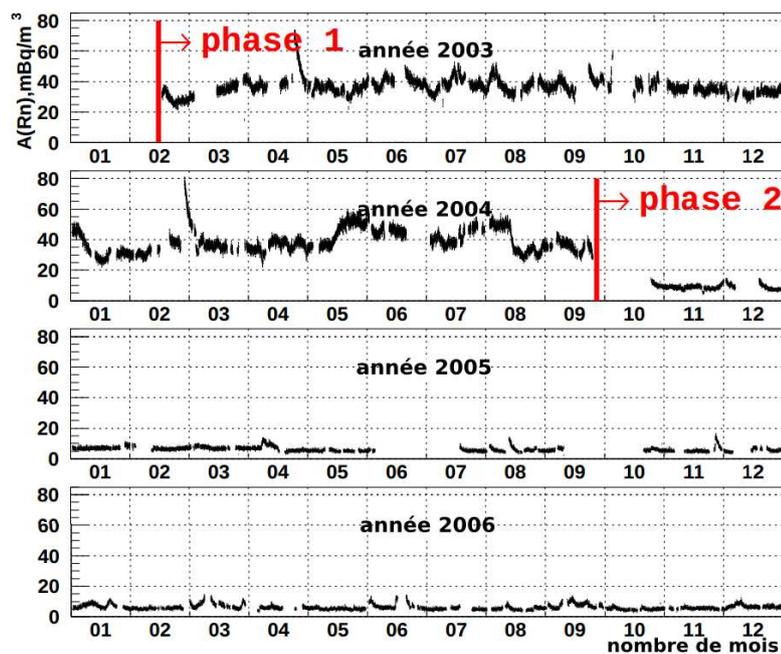


Figure 2.15: Activité du radon mesurée dans la chambre à fils grâce à la cascade $\beta^- \alpha$ du ^{214}Bi vers le ^{214}Po puis vers le ^{214}Pb . On voit la réduction d'un facteur environ 7 entre la phase 1 et la phase 2.

La tente englobe intégralement le détecteur et seul l'air provenant de l'usine anti-radon y est injecté. La tente est faite d'une structure en acier en dix facettes, fermée par deux couches de polyéthylène de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour les côtés. Le toit est fait de plaques de fer avec huit tuyaux de sorties contenant des filtres et du charbon actif pour éviter les retours d'air.

Le principe de piégeage par charbon du radon est le même que pour d'autres atomes. Les atomes de radon sont piégés dans les sites du charbon actif, ce qui ralentit leurs traversées. De plus, une faible température augmente le temps de piégeage. Ainsi, si le temps de piégeage est plus long que la durée de vie radioactive du radon, l'air en sortie est appauvri en radon. Beaucoup de paramètres sont en jeu et dans notre cas seule la température du charbon est maîtrisée. Pour choisir le charbon le plus efficace un banc d'essai a été construit, mesurant le facteur de piégeage de chaque échantillon. Le charbon finalement choisi est opéré à -50°C (avec une variation autorisée de $\pm 5^\circ\text{C}$).

Après que tout le dispositif ait été installé avec une tonne de charbon et un flux de 150 m³/h, l'air en sortie a été mesuré à une activité autour de 10 mBq/m³ pour une entrée à 15 Bq/m³ d'activité.

2.5 SuperNEMO

Le conception du détecteur SuperNEMO s'appuie sur l'expérience gagnée avec le détecteur NEMO 3 ; il consiste en l'augmentation de la masse d'isotope et l'amélioration de la technique "tracko-calor". SuperNEMO est composé lui aussi d'un détecteur de traces et d'un calorimètre placés autour de fines feuilles émettrices double β . Le but est cette fois-ci de pouvoir étudier 100 kg de source double β pour atteindre une sensibilité de l'ordre de 10²⁶ ans sur la demi-vie du processus de double désintégration β sans émission de neutrino.

La géométrie choisie est plane (comme on peut le voir sur la figure 2.16), contrairement à la forme cylindrique, pour faciliter l'intégration de vingt modules identiques (chacun contenant 5 kg de source). La chambre à fils d'un seul module est constituée d'approximativement 2000 cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger, elles sont arrangées de sorte à former neuf rangs parallèles de chaque côté des feuilles sources. Environ 700 blocs de scintillateurs plastiques couplés à des PM basse radioactivité forment le calorimètre. Leurs profondeurs ont été augmentées par rapport à NEMO 3 (environ 15 cm maintenant) ce qui augmente l'efficacité de détection des γ , et réduit donc le bruit de fond venant du ²⁰⁸Tl par exemple. Les deux grands plans latéraux sont dédiés à la mesure précise des énergies des électrons, tandis que les parties haute, basse, et latérales restantes sont consacrées au veto γ , permettant une couverture de presque 4π pour détecter les rayons γ . Ceci est possible grâce à un système où les cellules de dérive sont tenues par une structure se plaçant autour de la face d'entrée des scintillateurs des parties haute et basse (il n'y a plus de trou comme c'était le cas dans NEMO 3). La résolution en énergie des parties latérales est meilleure pour pouvoir mesurer aussi l'énergie des électrons.

Le choix de l'isotope étudié par SuperNEMO est fait dans le but de maximiser le signal venant de la double désintégration β sans émission de neutrino par rapport aux bruits de fond générés par la double β avec émission de neutrinos et autres décroissances imitant ce processus. Les aspects importants à prendre en compte sont donc essentiellement une longue demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos et une grande énergie de transition. Ces critères, comme on peut le voir dans le tableau 2.1, réduisent le choix aux ¹⁵⁰Nd, ⁴⁸Ca, ⁹⁶Zr, et ⁸²Se. C'est actuellement le ⁸²Se qui est retenu pour SuperNEMO car en plus son enrichissement est possible à grande échelle.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

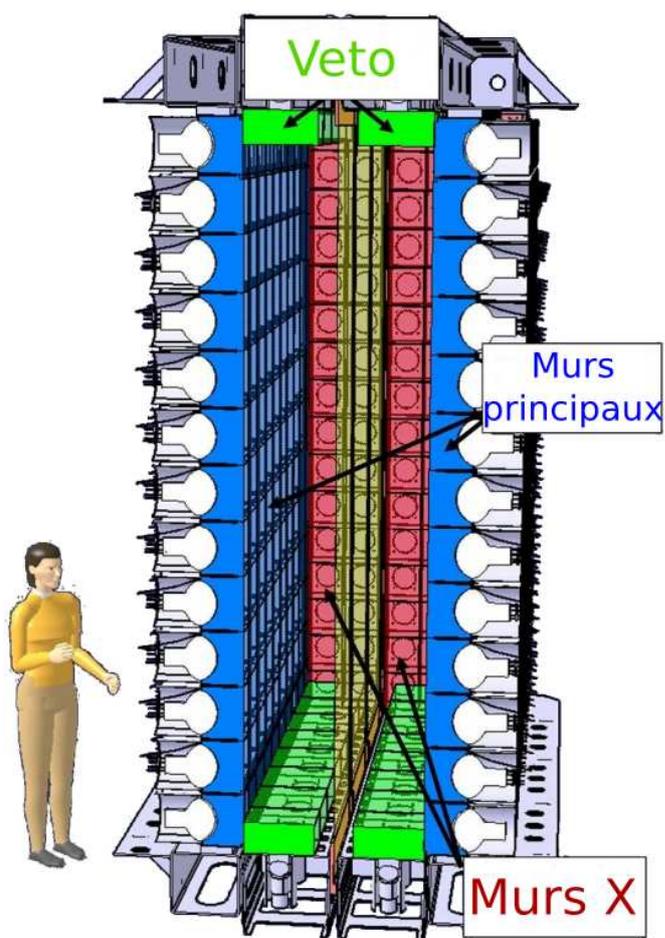


Figure 2.16: Vue détaillée du calorimètre d'un module de SuperNEMO.

Pour ce qui est du ^{150}Nd et du ^{48}Ca , des études concernant l'enrichissement par multi-ionisation sont en cours, et il est toujours envisagé de les utiliser dans une deuxième étape de SuperNEMO.

Trois axes ont été particulièrement étudiés pour l'amélioration des performances de l'expérience SuperNEMO (tableau 2.2) :

- résolution en énergie ;
- radiopureté des feuilles sources ;
- et radiopureté en radon du gaz dans le détecteur de trace.

	NEMO 3	SuperNEMO
Masse	7 kg	100 kg
Isotope	^{100}Mo	^{82}Se (^{150}Nd , ^{48}Ca)
Demi-vie $2\beta 2\nu$	$7,1 \cdot 10^{18}$ ans	$9,6 \cdot 10^{19}$ ans
Résolution en énergie du calorimètre		
FWHM à 1 MeV	15 %	8 %
FWHM à 3 MeV	8 %	4 %
Contamination des sources		
$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl})$	$\sim 100 \mu\text{Bq/kg}$	$< 2 \mu\text{Bq/kg}$
$\mathcal{A}(^{214}\text{Bi})$	$< 300 \mu\text{Bq/kg}$	$< 10 \mu\text{Bq/kg}$
Radon (^{222}Rn)	$\sim 5,0 \text{ mBq/m}^3$	$\lesssim 0,1 \text{ mBq/m}^3$
Sensibilité (90% CL) en		
5 ans de prise de données	$T_{1/2}^{0\nu} > 10^{24}$ ans	$T_{1/2}^{0\nu} > 10^{26}$ ans

Table 2.2: Tableau comparant les performances des expériences NEMO 3 et SuperNEMO.

2.5.1 Résolution en énergie

En améliorant la résolution en énergie, le nombre d'événements de bruit de fond provenant de la double désintégration avec émission de neutrinos est réduit dans la fenêtre en énergie où le signal de désintégration sans émission de neutrino est attendu.

Le niveau que s'est fixé la collaboration est FWHM = 8% à 1 MeV (si la résolution est meilleure on est tout de même limité par la perte en énergie des électrons dans les feuilles sources), et tout un programme de recherche et développement a été lancé pour y satisfaire. Seuls les scintillateurs organiques ont été étudiés, car ils limitent le nombre d'électrons rétrodiffusés et sont très radiopurs.

Voici la liste des modifications qui ont permis d'obtenir la résolution voulue :

- l'efficacité quantique des PM a été améliorée ;

2. LES DÉTECTEURS NEMO

- la surface des photocathodes des PM a été augmentée en passant à des PM 8 pouces ;
- la géométrie des blocs scintillateurs a été optimisée pour une meilleure collection de lumière ;
- les PM sont maintenant directement couplés aux scintillateurs, sans passer par une nouvelle interface, dans le but de diminuer les pertes de lumière
- l'épaisseur des feuilles sources est diminuée ;
- le nombre de fils dans la chambre à fils est lui aussi réduit.

Les photomultiplicateurs

Les PM prévus pour le détecteur SuperNEMO ont une efficacité quantique autour de 35 – 45% à 420 nm. Cette performance a pu être atteinte grâce au développement technologique des PM de plus petites tailles.

Les blocs scintillateurs

La forme retenue après de nombreuses simulations et des tests sur banc est la forme cubique plutôt que la forme hexagonale (et ce pour des raisons mécaniques principalement). La collection de lumière a été améliorée en enveloppant le bloc dans du Téflon sur les côtés et 6 μm de Mylar aluminisé sur la face d'entrée. Le polystyrène et le polytoluène de vinyle (PVT) ont tous deux été étudiés pour la composition du scintillateur ; le PVT s'est révélé avoir la meilleure résolution en énergie (car le rendement lumineux y est meilleur) bien qu'ayant un prix de production plus important.

2.5.2 Radiopureté des feuilles sources

Pour les feuilles de sélénium le niveau de radiopureté requis est de 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi pour obtenir une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie du processus de désintégration $2\beta 0\nu$. Le sélénium enrichi doit être purifié, mis sous forme de feuilles, puis la radiopureté de ces feuilles doit être mesurée. Cependant la sensibilité optimale des détecteurs germanium en ^{208}Tl est d'environ 50 $\mu\text{Bq/kg}$. La collaboration SuperNEMO a donc décidé de développer un détecteur BiPo, dédié à la mesure des feuilles sources à très bas niveau de contamination en ^{208}Tl et ^{214}Bi . Ce détecteur sera présenté dans la section 2.5.5.

Purification

Deux méthodes sont étudiées pour la purification du sélénium : chimique ou distillation. Le principe de la purification chimique est de retirer les isotopes à longue durée

de vie des chaînes de radioactivité naturelle de l' ^{238}U et du ^{232}Th en remplaçant le radium par du baryum. Ce procédé profite d'une brisure de l'équilibre dans les chaînes de l'uranium et du thorium, qui peuvent être transformées en états sans équilibre où seuls des noyaux fils à courte durée de vie sont produits. Cette méthode a déjà été utilisée pour les sources de NEMO 3. Son point critique est que tous les produits chimiques utilisés doivent être radiopurs (l'eau et l'acide doivent être distillés par exemple).

Un autre procédé radiochimique est en phase de recherche et développement et consiste en l'utilisation d'une résine qui retient les radio-impuretés. Cette méthode est très efficace.

Concernant la distillation, l'aspect important est que les points de fusion et d'ébullition varient d'un matériau à l'autre. 2 kg de sélénium naturel ont déjà été distillés mais leurs radiopuretés n'ont pas encore été mesurées.

Production des feuilles

Le sélénium doit être réduit en poudre de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre, cette poudre est alors mélangée à un liant organique et à de l'eau ultrapure. Le liant doit représenter le moins de masse possible pour diminuer les pertes en énergies des électrons dans les feuilles, dans notre cas il faut environ 10% de la masse finale en liant. Cette pâte est ensuite déposée uniformément entre deux feuilles de Mylar de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur percées de micro-trous. Les trous permettent à la pâte de mieux s'accrocher au Mylar et facilitent l'évaporation de l'eau lors de la phase de séchage de la feuille source.

Afin de satisfaire aux niveaux de radiopuretés requis le perçage du Mylar doit être fait avec une attention particulière. Une technique utilisant un laser est actuellement élaborée (pour éviter les risques de radiocontamination) et a déjà porté ses fruits en créant des trous de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre dans une feuille de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. C'est une alternative à la méthode utilisée pour la production des feuilles de NEMO 3, qui consistait à créer les trous en irradiant la feuille avec un faisceau radioactif au JINR Dubna.

2.5.3 Le radon dans le détecteur de trace

Les deux principales raisons de la présence de radon dans le gaz de la chambre à fils dans le détecteur NEMO 3 ont été identifiées, ce sont : l'émanation des matériaux internes au détecteur de trace, la mauvaise imperméabilité des joints fermant la chambre et donc la diffusion du radon venant des PM ou du laboratoire.

La stratégie pour éviter les mêmes problèmes dans SuperNEMO est la suivante :

2. LES DÉTECTEURS NEMO

- La chambre à fils est isolée du reste du détecteur grâce à un film fin étanche au radon. Ce film doit être fin pour limiter la perte en énergie des électrons qui le traverse, et donc diminuer sa contribution à la résolution en énergie du détecteur. Une réduction d'un facteur 31000 sur le taux de radon a été mesurée pour une feuille de 30 μm d'EVOH (éthylène alcool vinylique) sur un banc de mesure développé au sein de la collaboration. Des feuilles plus fines d'EVOH ont été testées mais elles présentaient des craquelures. Le nylon est un autre matériau à l'étude (comme utilisé dans KamLAND-Zen par exemple).
- Tous les matériaux placés à l'intérieur du détecteur de traces doivent être radiopurs. Après l'assemblage de la chambre à fils, une mesure d'émanation sera effectuée afin de vérifier que les procédés mécaniques utilisés n'ont pas induit de nouvelle contamination. Une ligne de concentration similaire à celle de l'expérience Borexino a été construite, capable de mesurer l'émanation équivalente à un niveau de 0,2 mBq/m³ dans le gaz de la chambre à fils. Le principe est de concentrer l'émanation de radon de la chambre dans un piège de charbon actif, puis de mesurer l'activité de ce piège.
- De l'air sans radon sera injecté à proximité des verres de PM pour éviter une trop grande concentration de radon près des PM. De plus, le détecteur (chambre à fils et calorimètre) sera enfermé dans une structure imperméable au radon (comme pour NEMO 3) dans laquelle de l'air sans radon sera balayé.
- Le gaz de la chambre à fils doit aussi être purifié : l'hélium peut être purifié par la technique habituelle de piégeage par charbon actif, mais l'alcool et l'argon ne le peuvent pas car ils peuvent être eux aussi piégés, saturant alors le charbon et le rendant inutile. Des études sont en cours pour trouver un procédé qui piègerait le radon mais pas l'alcool ni l'argon.

2.5.4 Module démonstrateur

Le premier module de SuperNEMO appelé démonstrateur sera installé au LSM. Ses buts principaux sont :

- la démonstration de la possibilité d'avoir une production à grande échelle avec les performances requises (résolution du calorimètre, efficacité du détecteur de traces) ;
- la purification et mesure des feuilles sources ;
- la mesure et la validation du bruit de fond provenant du radon ;
- la finalisation des choix technologiques.

La taille et la conception du démonstrateur correspondent à celles prévues pour les modules finaux de SuperNEMO. La seule différence réside dans l'épaisseur des feuilles

sources, le démonstrateur contiendra 7 kg de source alors que les autres modules en auront 5 kg. Cette augmentation de masse est possible car elle compense la perte en performances due à la dégradation de la résolution en énergie qui en résulte.

Le démonstrateur a également un objectif physique : sa sensibilité doit permettre d'exclure à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}) > 6,6 \times 10^{24} \text{ ans en 2,5 ans} \quad (2.6)$$

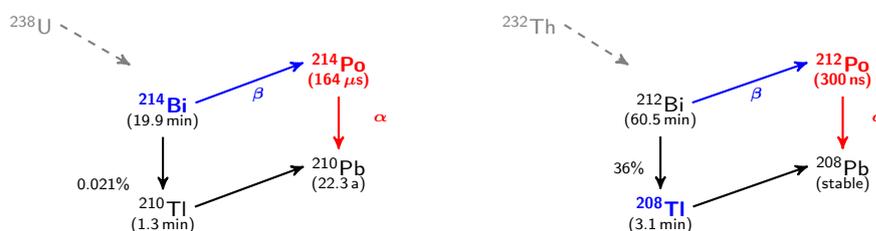
équivalent à celle de la phase 1 de l'expérience GERDA (en supposant que les éléments de matrice nucléaire sont identiques).

La construction du détecteur de traces ainsi que les parties du calorimètre dédiées à la détection des γ est en cours au Royaume Uni. Le reste du calorimètre (les deux murs principaux) est lui sous la responsabilité de la partie française de la collaboration et la construction a commencé cette année (2013). 5 kg de sélénium enrichi sont déjà disponibles et les premières mesures du détecteur BiPo devraient commencer très prochainement.

2.5.5 BiPo

Afin de mesurer les feuilles sources qui seront placées dans le détecteur SuperNEMO avec une sensibilité de $2 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl et $10 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi , un détecteur dédié a été conçu par la collaboration. Le principe de ce nouveau type de détecteur repose sur l'identification du ^{208}Tl et du ^{214}Bi par l'observation du processus nommé "BiPo".

Dans les chaînes de désintégration naturelles de l'uranium-238 et du thoron-232, les processus BiPo sont des cascades de désintégrations β et α retardé. Dans la chaîne de l'uranium le bismuth-214 est émetteur β et décroît vers le polonium-214 lui-même émetteur α avec une demi-vie de $164 \mu\text{s}$. Dans la chaîne du thoron on trouve le bismuth-212 émetteur β dont le noyau fils, le polonium-212, émetteur α , a une demi-vie de 300 ns. On peut voir ces caractéristiques ainsi que les rapports d'embranchement sur les schémas suivants :



De plus, lors de l'analyse des données de NEMO 3, des "points chauds" de contamination ont été identifiés sur les feuilles source. Ce genre d'analyse ne peut par contre pas être effectuée avec une simple spectroscopie γ .

2. LES DÉTECTEURS NEMO

Le choix de la technique expérimentale a été influencé par l'expérience acquise avec le détecteur NEMO 3. Les particules α et β sont détectées à l'aide de scintillateurs plastiques placés en face à face de chaque côté de la feuille source à mesurer (comme on le voit sur la figure 2.17). Ces scintillateurs sont couplés à des PM basse radioactivité *via* un guide de lumière en PMMA (polyméthacrylate de méthyle).

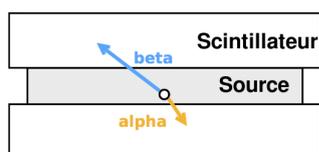


Figure 2.17: Schéma du principe de détection des cascades BiPo, les électrons et les particules α sont détectés en dos à dos.

Le détecteur final BiPo 3 est installé au Laboratoire Souterrain de Canfranc (LSC) en Espagne. Il est composé de deux modules identiques, chacun étant constitué de 40 blocs scintillateurs + PM 5 pouces basse radioactivité (chaque module optique couvre $30 \times 30 \text{ cm}^2$ de surface) comme on peut le voir sur la figure 2.18. Ainsi segmenté, BiPo 3 permet l'identification d'éventuels points chauds sur les feuilles source.

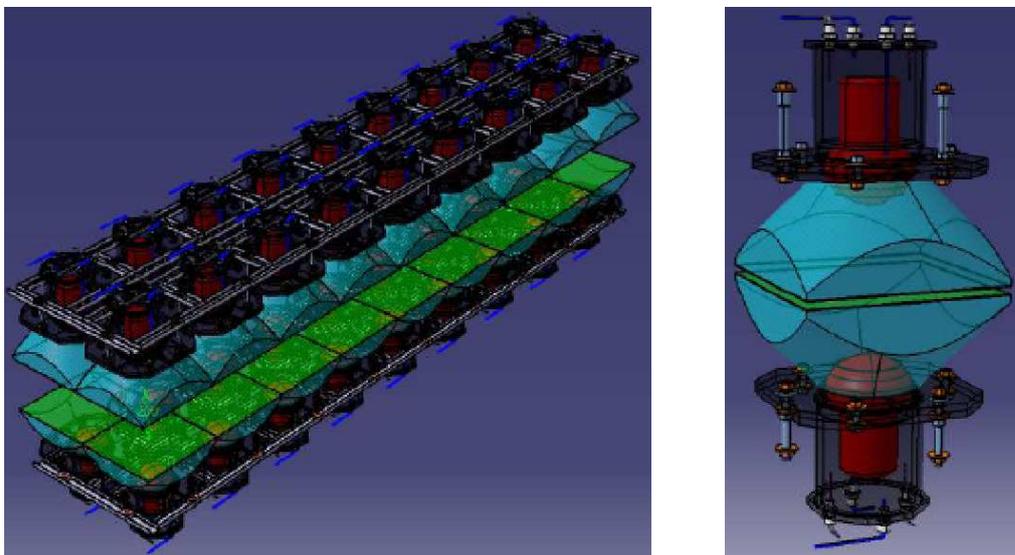


Figure 2.18: À droite : vue détaillée de deux modules optiques de BiPo 3 placés en face à face. À gauche : configuration des modules optiques dans un module de BiPo 3.

L'installation des deux modules s'est déroulée au printemps et à l'automne 2012 (photo 2.19) et le détecteur a fini la phase de mesure de bruit de fond et a entamé les

mesures des premiers échantillon de film servant à la production des feuilles composites.



Figure 2.19: Montage et installation de BiPo 3 au Laboratoire Souterrain de Canfranc ; à gauche les modules optique de la partie basse d'un module sont en phase d'alignement en salle propre ; à droite le module fermé dans la cuve en fer avec le blindage de plomb.

Les premiers résultats consistent en la mesure du bruit de fond dans le premier module (sans feuille source installée) :

$$A(^{208}\text{Tl}) \sim 0,16 \mu\text{Bq}/\text{m}^2 \quad (2.7)$$

$$A(^{214}\text{Bi}) \sim 1,28 \mu\text{Bq}/\text{m}^2 \quad (2.8)$$

Avec ces bruits de fond, on obtient les courbes de sensibilité représentées en figure 2.20 pour des sources de sélénium-82 de $40 \text{ mg}/\text{cm}^2$ (densité prévue pour le détecteur complet SuperNEMO). Le bruit de fond est suffisamment bas pour atteindre la sensibilité attendue en quelques mois.

2. LES DÉTECTEURS NEMO

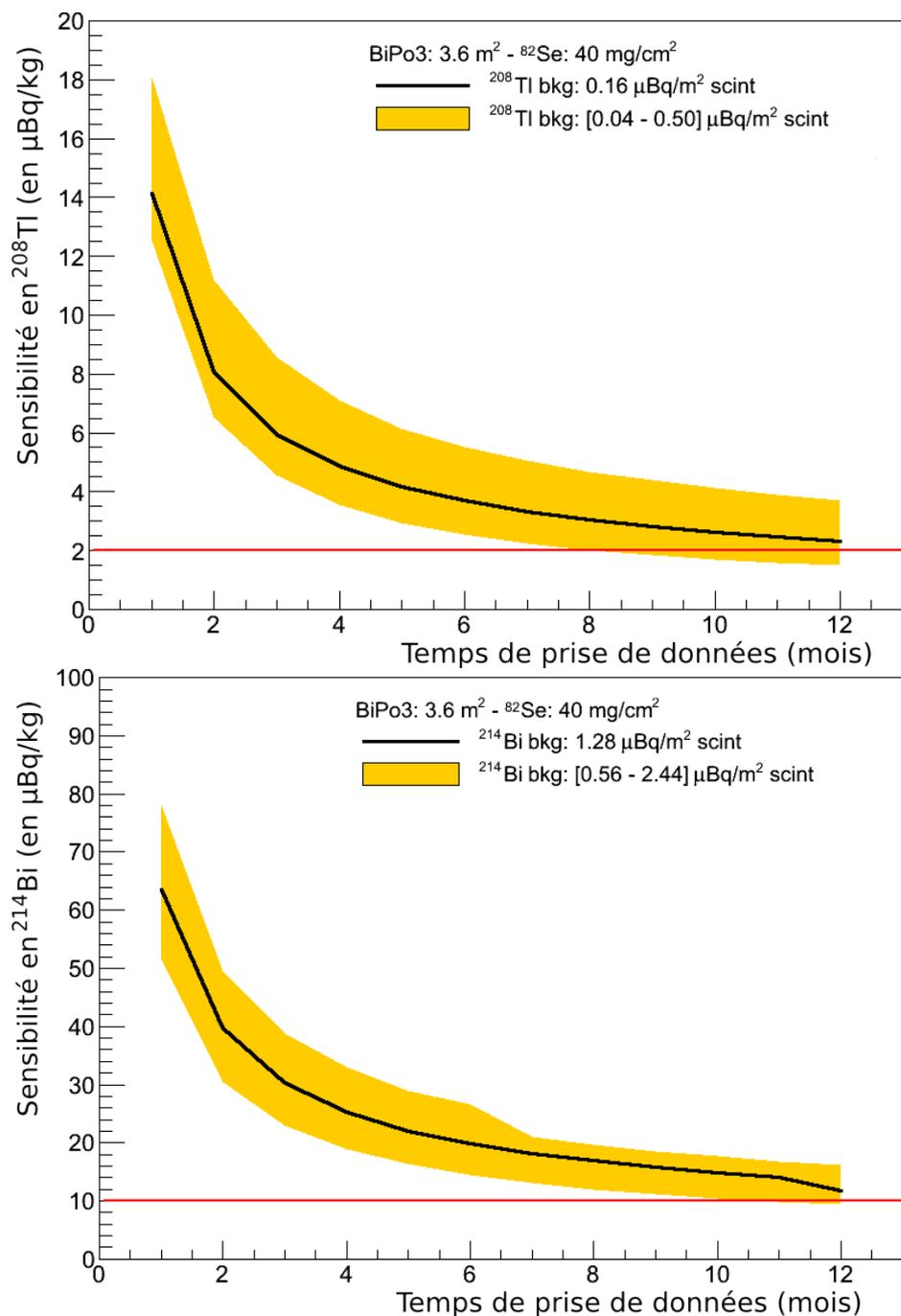


Figure 2.20: Courbes de sensibilité en ²⁰⁸Tl (en haut) et ²¹⁴Bi (en bas) du détecteur BiPo 3 complet pour une densité de la feuille source de 40 mg/cm². En noir et jaune la sensibilité à 90% CL, en rouge la sensibilité visée.

Chapitre 3

Le blindage contre les neutrons pour le module démonstrateur de SuperNEMO

Afin d'atteindre la sensibilité désirée pour le module démonstrateur, on ne doit observer aucun événement venant du bruit de fond extérieur dans le canal deux électrons dans la fenêtre en énergie où le signal provenant de la double désintégration β sans émission de neutrino est attendu (typiquement $[2, 7 - 3, 2]$ MeV pour le sélénium-82 qui sera utilisé dans SuperNEMO) en cinq ans de prise de données. Pour ce faire, des études concernant l'amélioration du blindage de NEMO 3 (composé de 30 cm d'eau borée à l'extérieur et de 19 cm de fer à l'intérieur comme vu en section 2.4.7) ont débuté.

L'étude du bruit de fond provenant des neutrons dans le détecteur NEMO 3 est d'abord nécessaire pour pouvoir optimiser efficacement le blindage pour SuperNEMO. Dans un second temps le choix du meilleur blindage pour le démonstrateur sera fait, permettant enfin de pouvoir estimer le nombre d'événements de bruit de fond attendus provenant des neutrons pour ce module.

3.1 Bruit de fond neutron

Les neutrons sont des particules neutres présentes dans les noyaux des atomes. De ce fait ils en sont souvent éjectés lorsque des processus comme la fission spontanée se déroulent, et un flux de neutrons est donc toujours naturellement présent autour de nous. Leurs interactions dans les différents matériaux du détecteur génèrent des photons à haute énergie qui iront interagir dans la feuille source et mimer des événements à deux électrons *via* les processus décrits sur le schéma 3.1.

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

Si on prend l'exemple de la figure 3.2, un neutron du laboratoire arrive dans l'eau et s'y thermalise, il est capturé dans le fer qui émet des photons d'énergie pouvant aller jusqu'à 10 MeV, et ces photons peuvent alors interagir dans la feuille source sans être préalablement détecté par un scintillateur.

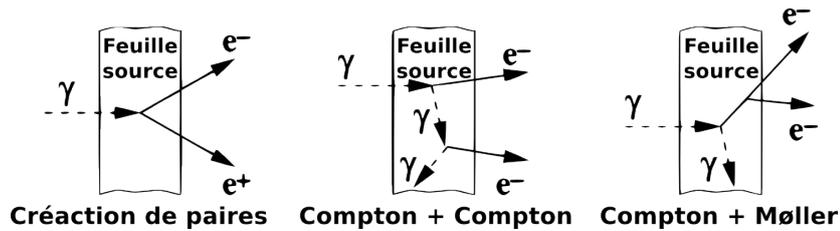


Figure 3.1: Production de bruit de fond d'origine externe dans la feuille source.

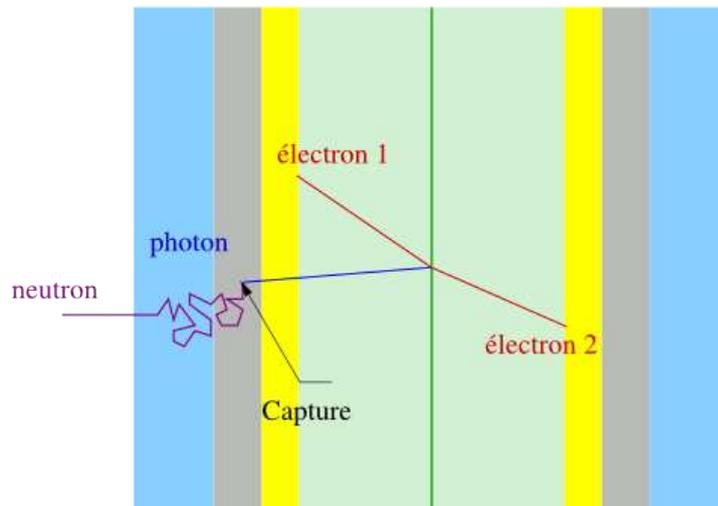


Figure 3.2: Schéma de création d'un événement à deux électrons à partir d'un neutron externe. En bleu et gris les blindages d'eau et de fer respectivement, en jaune les scintillateurs, en vert clair le détecteur de trace, et enfin en vert foncé la feuille source.

3.1.1 Production des neutrons

Les processus de création naturelle des neutrons sont majoritairement la fission spontanée d'éléments lourds et les réactions (α, n) sur des éléments plus légers. Seuls les matériaux présents en grande quantité et étant relativement radioactifs génèrent un flux de neutrons quantifiable. Dans le cas des détecteurs NEMO 3 et SuperNEMO on se limitera donc à l'étude des photomultiplicateurs (PM) (dont le verre et les éléments

qui le composent sont connus pour être radioactifs) et du blindage en fer (dont la masse est de l'ordre de la centaine de tonnes). De plus, les roches du laboratoire qui entourent le détecteur génèrent un volume très important où encore une fois la radioactivité naturelle produit un flux de neutrons. On distingue donc les neutrons d'origine externe (roches du laboratoire) et interne (matériaux du détecteur).

Production par fission spontanée

Les noyaux lourds présents dans les chaînes de radioactivité naturelle capables de se désintégrer par fission spontanée sont l'uranium-238 (^{238}U), le thorium-232 (^{232}Th), et l'uranium-235 (^{235}U). On peut calculer le taux de neutrons produits pour un isotope donné i :

$$T_i = A_i \cdot \alpha_i^{fs} \cdot \bar{n}_i^{fs} \cdot M \quad (3.1)$$

avec T_i le nombre de neutrons créés (par seconde), A_i l'activité massique de l'isotope dans le matériau (en Bq/kg), α_i^{fs} le rapport d'embranchement vers la fission spontanée, \bar{n}_i^{fs} le nombre moyen de neutrons produits par fission, et M la masse totale du matériau (en kg).

Les rapports d'embranchement vers la fission spontanée ont été mesurés à $5,4 \times 10^{-7}$ pour l'uranium-238, $\sim 10^{-11}$ pour le thorium-232, et 2×10^{-9} pour l'uranium-235.

Les mesures d'activité des PM utilisés dans NEMO 3, de ceux qui seront utilisés dans SuperNEMO, et du fer utilisé pour le blindage sont regroupées dans le tableau 3.1.

À la vue de ces activités et des rapports d'embranchement de fission spontanée, on peut conclure que c'est la fission spontanée de l'uranium-238 qui domine les processus de création de neutrons par fission spontanée. Le nombre moyen de neutrons produits par fission est de $\bar{n}_i^{fs} = 2,07$ pour cet isotope, ce qui nous donne le nombre de neutrons produits par an par fission spontanée pour 1 Bq d'uranium-238 :

$$n^{fs} = N_{s/an} \times 5,4 \times 10^{-7} \times 2,07 = 35,3 \quad (3.2)$$

avec $N_{s/an}$ le nombre de seconde par an.

Les calculs de production totale de neutrons par fission spontanée pour les éléments de SuperNEMO seront fait par la suite.

Production par réaction (α, n)

Les décroissances α des noyaux présents dans les chaînes de radioactivité naturelle sont à l'origine de la production de neutrons rapides (d'énergie supérieure à 1 MeV) par réaction (α, n). Le taux de neutron produit dépend du nombre de désintégration,

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

	^{238}U (Bq/kg)	^{232}Th (Bq/kg)	^{235}U (Bq/kg)
PM (5") NEMO 3			
Verre (0,2326 kg)	0,86	0,083	-
Culot (0,0418 kg)	0,8	0,33	-
Métal (0,086 kg)	< 0,02	0,042	-
Céramique (0,0244 kg)	0,4	0,19	-
PM SuperNEMO			
Verre (0,8 kg)	0,12	0,06	-
Métal (0,12 kg)	< 0,0006	$0,0007 \pm 0,0002$	< 0,0004
Céramique (0,025 kg)	$1,23 \pm 0,28$	$0,33 \pm 0,03$	$0,32 \pm 0,01$
Isolant (0,001 kg)	$0,7 \pm 0,006$	$2 \pm 0,2$	< 0,34
Blindage			
Fer	< 0,0022	< 0,0046	< 0,0008

Table 3.1: Tableau rassemblant les activités mesurées à l'aide de détecteurs germanium des composants de PM pour de NEMO 3 et SuperNEMO, et du fer utilisé pour le blindage. Les masses indiquées correspondent à un seul PM, dans NEMO 3 900 PM 5" étaient utilisés (en plus des 1040 PM 3").

des sections efficaces (α, n), de l'énergie des particules α et des pertes en énergie dans le milieu. Pour un milieu ne contenant que l'élément i ce taux est :

$$T_i(E_\alpha) = \int_{E_\alpha}^0 \frac{n_i \sigma_i dE}{(dE/dx)_i} \quad (3.3)$$

avec σ_i la section efficace de la réaction (α, n) (pour une énergie donnée), n_i le nombre de noyau i par unité de volume, E_α l'énergie de la particule α , et $(dE/dx)_i$ la perte d'énergie par unité de longueur dans l'élément i en fonction de l'énergie.

Pour un milieu composé de plusieurs éléments cette formule devient :

$$T_{mat}(E_\alpha) = \sum_i \int_{E_\alpha}^0 \frac{n_i \sigma_i dE}{(dE/dx)_{mat}} = \sum_i \int_{E_\alpha}^0 \frac{(dE/dx)_i}{(dE/dx)_{mat}} \frac{n_i \sigma_i dE}{(dE/dx)_i} \quad (3.4)$$

En considérant que la perte d'énergie par unité de longueur de l'isotope sur celle du matériau est indépendante de l'énergie (les variations sont inférieures à 5% si l'énergie de la particule α est supérieure à 3 MeV [53]) on obtient :

$$T_{mat}(E_\alpha) = \sum_i \frac{(dE/dx)_i}{(dE/dx)_{mat}} T_i(E_\alpha) = \sum_i \left(\frac{C_i (dE/dx)_i}{\sum_j C_j (dE/dx)_j} \right)_{E=E_\alpha} T_i(E_\alpha) \quad (3.5)$$

où C_i est la concentration massique de chaque isotope i dans le matériau. Pour pouvoir calculer ce taux il faut connaître les concentrations des différents éléments dans le

3.1 Bruit de fond neutron

matériau considéré, leurs pertes d'énergie par unité de longueur et le taux T_i que l'on vient de définir à l'énergie correspondante à celle des particules α émises.

Les tableaux 3.2 regroupent les énergies des particules α émises par les isotopes présents dans les chaînes de radioactivité naturelle de l'uranium-238, du thorium-232, et de l'uranium-235. Le taux de production de neutron est très faible pour des particules α incidentes d'énergie inférieure à 6 MeV [53], ce qui laisse onze isotopes (en gras) dans les tableaux 3.2.

Isotope	E_α (en MeV)	Isotope	E_α (en MeV)	Isotope	E_α (en MeV)
^{238}U	4,27	^{232}Th	4,08	^{235}U	4,68
^{234}U	4,86	^{228}Th	5,52	^{231}Pa	5,15
^{230}Th	4,77	^{224}Ra	5,79	^{227}Th	6,15
^{226}Ra	4,87	^{220}Rn	6,40	^{223}Ra	5,98
^{222}Rn	5,59	^{216}Po	6,91	^{219}Rn	6,95
^{218}Po	6,11	^{212}Bi	6,21	^{215}Po	7,53
^{214}Bi	5,62	^{212}Po	8,95	^{211}Bi	6,75
^{214}Po	7,83				
^{210}Bi	5,04				
^{210}Po	5,41				

Table 3.2: Énergie totale des particules α émises par les isotopes des chaînes de radioactivité naturelle de l'uranium-238, du thorium-232, et de l'uranium-235. En gras les énergies supérieures à 6 MeV.

On peut maintenant détailler les taux de production de neutrons en tenant compte des rapports d'embranchement :

$$T_i(E_\alpha, ^{238}\text{U}) = [T_i(6,11) + T_i(7,83)] \times A(^{238}\text{U}) \quad (3.6)$$

$$T_i(E_\alpha, ^{232}\text{Th}) = [T_i(6,40) + T_i(6,91) + 0,36 T_i(6,21) + 0,64 T_i(8,95)] \times A(^{232}\text{Th}) \quad (3.7)$$

$$T_i(E_\alpha, ^{235}\text{U}) = [T_i(6,15) + T_i(5,98) + T_i(6,95) + T_i(7,53) + T_i(6,75)] \times A(^{235}\text{U}) \quad (3.8)$$

où A désigne les activités des isotopes (en Bq) en supposant l'équilibre séculaire entres tous les isotopes d'une même chaîne. L'activité apparaît ici car elle est liée au nombre de noyaux d'isotopes présents (n_i de l'équation 3.3).

Le tableau 3.3 contient les pouvoirs d'arrêt (qui vaut $-(dE/dx)_i$ et est donc positif) et les taux de neutrons produits pour les principaux éléments constituant les PM et le fer.

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

Élément i	$-(dE/dx)_i$ à 8 MeV (MeV.cm ² .mg ⁻¹)	$T_i(E_\alpha, {}^{238}\text{U})$ $\times 10^{-7}\text{n}/\alpha$	$T_i(E_\alpha, {}^{232}\text{Th})$ $\times 10^{-7}\text{n}/\alpha$	$T_i(E_\alpha, {}^{235}\text{U})$ $\times 10^{-7}\text{n}/\alpha$
O	0,532	3,3	5,3	7,2
Al	0,440	116,5	209,4	210,8
Si	0,450	14,8	26,5	27,7
Fe	0,352	5,5	21,2	5,3

Table 3.3: Taux de neutrons produits par particule α émise par la radioactivité naturelle.

Enfin, le tableau 3.4 rassemble le taux de neutrons produit par an et par kg pour une activité de 1 Bq/kg d'uranium-238, de thorium-232, ou d'uranium-235 pour les principaux matériaux du détecteur.

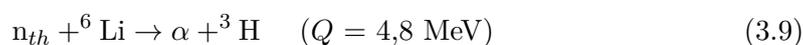
Matériau	Nombre de neutrons (an ⁻¹ .kg ⁻¹) pour 1 Bq/kg de		
	²³⁸ U	²³² Th	²³⁵ U
Al	367,6	660,8	665,2
Fe	17,4	66,9	16,7
SiO ₂	25,9	45,2	50,3
Al ₂ O ₃	182,5	327,1	332,3

Table 3.4: Taux de neutrons produit par réaction (α, n) par an et par kg pour une activité de 1 Bq/kg d'uranium-238, de thorium-232, ou d'uranium-235, pour les matériaux constituant les PM et le blindage en fer.

Les taux de production total des éléments qui nous intéressent seront détaillés par la suite.

Production dans les roches du laboratoire

Le bruit de fond neutron du Laboratoire Souterrain de Modane a été étudié en détail dans l'article [54]. Le flux de neutrons rapides est mesuré à l'aide d'un détecteur à lithium-6 : une cellule parallélépipédique ($80 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$) est remplie de liquide scintillant dopé au lithium-6 et les extrémités de cette cellule sont couplées à des photomultiplicateurs. Un neutron rapide entrant dans la cellule est ralenti par diffusion élastique sur les protons du milieu, la lumière de scintillation générant un signal prompt, puis le neutron thermalisé est capturé par un noyau de lithium-6 :



qui produit un signal de la particule α retardée. La mesure du flux de neutrons rapides d'énergie comprise entre 2 et 6 MeV au LSM donne :

$$\phi_r = [4,0 \pm 1,0] \times 10^{-6} \text{ n/s/cm}^2 \quad (3.10)$$

et on peut en voir le spectre en énergie sur la figure 3.3.

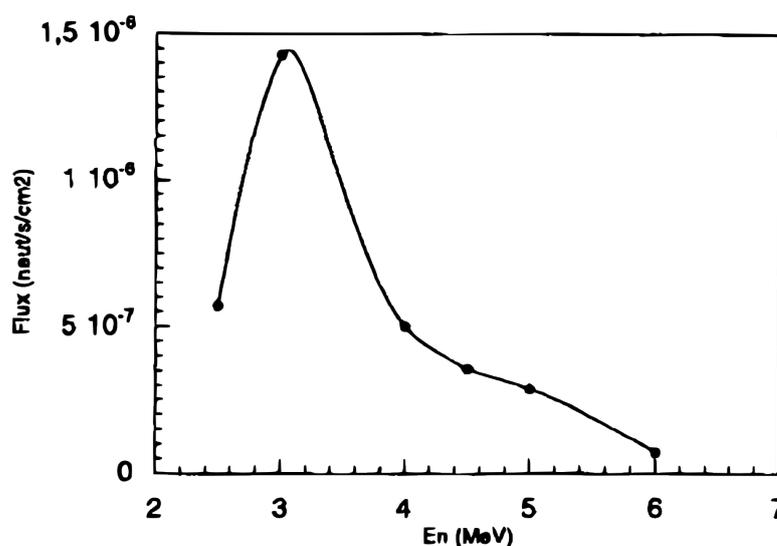
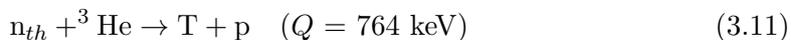


Figure 3.3: Spectre en énergie estimé des neutrons rapides provenant des roches du LSM, mesuré à l'aide du détecteur à lithium-6 [54].

Le flux de neutrons thermiques (qui correspond à un neutron d'énergie 0,025 eV) est lui mesuré avec des détecteurs à hélium-3 (tube compteur proportionnel), qui compte simplement le nombre de neutrons thermiques en mesurant le pic d'ionisation à 764 keV issu de la réaction :



comme on peut le voir sur la figure 3.4.

Les mesures les plus récentes effectuées dans le LSM avec ce type de détecteur [55] montre l'inhomogénéité du flux de neutrons thermiques dans le laboratoire souterrain, variant du simple (à proximité de l'expérience EDELWEISS) à un peu plus du double (à l'entrée du laboratoire). Lorsque le détecteur est situé à proximité du détecteur NEMO 3 dans le hall du LSM, le flux mesuré de neutrons thermiques est de :

$$\phi_{th} = [2,9 \pm 0,4 \text{ (stat.)} \pm 0,2 \text{ (syst.)}] \times 10^{-6} \text{ n/s/cm}^2 \quad (3.12)$$

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

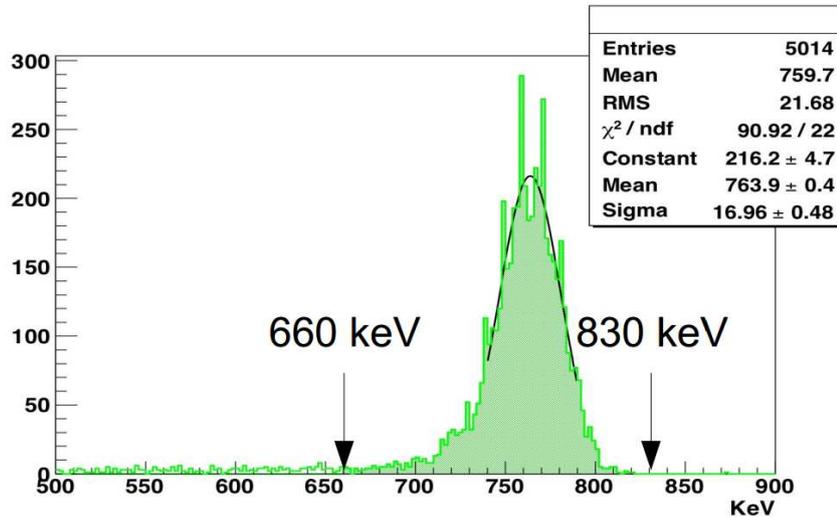


Figure 3.4: Spectre d'énergie d'ionisation mesuré dans le tube compteur proportionnel à hélium-3. La sélection des événements provenant de l'interaction de neutrons thermiques est fait en ne gardant que les énergies entre 660 et 830 keV.

3.2 Tests préliminaires effectués avec le détecteur NEMO 3

Lors du premier semestre de 2010 des tests particuliers ont été effectués avec une source de neutron, une cuve d'eau, et le détecteur NEMO 3. Ces tests avaient pour but de vérifier d'où provenaient les neutrons générant un bruit de fond que l'on observe dans le canal deux électrons, c'est-à-dire du flux des roches du laboratoire ou de l'intérieur même du détecteur.

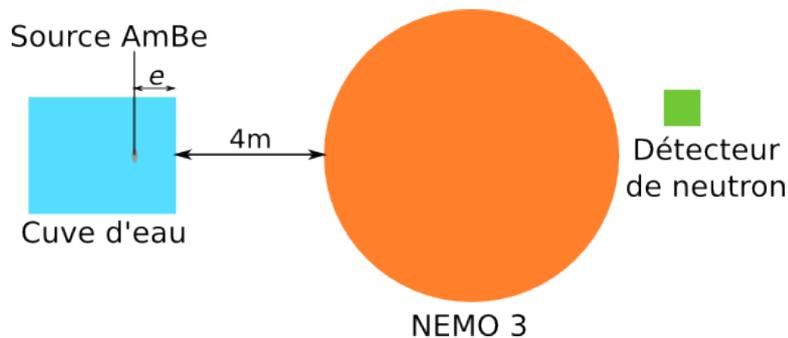


Figure 3.5: Schéma en vue de dessus de la configuration dans le LSM lors des tests avec une source de neutron. En bleu la cuve d'eau dans laquelle était placée la source de neutron, en orange le détecteur NEMO 3 avec ses blindages, en vert le détecteur de neutrons thermiques à hélium-3.

3.2 Tests préliminaires effectués avec le détecteur NEMO 3

Le principe était de simuler une épaisseur supplémentaire de blindage neutron variable en modifiant la position de la source neutron d'américium-béryllium (AmBe) à l'intérieur de la cuve d'eau. Cette épaisseur est représentée par l'épaisseur e sur le schéma 3.5. La cuve d'eau a un volume de $2 \times 1,6 \times 0,85 \text{ m}^3$ et est située à 4 m du détecteur NEMO 3. On note aussi la présence d'un détecteur dédié à la mesure du flux de neutrons thermiques (à hélium-3) dans le laboratoire souterrain de l'autre côté de NEMO 3.

Le canal étudié ici avec NEMO 3 est le canal électron traversant (car on cherche des événements qui ne proviennent pas de l'intérieur des feuilles sources de NEMO 3) avec une sélection simplifiée (voir un exemple sur la figure 3.6) : deux scintillateurs déclenchés (avec une énergie mesurée de plus de 200 keV chacun) situés sur les murs opposés, deux traces associées (une trace associée à chacun des scintillateurs) dont les vertex ont une distance inférieure à 4 cm en radial et en vertical, la trace associée au dernier scintillateur en temps ayant une courbure correspondant au passage d'une particule chargée négativement, le calcul de temps de vol doit correspondre à un événement externe (c'est-à-dire qui traverse le détecteur), et l'énergie totale doit être comprise entre 4,5 et 10 MeV. Cet intervalle en énergie est choisi pour ne mesurer que la contribution des neutrons, il est situé au-delà de la radioactivité naturelle (le thallium-208 peut générer des événements jusqu'à 5 MeV, mais ceux-ci sont très rares) et jusqu'à la plus haute énergie de photon émis après capture neutronique dans le fer (10 MeV). On peut estimer le bruit de fond dans ce canal à l'aide des prises de données sans source, il est évalué à 0,0115 événements par heure (sur un échantillon d'environ trois ans de prise de données), ce qui est négligeable par rapport aux taux enregistrés lorsque la source neutron était présente (plus de 30 événements par heure).

Le détecteur de neutrons à hélium-3 détecte beaucoup plus d'événements que NEMO 3 : en 2 h de prise de données avec la source de neutron à une position fixe dans la cuve d'eau, on observe 73 événements dans NEMO 3 alors que le détecteur de neutrons en observe 5014.

La source neutron est positionnée de telle sorte que l'épaisseur d'eau à traverser avant d'atteindre le détecteur NEMO 3 soit de 0, 5, 10, 15, ou 20 cm. Pour chacune de ces positions on calcule le taux de comptage dans le détecteur NEMO 3 et dans le détecteur de neutron, ce qui nous permet d'obtenir la longueur d'atténuation de l'eau. En analysant les données de NEMO 3 on obtient une longueur d'atténuation de $L_{att} = (8,8 \pm 0,7) \text{ cm}$ (voir figure 3.7) ; et avec le détecteur de neutrons situé de l'autre côté de NEMO 3 : $L_{att} = (7,2 \pm 0,1) \text{ cm}$ (voir figure 3.8). Ces différences doivent s'expliquer par le changement du spectre en énergie des neutrons en sortie de la cuve d'eau. En effet, les neutrons se thermalisent dans l'eau, donc plus l'épaisseur d'eau

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

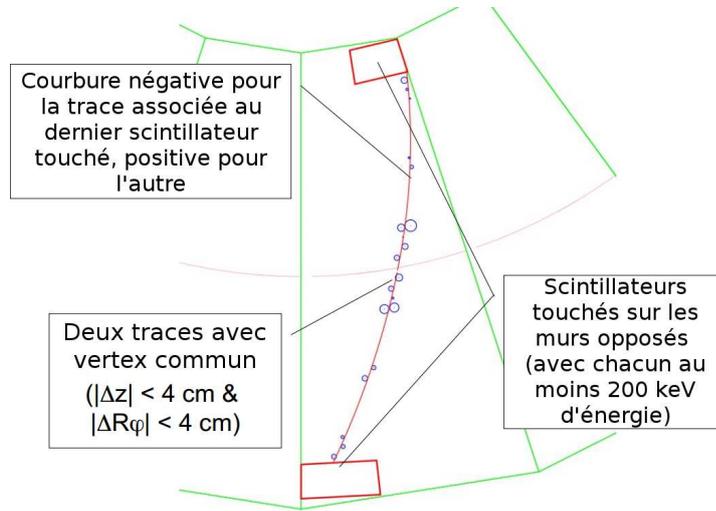


Figure 3.6: Sélection des événements électron traversant dans le détecteur NEMO 3.

est importante, plus le spectre à la sortie de l'eau ressemble au spectre des neutrons thermiques, hors, le détecteur NEMO 3 est plutôt sensible aux neutrons rapides alors que le détecteur à hélium-3 est sensible aux neutrons thermiques.

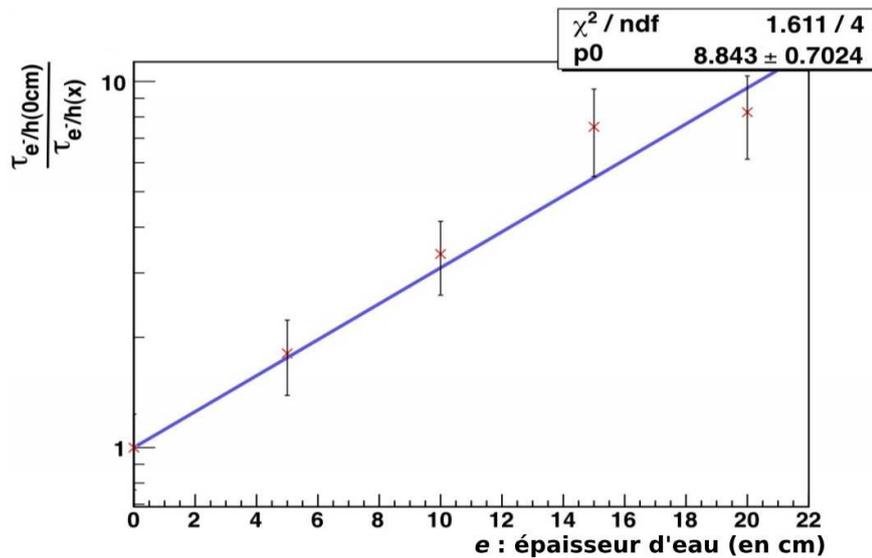


Figure 3.7: Taux de comptage d'électrons traversants dans le détecteur NEMO 3 avec une épaisseur $e = 0$ cm d'eau divisée par le taux de comptage en $e = x$ cm en fonction de l'épaisseur d'eau.

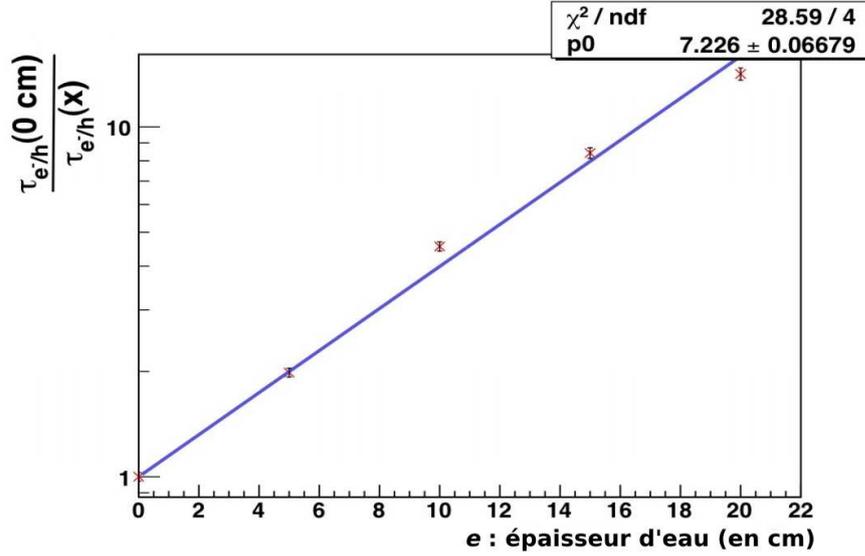


Figure 3.8: Taux de comptage dans le détecteur de neutrons avec une épaisseur $e = 0$ cm d'eau divisée par le taux de comptage en $e = x$ cm en fonction de l'épaisseur d'eau.

En connaissant le nombre d'électrons traversants à haute énergie dans le détecteur NEMO 3, on peut calculer le flux correspondant de neutrons dans le Laboratoire Souterrain de Modane, en supposant que ces électrons traversants ne sont issus que des interactions des neutrons dans le détecteur, avec :

$$\phi(e) = \frac{A \times F_{Att}(e)}{4\pi d(e)^2} \quad (3.13)$$

où A l'activité de la source ($2,2 \times 10^5$ neutrons/s), F_{Att} le facteur d'atténuation dû à la cuve d'eau, et d la distance entre la source neutron et le centre du détecteur. Le flux de neutrons dans le laboratoire en l'absence de source a été mesuré comme on l'a vu en 3.10. Le nombre d'électrons traversants à haute énergie en l'absence de source neutron vaut 0,0115 événement par heure. Avec toutes ces informations on peut donc estimer la contribution du flux externe de neutrons au bruit de fond mesuré dans le détecteur, en extrapolant les mesures faites avec la source neutron au flux de neutrons mesuré dans le laboratoire, comme on peut le voir sur la figure 3.9.

Il y a quelques précautions à prendre cependant, car le spectre en énergie des neutrons émis par la source AmBe n'est pas le même que celui mesuré pour les neutrons du laboratoire (les neutrons issus de la source AmBe ont en moyenne une énergie un peu plus importante). À l'aide de simulation Monte-Carlo, on peut évaluer le facteur correctif à appliquer : pour un même flux de neutrons provenant du laboratoire, le nombre

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

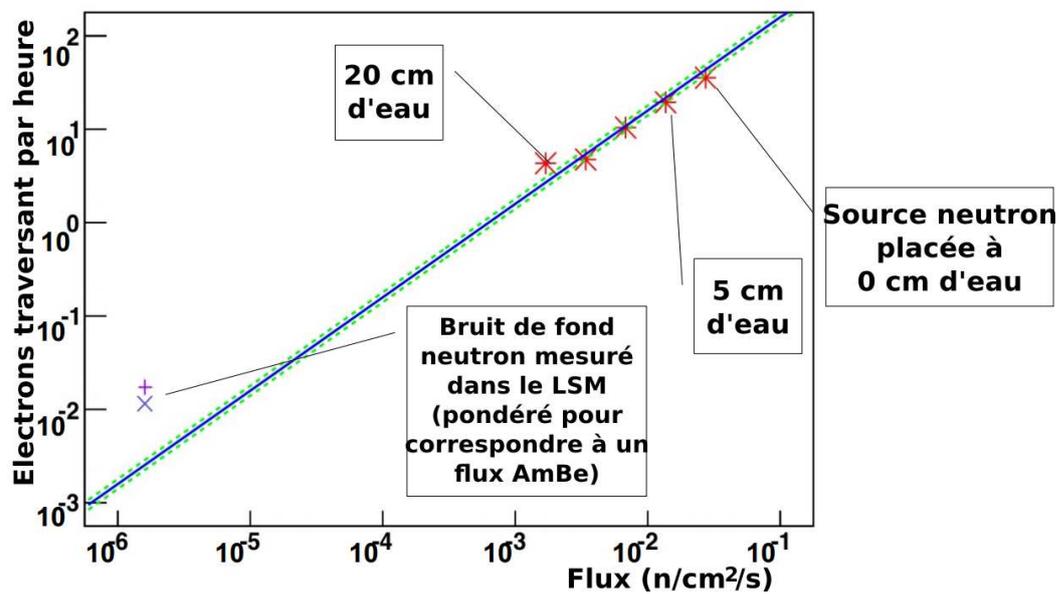


Figure 3.9: Nombre d'électrons traversants par heure en fonction du flux de neutrons par cm² par seconde dans le laboratoire en échelle logarithmique. Les étoiles rouges correspondent aux valeurs mesurées avec la source neutron AmBe, la croix bleue correspond à la mesure du nombre d'électrons traversants en l'absence de source, et la croix violette est la réévaluation de ce nombre pour correspondre à des neutrons de même spectre en énergie que celui d'une source AmBe. La droite bleue et verte correspond donc au nombre d'événements électron traversant engendré par les neutrons provenant de l'extérieur du détecteur, à $\pm 1\sigma$.

3.3 Détermination de la meilleure configuration de blindage

d'électrons traversants détectés avec NEMO 3 avec un spectre en énergie correspondant à celui du LSM est 1,5 fois plus petit que celui correspondant au spectre en énergie d'une source AmBe.

En comparant le nombre d'électrons traversants dans NEMO 3 extrapolé à partir des mesures faites avec la source neutron (la droite de la figure 3.9), c'est-à-dire la contribution du flux externe au détecteur, au nombre d'événements mesurés sans source neutron, c'est à dire la totalité des bruits de fond neutron mesuré avec le détecteur NEMO 3, on peut déduire que le bruit de fond neutron mesuré dans NEMO 3 est majoritairement interne au détecteur, le flux externe de neutrons du LSM ne contribuant qu'à hauteur de $\sim 15\%$. Pour l'étude qui va suivre il va donc être important de considérer aussi les neutrons générés par le détecteur lui-même.

3.3 Détermination de la meilleure configuration de blindage

Il faut noter ici que l'étude que l'on vient de faire nécessitait un certain nombre d'approximations, et ne peut pas s'appliquer directement aux modules de SuperNEMO. De plus, il est possible de réduire aussi la contribution interne au bruit de fond provenant des neutrons en optimisant le blindage. Le but de cette étape est donc de trouver la configuration de blindage la plus efficace pour diminuer toutes les contributions de bruit de fond provenant des neutrons dans le futur détecteur SuperNEMO. Le blindage utilisé sur le détecteur NEMO 3 sera pris comme point de départ de cette étude. Les différentes configurations étudiées seront comparées relativement entre-elles.

Dans un premier temps une simulation d'un module du détecteur SuperNEMO à géométrie très simplifiée a été effectuée. Elle repose sur le logiciel Geant4 [56] et voici la description de la géométrie utilisée comme on peut la voir sur la figure 3.10 :

- uniquement les murs principaux (de dimension $(6 \times 4) \text{ m}^2$) de scintillateurs de 15 cm de profondeur ;
- chambre à fils de 50 cm de profondeur de chaque côté de la feuille source ;
- pas de reconstruction des traces ;
- pas de segmentation du calorimètre.

3.3.1 Canal d'analyse : γ traversant

Afin d'avoir une statistique suffisante pour pouvoir comparer les différentes configurations le canal γ traversant a été choisi. Il est plus efficace que le canal électron traversant utilisé en section 3.2 mais ne peut être utilisé qu'avec des simulations (le système de déclenchement du détecteur NEMO 3 ne permet pas cette sélection d'événements car le taux de déclenchement serait trop élevé).

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

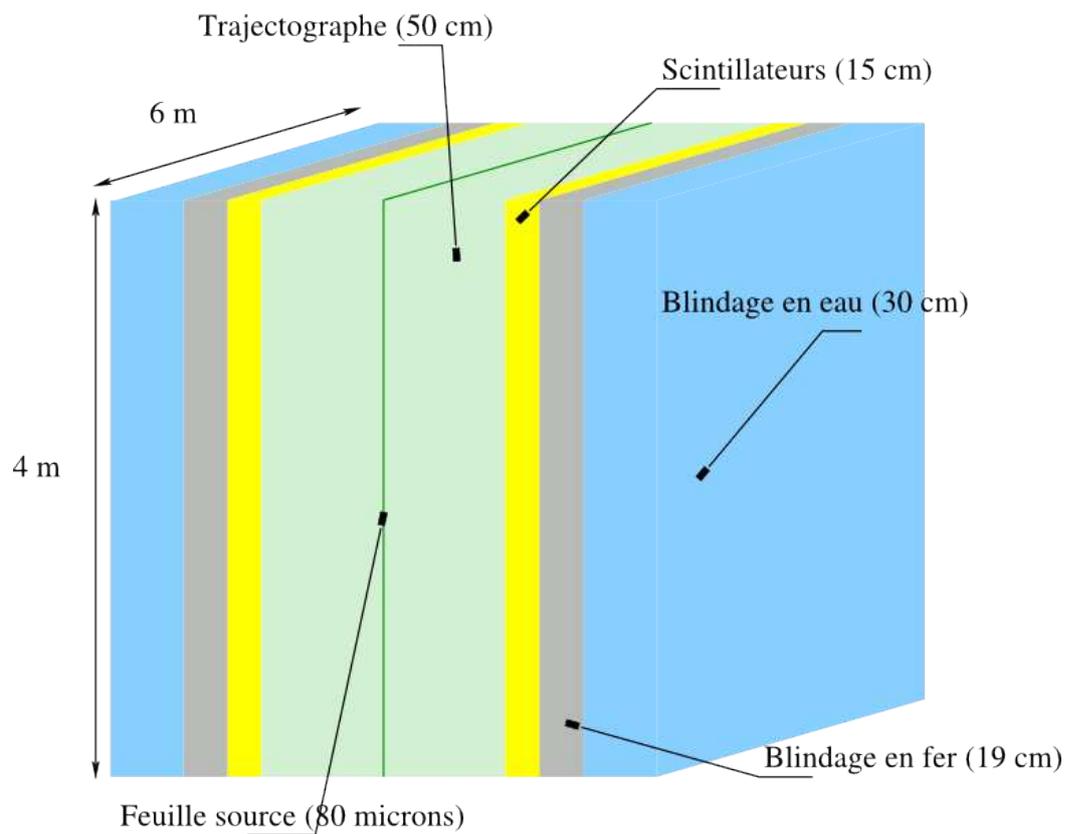


Figure 3.10: Géométrie du détecteur simplifié simulée, cas où le blindage en fer est situé “à l’intérieur” du blindage en eau borée.

3.3 Détermination de la meilleure configuration de blindage

Le processus menant à la création d'un γ traversant est montré sur la figure 3.11 : comme vu précédemment, un neutron venu de l'extérieur du détecteur se thermalise dans l'eau, est capturé dans le fer, et en se déséxitant le fer émet un rayon γ qui va traverser le détecteur en interagissant par effet Compton dans les scintillateurs de part et d'autre du détecteur.

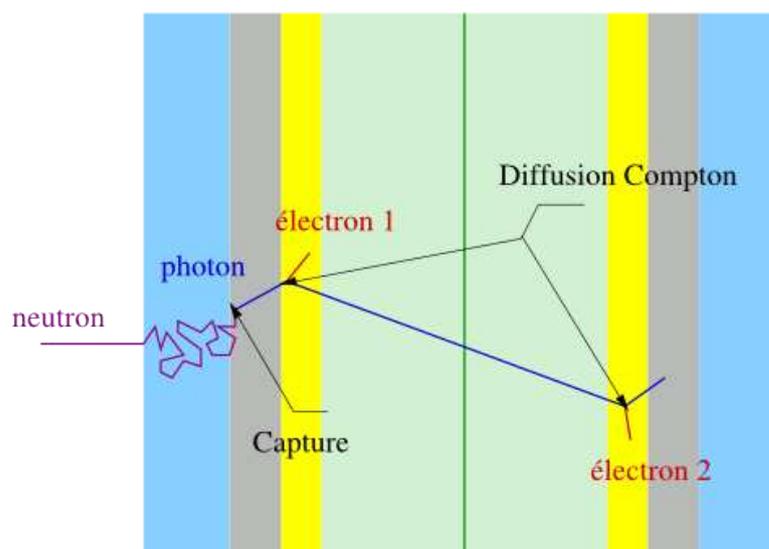


Figure 3.11: Création d'un événement à γ traversant à partir d'un neutron externe.

Les événements sélectionnés sont ceux qui déposent de l'énergie dans les deux murs de scintillateur du détecteur, l'énergie totale devant être supérieure à 3 MeV (on se place à haute énergie car ce sont ces événements qui vont contribuer aux bruits de fond dans la fenêtre en énergie où on recherche la double désintégration β sans émission de neutrino). Un critère sur le temps de vol de la particule est ajouté : le temps entre les deux dépôts d'énergie sur les murs opposés doit correspondre au temps nécessaire pour un photon de traverser, à 2 ns près, comme on le voit sur les figures 3.12.

3.3.2 Les différentes configurations de blindage étudiées

Quatre configurations de blindage ont été considérées, elles sont schématisées sur la figure 3.13. Tout d'abord la configuration type "NEMO 3" qui servira de comparaison pour les autres configurations : comme décrit dans la section 2.4.7, il s'agit de 19 cm de fer entouré de 30 cm d'eau borée (à hauteur de 20 kg de bore par m^3 d'eau). La deuxième configuration correspond au même blindage en inversant simplement les positions de l'eau et du fer, l'eau se retrouve alors "à l'intérieur" du blindage en fer.

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

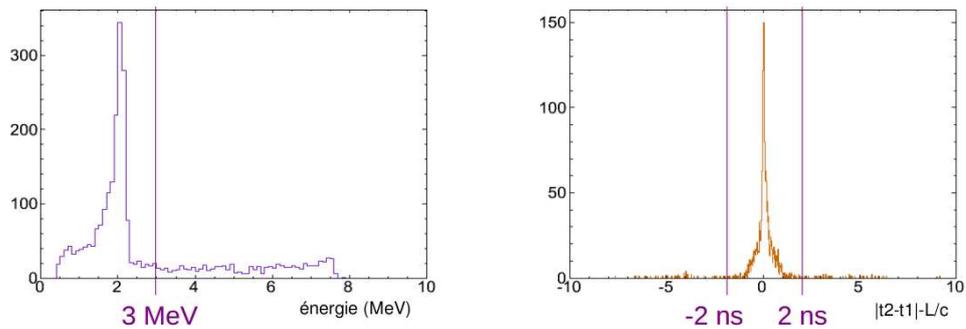


Figure 3.12: À gauche est représentée l'énergie totale déposée dans les scintillateurs et on voit la sélection des événements γ traversant d'énergie supérieure à 3 MeV. À droite est représenté le temps de vol mesuré entre les deux scintillateurs comparé au temps de vol théorique d'un photon et la sélection entre -2 et 2 ns.

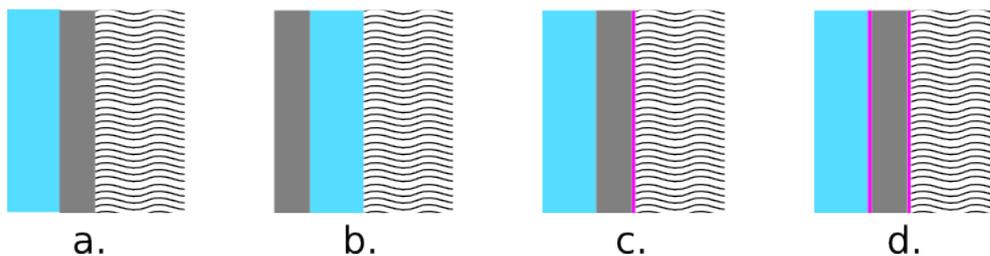


Figure 3.13: Schéma des différentes configurations de blindage, l'intérieur du détecteur est toujours situé du côté droit (vaguelettes). Les zones bleues représentent le blindage en eau borée, les zones grises le blindage en fer, et les zones fushias représentent le polyéthylène borée. *a.* configuration type "NEMO 3", *b.* configuration "inverse", *c.* simple "PEB", *d.* double "PEB".

3.3 Détermination de la meilleure configuration de blindage

L'ajout de plaques de polyéthylène boré (PEB), avec 3,5% en masse de bore qui capturerait les neutrons (le bore a une grande section efficace de capture de neutron thermique (767 barns), et les rayons γ émis ensuite sont de plus faible énergie, $\sim 0,48$ MeV), a été étudié dans deux autres configurations : la première qui correspond au blindage type "NEMO 3" où l'on place 1 cm de PEB à l'intérieur du fer, et la seconde où le fer est entouré de chaque côté d'1 cm de PEB. Le choix d'une épaisseur d'1 cm de PEB est suffisant si on compare au libre parcours moyen d'un neutron thermique dans ce matériau :

$$l_{\text{PEB}} = M/(\rho \cdot \sigma \cdot N_A) = 0,67 \text{ cm} \quad (3.14)$$

3.3.3 Les sources de neutrons

Les trois sources principales de neutrons présentées dans la section 3.1.1 ont été simulées. Les neutrons provenant des roches du laboratoire souterrain sont générés en un point au centre de la face d'entrée gauche du blindage du détecteur, avec un spectre en énergie qui correspond à celui mesuré grâce au détecteur à lithium-6 de la figure 3.3, car on peut considérer que seul le flux de neutrons rapides contribue au bruit de fond à l'intérieur du détecteur (les neutrons thermiques sont arrêtés trop rapidement pour générer un bruit de fond à l'intérieur du détecteur).

Le spectre en énergie des neutrons issus du blindage en fer et des PM est considéré comme étant le même que celui d'une source AmBe (ce qui signifie que ce sont les réactions (α, n) qui dominent la production de neutrons, comme on va le voir par la suite). Les neutrons du blindage en fer sont générés aléatoirement à l'intérieur du volume gauche de blindage en fer du module, tandis que ceux des PM sont générés au point central gauche de la face entre le blindage et les scintillateurs. Les différents lieux de générations sont rassemblés sur la figure 3.14.

Il faut maintenant estimer le nombre de neutrons attendus en fonction des activités des différents matériaux et des études faites en section 3.1.1. Le flux de neutrons rapides du laboratoire est donnée dans l'équation 3.10, en considérant les murs du détecteur de $(6 \times 4) \text{ m}^2$ on attend :

$$\begin{aligned} N_{LSM} &= ([4,0 \pm 1,0] \times 10^{-2}) \times (6 \times 4) \times (3600 \times 24 \times 365,24) \\ &= [3,03 \pm 0,76] \times 10^7 \text{ n/an} \end{aligned} \quad (3.15)$$

La masse de blindage en fer dans cette simulation est estimée à $M_{\text{fer}} = (6 \times 4 \times 0,19) \times 2 \times 7870 \text{ kg/m}^3 \sim 72$ tonnes. On peut estimer le nombre de neutrons attendu par

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

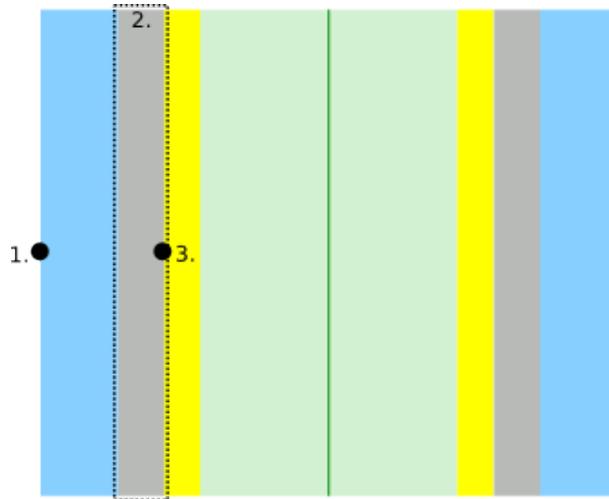


Figure 3.14: Schéma des différents lieux de génération des neutrons dans la simulation. 1. pour le flux de neutrons venant des roches du LSM, 2. pour les neutrons provenant du blindage en fer, 3. provenant des PM.

fission spontanée grâce à l'équation 3.2 et l'activité mesurée en uranium-238 (tableau 3.1) :

$$\begin{aligned} N_{FER}^{fs} &< 71770 \times 0,0022 \times 35,3 \\ &< 5570 \text{ n/an} \end{aligned} \quad (3.16)$$

On trouve le nombre de neutrons produits par réaction (α, n) dans le fer dans le tableau 3.3 pour chaque chaîne de désintégration naturelle :

$$\begin{aligned} N_{FER}^{(\alpha,n)}(^{238}\text{U}) &< 71770 \times 0,0022 \times 17,4 \\ &< 2750 \text{ n/an} \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} N_{FER}^{(\alpha,n)}(^{232}\text{Th}) &< 71770 \times 0,0046 \times 66,9 \\ &< 22090 \text{ n/an} \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} N_{FER}^{(\alpha,n)}(^{238}\text{U}) &< 71770 \times 0,0008 \times 16,7 \\ &< 960 \text{ n/an} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Le flux total de neutrons produits par le blindage en fer est donc de :

$$N_{FER} < 31370 \text{ n/an} \quad (3.20)$$

On fait la même étude pour les PM, en supposant que pour un module de SuperNEMO les murs de scintillateurs sont composés au total de 500 blocs. Les résultats sont compilés dans le tableau 3.5.

3.3 Détermination de la meilleure configuration de blindage

Composant	Masse (kg)	Neutrons produits (n/an)			
		Par réaction (α, n)			Par fission spontanée
		^{238}U	^{232}Th	^{235}U	
Verre (SiO_2)	$500 \times 0,8$	1240	1080	-	1690
Métal (Al)	$500 \times 0,12$	< 10	30	20	~ 0
Céramique (Al_2O_3)	$500 \times 0,025$	2810	1350	1330	540
Isolant (Al)	$500 \times 0,001$	130	660	< 110	10
Total	473	< 11010			

Table 3.5: Production annuelle de neutrons par les PM des deux murs d'un module de SuperNEMO (500 PM au total).

3.3.4 Résultats

Afin de choisir la configuration de blindage la plus efficace, on s'intéresse au nombre d'événements γ traversant par an, que l'on estime grâce aux flux calculés en section précédente et à l'efficacité de détection obtenue avec les simulations de la géométrie simplifiée.

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau 3.6.

Configuration	γ traversants par an en provenance des neutrons			
	du blindage fer	des PM	du LSM	Total
<i>a.</i>	[0 – 202]	[136 – 138]	606 ± 152	[590 – 1098]
<i>b.</i>	[0 – 40]	5	15756 ± 3952	[11809 – 19753]
<i>c.</i>	[0 – 48]	26	279 ± 70	[235 – 423]
<i>d.</i>	[0 – 47]	32	152 ± 38	[146 – 269]

Table 3.6: Nombre de γ traversants au-delà de 3 MeV attendu par an dans chacune des configurations décrites dans la section 3.3.2. Les intervalles correspondent aux valeurs minimales et maximales pouvant être atteintes, les valeurs minimales sont nulles lorsque la mesure avec le détecteur germanium ne donnait qu'une limite. Pour le LSM l'incertitude donnée correspond à l'incertitude sur la mesure du flux de neutrons.

En comparant la configuration *b.* à la configuration *a.*, on voit que le fait d'inverser les positions des blindages en eau borée et en fer permet d'isoler le fer de l'intérieur du détecteur, réduisant le bruit de fond provenant des composants du détecteur. En revanche, les neutrons du LSM sont thermalisés et capturés directement dans le fer, ce qui augmente considérablement le bruit de fond qu'ils génèrent.

Dans la configuration *c.*, le blindage est similaire à celui de NEMO 3 (30 cm d'eau borée à l'extérieur de 19 cm de fer) et 1 cm de PEB est ajouté entre les scintillateurs et le blindage en fer. L'ajout de bore réduit efficacement le bruit de fond provenant de

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

toutes les composantes car les neutrons y sont capturés et les rayons γ émis ont une énergie bien plus faible que si les neutrons avaient été capturés dans le fer. En ajoutant encore 1 cm de PEB entre le fer et l'eau, comme pour la configuration *d.*, le bruit de fond provenant des neutrons rapides du LSM est encore diminué d'un facteur deux même si elle semble être la contribution dominante.

La dernière configuration semble donc être la meilleure, avec le blindage en fer pris en "sandwich" entre de plaques de PEB (facteur 4 de diminution par rapport à la configuration "NEMO 3" *a.*), mais des simulations plus poussées sont nécessaires afin de vérifier que le niveau de bruit de fond requis est atteint.

3.4 Estimation du nombre d'événements à deux électrons attendus

On rappelle que le but de cette étude est l'amélioration du blindage contre les neutrons, pour n'observer aucun événement à deux électrons dans la fenêtre en énergie $[2, 7-3, 2]$ MeV (correspondant à la fenêtre en énergie où la double désintégration β sans émission de neutrino est attendue pour le sélénium-82), dans un module SuperNEMO en cinq ans de prise de données.

Pour ce faire, une géométrie un peu plus complète que la précédente est utilisée. La feuille source mesure $4,9 \times 2,7$ m² de surface pour une épaisseur de 167 μ m, et est composée de sélénium-82 de densité 3 g/cm³. La chambre à fils est de 44 cm de profondeur de part et d'autre de la feuille source. Les murs scintillateurs sont composés de 20×13 blocs carrés de 256 mm de côté et de 15 cm d'épaisseur en moyenne chacun. Il n'y a toujours pas de champ magnétique mais cette fois la granularité du calorimètre est utilisée. En plus des murs principaux du calorimètre, les parties haute et basse et les côtés restant du détecteur sont présents dans la simulation même s'il ne sont pas utilisés dans l'analyse. Aussi, le blindage entoure cette fois complètement le détecteur (les 4π radians). On peut voir une représentation schématisée de cette géométrie sur la figure 3.15.

3.4.1 Les sources de neutrons

Le flux de neutrons rapides du LSM est cette fois simulé sur la surface externe du blindage, tout autour du détecteur, on peut donc recalculer le nombre de neutrons émis en un an pour la configuration de blindage optimale (*d.* de la figure 3.13) :

$$\begin{aligned} N_{LSM} &= ([4, 0 \pm 1, 0] \times 10^{-2}) \times (54, 04) \times (3600 \times 24 \times 365, 24) \\ &= [6, 82 \pm 1, 71] \times 10^7 \text{ n/an} \end{aligned} \tag{3.21}$$

3.4 Estimation du nombre d'événements à deux électrons attendus

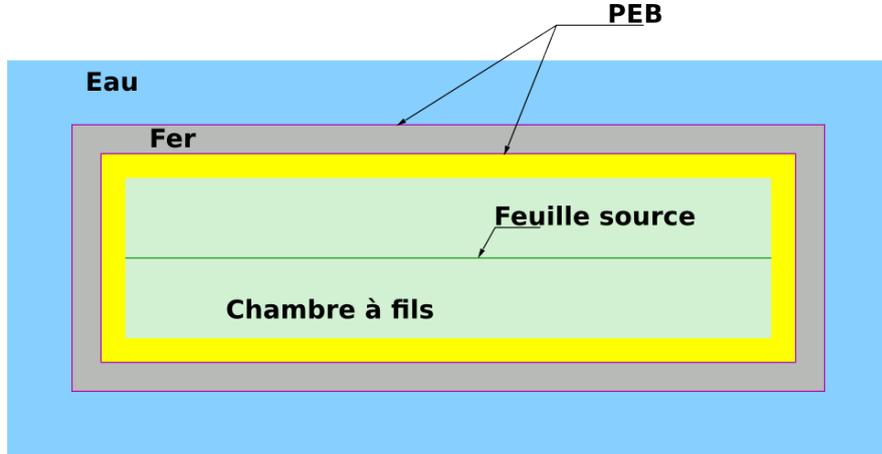


Figure 3.15: Schéma de la géométrie utilisée dans le cas de la configuration de blindage optimale. Le détecteur est vu en coupe du dessus.

La masse du blindage en fer est réestimée avec le blindage entourant intégralement le détecteur à 104,7 tonnes, donnant comme quantité de neutrons :

$$N_{FER} < 45760 \text{ n/an} \quad (3.22)$$

Ces neutrons sont maintenant générés dans tout le volume de blindage en fer avec un spectre correspondant à celui d'une source AmBe.

Comme on vient de le voir, le nombre de PM dans les murs principaux du calorimètre est de $2 \times 13 \times 20 = 520$ au total. En plus de ces PM, des PM 5 pouces de NEMO 3 vont être réutilisés pour les parties hautes et basses et les côtés restant du détecteur, pour un total de 198 PM. Leurs contributions à la production de neutrons est explicitée dans le tableau 3.7

Composant	Masse (kg)	Neutrons produits (n/an)			
		Par réaction (α, n)			Par fission spontanée
		^{238}U	^{232}Th	^{235}U	
Ampoule (SiO_2)	$198 \times 0,2326$	1030	170	-	1400
Pied (SiO_2)	$198 \times 0,0418$	170	120	-	230
Métal (Al)	$198 \times 0,086$	< 130	470	-	< 10
Céramique (Al_2O_3)	$198 \times 0,0244$	350	300	-	70
Total	76	< 4450			

Table 3.7: Production annuelle de neutrons par les PM 5 pouces de NEMO 3 (198 au total).

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

La contribution totale venant des PM est donc de :

$$N_{PM} < 15900 \text{ n/an} \quad (3.23)$$

On génère ces neutrons depuis la surface séparant les scintillateurs du blindage des deux murs principaux, ils ont un spectre en énergie similaire à celui d'une source AmBe.

3.4.2 Le canal d'analyse : deux électrons

La double désintégration β sans émission de neutrino du sélénium-82 est recherchée dans la fenêtre en énergie $[2, 7 - 3, 2]$ MeV du canal à deux électrons. On va sélectionner ce type d'événements dans la simulation précédemment décrite de la sorte : deux scintillateurs déclenchés par des électrons dans les murs opposés (il n'y a pas de champ magnétique dans cette simulation, mais on peut savoir précisément quelle particule interagit où car c'est une simulation), ces électrons doivent avoir interagi dans la feuille source aussi, on applique un critère de temps de vol pour distinguer ces événements d'événements à électron traversant :

$$|\Delta t| = |(t_2 - t_1) - \left(\frac{L_2}{\beta_2 c} - \frac{L_1}{\beta_1 c} \right)| < 2 \text{ ns} \quad (3.24)$$

comme on peut le voir sur le schéma 3.16.

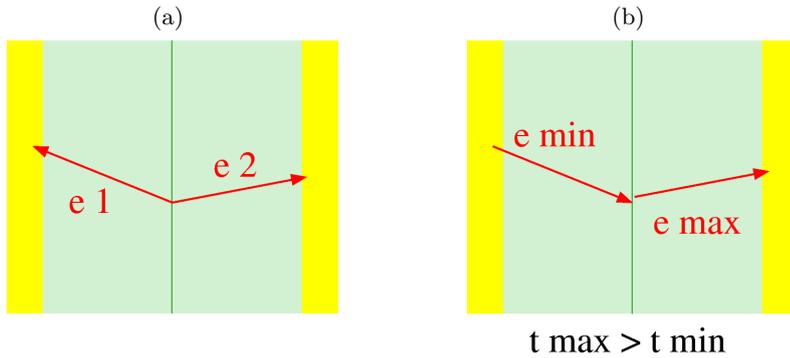


Figure 3.16: Schéma très simplifié des canaux d'analyse. En jaune les scintillateurs, en vert clair le détecteur de trace, et en vert foncé la feuille source. (a) les deux flèches rouges représentent deux électrons issus de la feuille source, (b) l'électron est traversant et l'indice *max* correspond au scintillateur touché en dernier. Un critère de temps de vol permet de séparer ces deux types d'événements.

3.4.3 Résultats

La statistique utilisée dans les simulations équivaut à 62,9 ans de prise de données pour les neutrons des PM, 21,9 ans de prise de données pour les neutrons du fer, et 14,7 ans de prise de données pour les neutrons provenant des roches du LSM.

Avec la sélection décrite dans la section précédente et cette statistique, aucun événement n'est observé dans la simulation dans la fenêtre en énergie. On peut mettre une limite sur le nombre d'événements à deux électrons dans la fenêtre en énergie $[2,7 - 3,2]$ MeV par an à 90 % de niveau de confiance (c'est-à-dire que pour 0 événement observé on exclu 2,3 événements) pour le démonstrateur :

$$\begin{aligned} n_{PM}(2e) &< 0,04 \\ n_{FER}(2e) &< 0,10 \\ n_{LSM}(2e) &< 0,16 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Ce qui donne en cinq ans de prise de données :

$$n(2e) < 1,5 \text{ à } 90\% \text{ CL} \tag{3.26}$$

Cette limite n'est pas suffisante pour les objectifs qui ont été fixés. En supposant que le bruit de fond attendu venant des neutrons est plat à haute énergie (ce qui est le cas dans le canal électron traversant mesuré avec le détecteur NEMO 3 [57] comme on le voit sur la figure 3.17), on peut ouvrir la fenêtre en énergie jusqu'à $[2,7 - 7,7]$ MeV, puis diviser le nombre d'événements obtenu par dix pour revenir à la fenêtre $[2,7 - 3,2]$ MeV.

Aucun événement n'est vu dans la fenêtre $[2,7 - 7,7]$ MeV, ce qui nous permet d'améliorer la limite sur le nombre d'événements à deux électrons dans la fenêtre en énergie $[2,7 - 3,2]$ MeV en cinq ans de prise de données à :

$$n(2e) < 0,15 \text{ à } 90\% \text{ CL} \tag{3.27}$$

qui est cette fois acceptable. Il est important de noter ici que les limites obtenues sont dues à la statistique limitée des simulations.

L'ajout de deux plaques de polyéthylène boré à 3,5%, et la diminution du nombre de photomultiplicateurs utilisés, nous permettent d'obtenir un bruit de fond suffisamment bas provenant des neutrons. Beaucoup de valeurs d'activité mesurées ne sont en plus que des limites supérieures (en particulier sur le fer du blindage), ce qui ne pourra que diminuer le bruit de fond venant des neutrons estimé ici pour le premier module de

3. LE BLINDAGE CONTRE LES NEUTRONS POUR LE MODULE DÉMONSTRATEUR DE SUPERNEMO

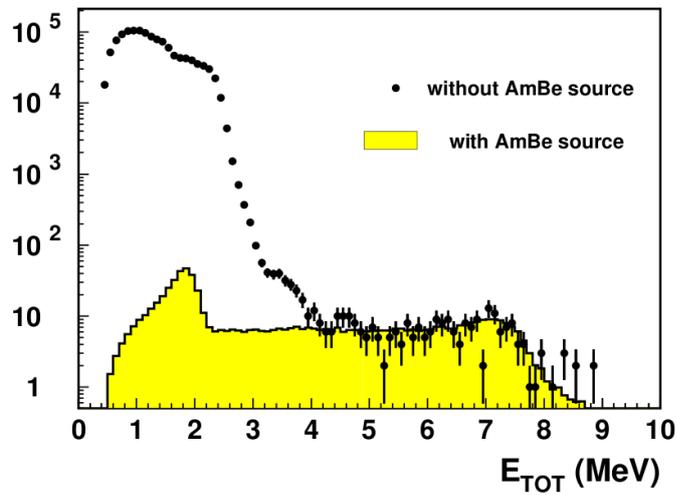


Figure 3.17: Distribution en énergie des électrons traversants dans le détecteur NEMO 3 en 404 jours de prise de données. L'histogramme jaune représente la distribution obtenue en 25 h de prises de données en présence d'une source de neutrons AmBe.

SuperNEMO. Afin de vérifier que ce bruit de fond sera suffisamment bas pour le détecteur SuperNEMO au complet, des études plus sensibles pourront être effectuées directement avec les vraies données du démonstrateur.

Chapitre 4

Outils d'analyse de données du détecteur NEMO 3

4.1 Reconstruction des événements

Les données brutes de NEMO 3, qu'elles soient expérimentales ou issues de simulations, ne contiennent que des listes de temps et d'amplitude numérisés par l'électronique du détecteur provenant des PM et des cellules de dérive (Geiger). Pour l'analyse de données il est nécessaire de reconstruire les temps, énergies et traces à partir de ces fichiers brutes.

La mesure de l'énergie permet de reconstruire les spectres des événements que l'on mesure, et à terme de distinguer entre un événement issu d'une double désintégration β avec émission de neutrinos d'une sans émission de neutrino. La mesure précise du temps permet de vérifier si les différentes particules présentes dans un même événement ont été émises simultanément ou non, et donc de rejeter des bruits de fond. Enfin, la reconstruction des traces nous permet des séparer les particules chargées positivement des particules chargées négativement, mais aussi d'appliquer une correction en énergie supplémentaire. Ces reconstructions sont décrites ici.

4.1.1 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction repose sur l'étalonnage des différentes parties du détecteur NEMO 3 décrit dans la section 2.4.6. La relation entre l'énergie d'un PM et la valeur de l'ADC de ce PM a déjà été donnée dans l'équation 2.3 :

$$E = a \times (ADC - P) + b \quad (4.1)$$

avec E l'énergie, P le piédestal, et a et b les paramètres déterminés grâce à l'étalonnage en énergie des PM.

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

La stabilité du gain d'un PM est mesurée quotidiennement à l'aide du dispositif laser décrit en section 2.4.6, et permet de calculer un coefficient de dérive du gain. La lumière du laser est contrôlée par l'ensemble des PM de même taille, l'ADC moyen mesuré est donc constant. Pour un PM 5 pouces donné i , au temps t , on a :

$$\langle \text{ADC}_{5''}(t) \rangle = \frac{\sum_{i=5''} g_i^{\text{calib}}(t) \times \text{ADC}(i, t)}{N_{5''}(t)} \quad (4.2)$$

où $g_i^{\text{calib}}(t)$ est le facteur de correction du gain du PM i (obtenu entre deux calibrations absolues grâce aux prises de données laser) et $N_{5''}(t)$ le nombre total de PM 5 pouces fonctionnant.

Si le PM est stable, la variation :

$$\eta(i, t) = \frac{g_i^{\text{calib}}(t) \times \text{ADC}(i, t)}{\langle \text{ADC}_{5''}(t) \rangle} \quad (4.3)$$

doit être constante. L'analyse des fluctuations de $\eta(i, t)$ permet de mettre en évidence les éventuels comportements anormaux des PM. Une note de confiance est donc donnée à chaque PM pour chaque période, et est enregistrée dans la base de données. À partir de cette note on peut choisir de garder ou non un événement.

4.1.2 Reconstruction du temps

Le temps d'arrivée d'une particule dans un scintillateur est, lui, calculé grâce au TDC. Le pas temporel de l'acquisition est donné par le coefficient c valant $c = 53$ ps par canal de TDC.

Le temps doit être corrigé par différents paramètres :

- correction obtenue avec l'alignement en temps des PM en présence de source de cobalt-60 (t_d) vu en section 2.4.6 ;
- correction due à la relation temps-énergie car les discriminateurs utilisés pour l'acquisition de données ne sont pas à fraction constante (déjà présenté à l'équation 2.5) :

$$t_{\text{corr}}(\text{ADC} - P) = p_1 - \frac{p_2}{p_3 \sqrt{\text{ADC} - P} + p_4} \quad (4.4)$$

où P désigne le pédestal ;

- le suivi laser quotidien permet de mesurer le temps de vol de la lumière laser qui doit être constant pour un PM donné, tout écart à cette valeur induit une correction supplémentaire LTC (pour *Laser Time Correction* en anglais).

Le temps d'interaction de la particule est donc obtenu par :

$$t(\text{TDC}) = c \times \text{TDC} - t_d - t_{\text{corr}}(\text{ADC} - P) - LTC \quad (4.5)$$

Ce temps va en fait dans le sens opposé à l'écoulement du temps (dû à la manière de numériser les données), il faut donc le "retourner" pour finalement avoir le "vrai" temps :

$$t(TDC) = -t(TDC) \quad (4.6)$$

Il faut préciser que ce temps n'est pas un temps absolu mais un temps relatif, ce qui nous suffit car on l'utilise uniquement pour faire des comparaisons entre les différents temps d'un même événement.

4.1.3 Reconstruction des traces

Comme on l'a vu dans la section 2.4.3, lorsqu'une particule chargée passe à proximité d'une cellule Geiger elle provoque une avalanche et les signaux qui en résultent permettent la reconstruction tri-dimensionnelle de la zone de passage de la particule. Pour chaque cellule on a donc une coordonnée longitudinale (Z) et radiale (R , distance par rapport au centre du fil anodique).

Les cellules Geiger déclenchées sont séparées en deux catégories : celles qui sont en temps avec le premier bloc scintillateur déclenché (en prenant en compte le temps de dérive des électrons, cela correspond à une fenêtre en temps de $\sim 1,5 \mu s$), et celles qui sont retardées. Ces cellules retardées servent à la mesure de la cascade BiPo du bismuth-214 comme vu en section 2.4.5 et elles correspondent généralement au passage de particules α .

Un algorithme d'automate cellulaire est utilisé pour regrouper les cellules Geiger correspondant à une même trace dans un événement [58]. C'est-à-dire que des segments connectent les cellules voisines dans des rangées différentes entres-elles, et l'angle entre ces segments doit être inférieur à une limite fixée pour que l'ensemble des cellules sélectionnées forment une trace candidate. Une trace est caractérisée par son nombre de segments et la somme des angles entre ces segments. C'est au final la trace la plus longue et la plus lisse qui est gardée pour NEMO 3 [58].

Les cellules en temps sélectionnées sont ensuite ajustées par une trajectoire hélicoïdale (correspondant à la trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique). À partir de cet ajustement on obtient les informations telles que la longueur de la trace et le signe de la courbure. Celui-ci est défini en supposant que la particule chargée est émise depuis la feuille source, et différencie les électrons des positrons (un positron venant de la feuille source équivaut à un électron venant du scintillateur avec cette convention). Ces traces sont extrapolées depuis les rangées les plus proches des feuilles sources jusqu'à cette feuille (donnant les coordonnées du vertex), et depuis les

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

dernières rangées, proches des scintillateurs, jusqu'à ceux-ci. Cette dernière extrapolation apporte une correction supplémentaire sur l'énergie de la particule, en fonction de la zone de la surface du scintillateur sur laquelle la trace impacte. La carte de réponse du photomultiplicateur en fonction du lieu d'interaction de l'électron a été déterminée grâce aux prises de données avec les sources de calibration de bismuth-207.

La mesure d'énergie de la particule chargée ne peut pas être faite avec la courbure de sa trajectoire, à cause des diffusions multiples qui se produisent dans la chambre à fils.

Dans le cas des cellules retardées, la position radiale du passage de la particule est calculée en supposant que le temps le plus court des cellules sélectionnées correspond à la particule traversant le fil anodique (c'est-à-dire $R = 0$). L'ajustement utilisé est cette fois une droite car on peut négliger la déviation de la particule α par le champ magnétique.

4.1.4 Identification des particules

Après cette reconstruction on peut identifier aisément les particules :

- électron : une trace de courbure négative associée à un scintillateur déclenché ;
- positron : une trace de courbure positive associée à un scintillateur déclenché ;
- γ : scintillateur déclenché sans trace associée et sans cellule Geiger à proximité ;
- α : trace courte sans scintillateur associé, on ne s'intéresse en général qu'aux particules α dont la trace est retardée ;
- muon : une trace avec une grande quantité de scintillateurs déclenchés.

4.2 Système d'analyse de données et outil de simulation

Historiquement, les outils d'analyse et de reconstruction étaient basés sur les codes FORTRAN et PAW. Les outils utilisés pour cette thèse sont ceux qui ont été développés plus récemment (à partir de 2005) et qui bénéficient d'une approche orientée objet. Baptisé NAT++ pour *NEMO Analysis Toolkit in C++* en anglais, il permet un développement collaboratif où chaque utilisateur peut créer ses propres modules utilisables par tous. Une description succincte est présentée ici.

Structure générale

Les bibliothèques nécessaires à la reconstruction des événements sont les suivantes :

- `N3GeomDef` : description de la géométrie du détecteur NEMO 3, permet en particulier d'accéder aux positions des blocs scintillateurs, des cellules Geiger, ou des feuilles sources ;

4.2 Système d'analyse de données et outil de simulation

- **N3Db** : interface d'accès à la base de données de l'expérience NEMO 3 présentée en section 2.4.5 ;
- **N3IORoot** : s'occupe de la gestion des flux d'entrée et sortie (I/O) au format ROOT ;
- **N3Event** : le modèle général d'événement y est défini afin de garder le plus d'informations possible, par exemple les valeurs de TDC de chacun des PM déclenchés sont sauvegardées ainsi que la valeur du temps après calibration ;
- **N3Arc4se** : gère tout ce qui a trait à l'application des conditions réelles de prises de données aux simulations ;
- **N3Calib** : permet la reconstruction des événements, en position, énergie et en temps ;
- **N3TrackLAL** : outil de reconstruction des traces comme présenté en section 4.1.3.

Pour ce qui est de l'analyse, deux bibliothèques supplémentaires sont présentes pour la faciliter :

- **N3AnaBase** : qui contient tous les outils nécessaires à la sélection et l'analyse des données au format boost, et sert d'interface pour les nouvelles bibliothèques développées par l'utilisateur ;
- **N3VisuToy** : outil de visualisation des événements sous gnuplot, acceptant les fichiers au format ROOT et boost en entrée ; deux vues sont affichées simultanément, une du détecteur vu du dessus, et une dans le plan RZ où tous les secteurs sont projetés sur un seul plan ; toutes les figures d'événements montrées par la suite ont été réalisées avec cet outil.

Le schéma 4.1 illustre l'utilisation de ces bibliothèques. Les données sont initialement au format ROOT et sont converties au format boost juste après la reconstruction. Ce choix a été fait pour permettre à l'utilisateur une plus grande liberté quant aux informations supplémentaires qu'il voudrait enregistrer.

Outil de simulation

Les événements Monte-Carlo (MC) sont simulés grâce à un logiciel appelé *nemos* développé au sein de la collaboration. Plusieurs modules permettent de réaliser les différentes étapes :

- **genbb** : génère les conditions cinématiques initiales d'un événement ; l'énergie initiale, le temps et la distribution angulaire sont donnés pour les particules émises lors de la décroissance radioactive choisie (double désintégration β ou radioactivité naturelle qui constitue les bruits de fond) ;

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

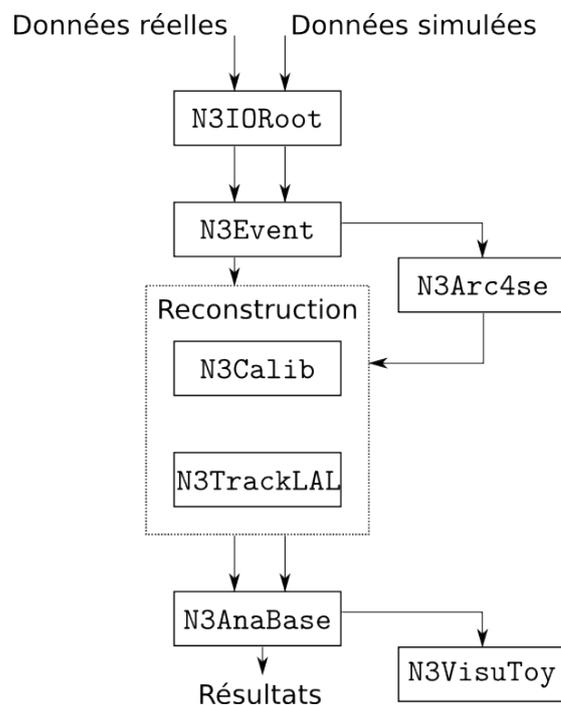


Figure 4.1: Flux d'utilisation de NAT++ pour les données réelles et simulées.

- la géométrie du détecteur est décrite aussi précisément que possible ; cela permet en plus de choisir les lieux d'émission des processus que l'on veut étudier, les feuilles sources ou autres parties du détecteur ;
- le parcours des particules propagées est calculé grâce à l'outil Geant3 ;
- l'enregistrement des réponses des cellules Geiger et des scintillateurs déclenchés se fait à la fin de tout cela sous le même format que les données réelles.

4.3 Analyse de temps de vol

Le but de l'analyse de temps de vol est de déterminer si un événement est "interne" ou "externe". Dans le cas interne, les particules sont toutes émises depuis la feuille source, tandis que dans le cas externe il s'agit de particules émises depuis une origine extérieure à la source.

Cette analyse consiste à tester l'hypothèse interne ou externe en comparant les temps mesurés d'arrivée des particules aux temps théoriques. Ce test est possible pour différents canaux d'analyse mais on va simplement l'illustrer sur les canaux à deux

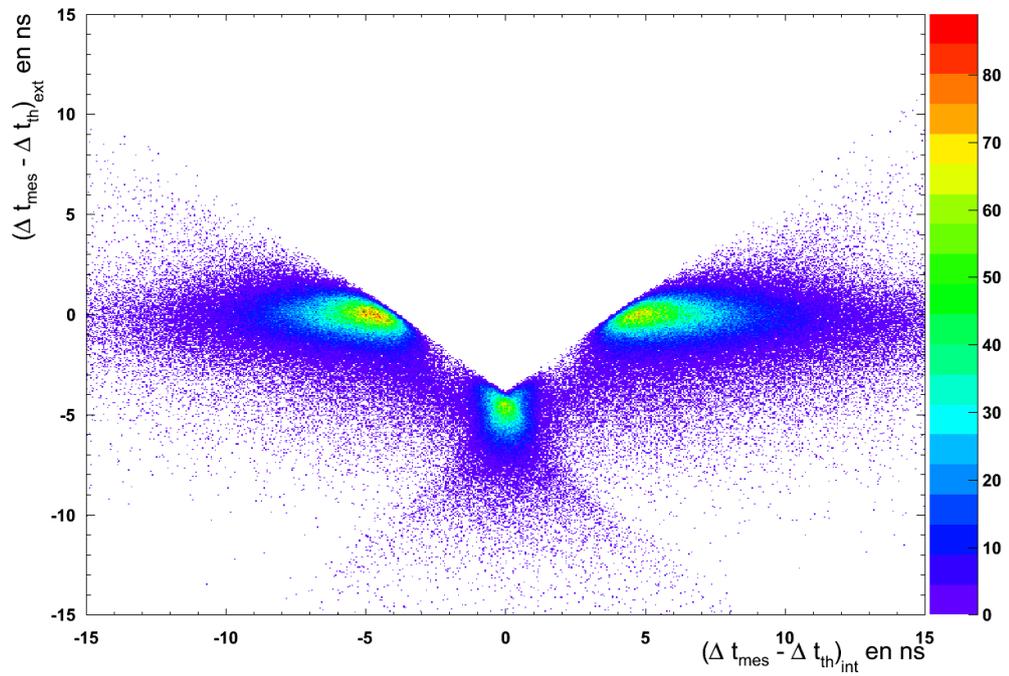


Figure 4.2: Distribution des différences de temps mesurés et théoriques pour les hypothèses internes et externes dans le canal à deux électrons pour les événements provenant de toutes les feuilles sources du détecteur NEMO 3. Les tâches qui se dégagent correspondent aux événements internes au centre, et aux événements externes de part et d'autre.

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

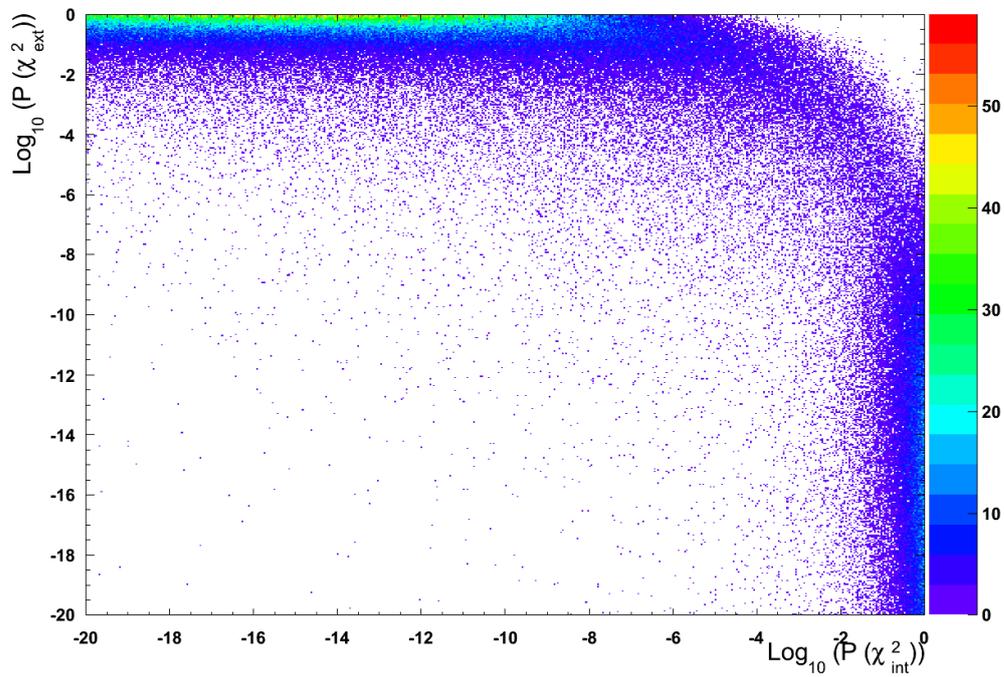


Figure 4.3: Distribution logarithmique des probabilités des hypothèses internes et externes dans le canal à deux électrons pour les événements provenant de toutes les feuilles sources du détecteur NEMO 3. La tâche du haut correspond aux événements externes et celle de droite aux internes. Cela permet de trouver un critère pour ne garder que les événements internes, $P(\chi^2_{int}) > 1\%$ et $P(\chi^2_{ext}) < 1\%$ par exemple. On voit aussi qu'aucun événement est à la fois interne et externe (coin en haut à droite).

particules ici :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{(\Delta t_{mes} - \Delta t_{th})_{hyp}^2}{(\sigma_{exp}^2 + \sigma_{th}^2)_{hyp}} \quad (4.7)$$

où Δt_{mes} est la différence des temps mesurés, Δt_{th} celle des temps théoriques (qui dépend de l'hypothèse faite), et σ_{exp} et σ_{th} les erreurs expérimentales et théoriques liées à l'hypothèse effectuée.

L'erreur expérimentale correspond à l'erreur de mesure du temps par le calorimètre et est connue pour chaque bloc scintillateur. L'erreur théorique est celle qui porte sur le calcul théorique du temps, c'est-à-dire l'erreur sur la mesure de l'énergie de la particule (qui entre en jeu dans la détermination de la vitesse de la particule) et sur la longueur de la trace de la particule. Pour une particule chargée (électron ou positron), le temps théorique est :

$$t_{th}(e) = \frac{l_e}{\beta_e c} \quad \text{où } \beta_e = \frac{\sqrt{E(E + 2m_e c^2)}}{E + m_e c^2} \quad (4.8)$$

avec l_e la longueur de la trace, E l'énergie cinétique (mesurée) de la particule, m_e sa masse et c la vitesse de la lumière dans le vide. On en extrait l'erreur théorique :

$$\sigma_{th}^2(e) = \left(\frac{t_{th}(e) \cdot (m_e c^2)^2}{E(E + m_e c^2)(E + 2m_e c^2)} \right)^2 \sigma_E^2 + \left(\frac{1}{\beta_e c} \right)^2 \sigma_l^2 \quad (4.9)$$

où σ_E et σ_l sont respectivement les erreurs sur les mesures d'énergie et de longueur de trace.

Dans le cas d'un photon, aucune trace n'est détectée dans le détecteur de trace. On suppose alors que le vertex d'émission est celui de l'autre particule chargée présente dans l'événement, et que le point d'interaction est le centre du bloc scintillateur. L'erreur théorique sur le temps ne contient plus que le terme d'erreur sur la longueur de la trace (car $\beta = 1$ pour un photon). Cette erreur est dominée par le fait que l'on ne sait pas où le photon a interagit à l'intérieur du bloc, on l'estime donc à $\sigma_l = 6$ cm, ce qui correspond à la moitié de l'épaisseur du scintillateur.

À la fin on utilise les probabilité des hypothèses pour distinguer les événements internes et externe (coupure sur cette probabilité). On peut voir les distributions à deux dimensions des différences de temps et des probabilités sur les figures 4.2 et 4.3.

4.4 Le γ -tracking

Dans le détecteur NEMO 3 les photons interagissent principalement par effet Compton dans les scintillateurs. Cela signifie qu'ils vont seulement déposer une partie de leur énergie dans un scintillateur, changer de direction, et peuvent à nouveau aller déposer

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

de l'énergie dans un autre scintillateur, et ainsi de suite, comme s'ils rebondissaient à l'intérieur du détecteur (voir figure 4.4).

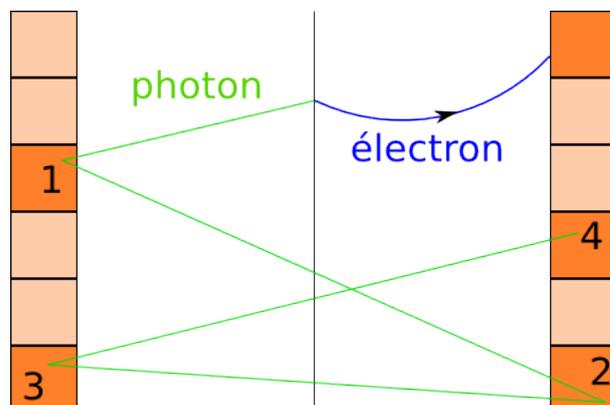


Figure 4.4: Schéma montrant les “rebonds” d’un photon dans le détecteur. À gauche et à droite on trouve les deux murs principaux du calorimètre, et au centre la feuille source. On voit bien que le photon déclenche dans l’ordre les blocs scintillateurs 1-2-3-4.

Afin d’avoir une meilleure reconstruction de l’énergie des photons et une meilleure compréhension de la topologie de l’événement un outil nommé “ γ -tracking” a été développé au sein de la collaboration. Il permet de reconstruire l’ordre de passage des photons dans les scintillateurs pour chaque événement à partir de calculs de temps de vol.

Son fonctionnement est le suivant : une probabilité de temps de vol est calculée pour chaque paire de scintillateurs non associés à une trace d’un événement en supposant que le photon voyage du centre du premier bloc scintillateur au centre du second ; seules les paires dont la probabilité est supérieure à un certain seuil sont gardées (1% par exemple) ; à partir de ces paires, des chaînes sont formées, dans lesquelles le premier scintillateur d’une paire doit correspondre au dernier scintillateur de la précédente ; parmi toutes ces chaînes, la plus longue est sélectionnée, puis la plus longue ne comprenant que des scintillateurs non associés restant, *etc.* S’il y a le choix entre plusieurs chaînes les plus longues, c’est celle qui a la plus haute probabilité globale qui est sélectionnée.

De nombreux paramètres peuvent être modifiés pour adapter l’algorithme à ses besoins, on peut par exemple fixer les scintillateurs de départ et/ou d’arrivée des chaînes. Le γ -tracking peut donc être utilisé pour analyser en temps de vol l’intégralité d’un événement ou juste comme module après une analyse de temps de vol indépendante.

4.5 Les bruits de fond et les différents canaux d'analyse

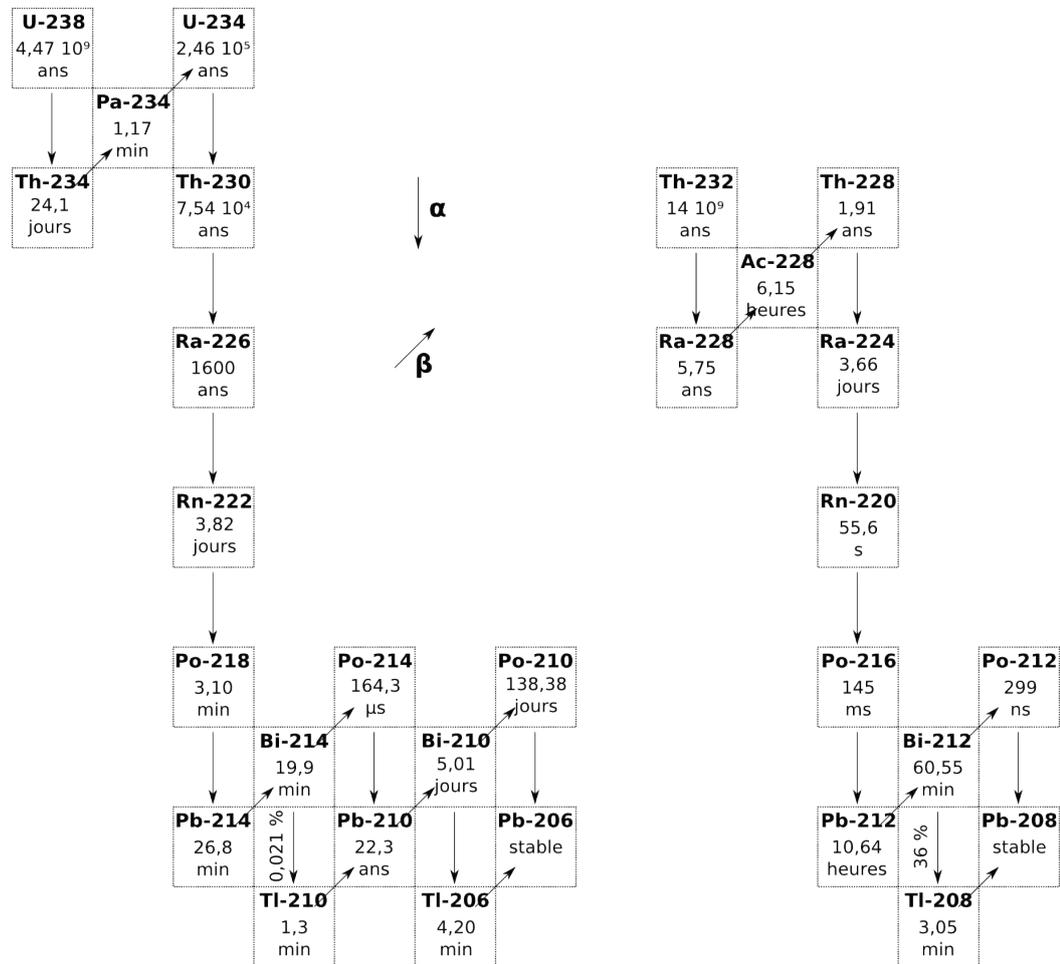


Figure 4.5: Les chaînes de l'uranium-238 à gauche et du thorium-232 à droite de la radioactivité naturelle.

On a vu dans le chapitre 2 que tous les matériaux utilisés dans la construction du détecteur NEMO 3 sont choisis pour leur faible radioactivité. Aussi, les feuilles sources qui sont étudiées ont pour la plupart été purifiées. Mais malgré toutes ces précautions, la radioactivité naturelle est toujours présente en petite quantité.

Les chaînes de radioactivité naturelle à l'origine des bruits de fond des expériences de recherche de double désintégration β sans émission de neutrino sont celles de l'uranium-238 et du thorium-232 que l'on peut voir en figure 4.5. Ce sont plus particulièrement le bismuth-214 et le thallium-208 qui sont gênants car lors de leurs désintégrations

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

l'énergie disponible est suffisamment grande pour parvenir à mimer des événements à deux électrons dans la fenêtre en énergie où on attend notre signal, comme décrit en 4.5.2 et 4.5.3 respectivement.

Le détecteur de traces du détecteur NEMO 3 couplé à l'analyse de temps de vol que l'on vient de présenter permettent une sélection des événements rejettant déjà une grande partie du bruit de fond. Afin de comprendre les bruits de fond restants et extraire le signal qui nous intéresse il est nécessaire de mesurer précisément notre bruit de fond. Encore une fois, la technique "tracko-calorimétrie" de NEMO 3 permet d'avoir différents canaux d'analyse indépendants pour ces mesures de bruit de fond et de signal. La grande statistique dans les canaux sélectionnant les bruits de fond permettent des mesures de précision.

On sépare les bruits de fond en deux catégories : interne et externe. Le bruit de fond interne est celui qui est présent à l'intérieur des feuilles sources et le détail des processus conduisant à l'émission quasi-simultanée de deux électrons est en figure 4.6. Le bruit de fond externe, quant à lui, provient de n'importe quelle autre partie du détecteur ou extérieure au détecteur. De même, les processus qui mènent à l'émission de deux électrons sont détaillés en figure 4.7.

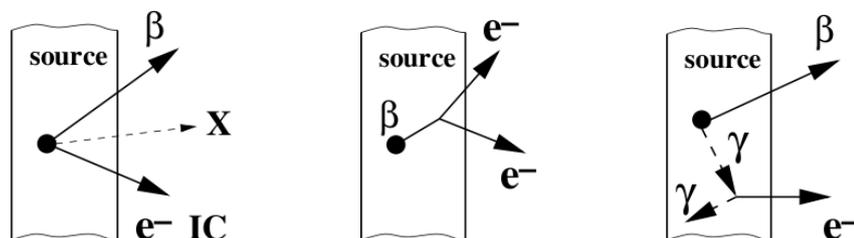


Figure 4.6: Processus de bruit de fond interne qui miment les événements à deux électrons. À gauche : désintégration β et conversion interne. Au centre : désintégration β et diffusion Møller. À droite : désintégration β et diffusion Compton.

Les bruits de fond les plus importants ainsi que les différents canaux d'analyse vont maintenant être présentés.

4.5.1 Le canal électron traversant

Comme on vient de le préciser, le bruit de fond externe provient des contaminations des différents matériaux du détecteur. Sur la figure 4.7 on voit que les bruits de fond gênant sont ceux qui génèrent des rayons γ à suffisamment haute énergie et qui viennent interagir dans les feuilles sources. Afin de mesurer les différentes contaminations on se place dans un canal plus efficace que le canal à deux électrons : le canal électron

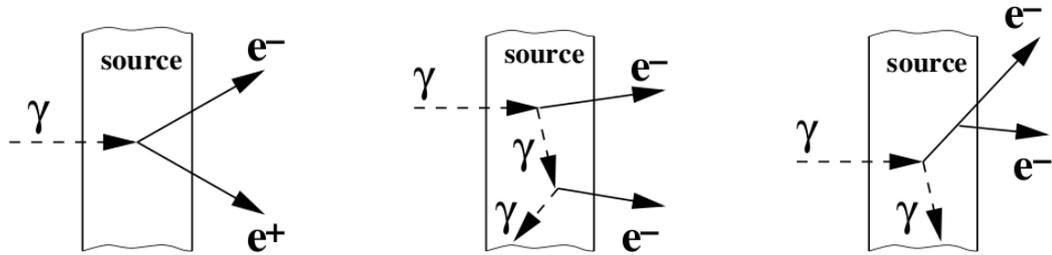


Figure 4.7: Processus de bruit de fond externe qui miment les événements à deux électrons. Dans tous les cas, il y a un rayon γ externe qui vient interagir dans la feuille source sans être préalablement détecté par le calorimètre. À gauche : création de paire et mauvaise identification du positron. Au centre : double diffusion Compton et non détection du γ . À droite : diffusion Compton, diffusion Møller et non détection du γ .

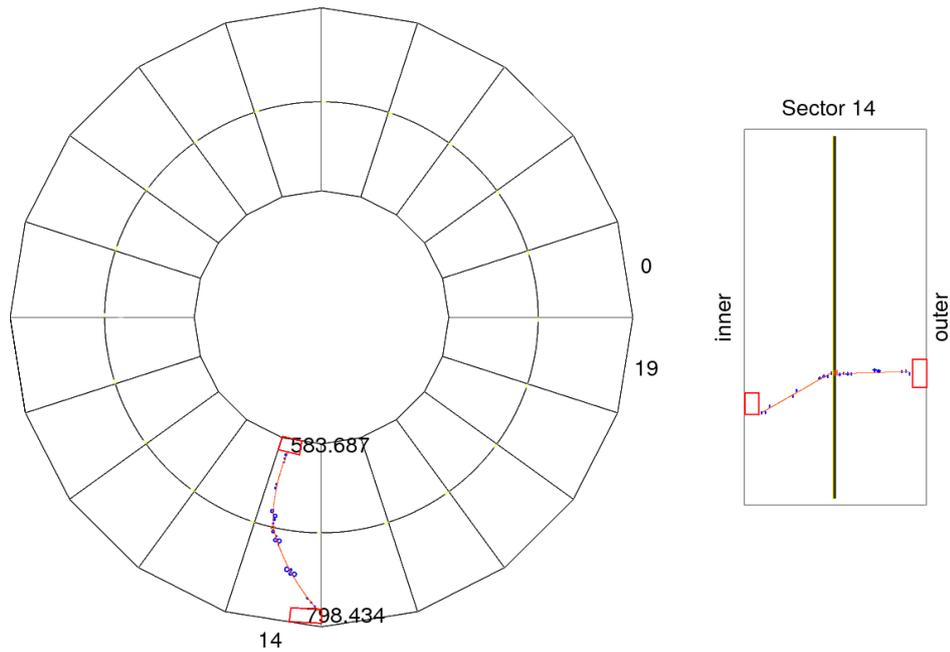


Figure 4.8: Exemple d'événement sélectionné dans le canal électron traversant. Les courbures des deux traces ont bien des signes opposés depuis la feuille source et on voit que l'électron a diffusé dans la feuille source. L'électron dépose dans un premier temps 584 keV dans un scintillateur à $t = -0,08$ ns, puis 798 keV dans un scintillateur du mur opposé à $t = 3,91$ ns.

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

traversant. En effet, pour produire un électron traversant il suffit qu'un photon externe interagisse par effet Compton dans les derniers millimètres d'un scintillateur, alors que pour obtenir deux électrons il faudrait deux diffusions successives (illustrées figure 4.7). L'électron produit par effet Compton traverse facilement le détecteur même s'il peut être diffusé à l'intérieur de la feuille source.

On identifie un événement électron traversant en demandant deux traces de courbures opposées (car la courbure est définie en supposant une particule émise depuis la feuille source), chacune associée à un scintillateur déclenché, et leurs vertex doivent être suffisamment proches. Il ne doit pas y avoir de scintillateur non associé dans l'événement (correspondant à des photons). De plus, les calculs de temps de vol doivent correspondre à une hypothèse externe (comme vu en section 4.3) et la courbure de la trace associée au dernier scintillateur déclenché en temps doit être négative. Un exemple d'événement sélectionné est donné en figure 4.8.

4.5.2 Le canal électron et particule α retardée

Sur le schéma de désintégration du bismuth-214 (^{214}Bi) de la figure 4.9 on voit que l'énergie disponible pour l'électron lors de la désintégration β vers le polonium-214 (^{214}Po) peut aller jusqu'à 3,27 MeV. Pour cette raison c'est un bruit de fond très gênant car il peut créer des événements à deux électrons dans la fenêtre en énergie où on attend la double désintégration β sans émission de neutrino (aux alentours de 3 MeV pour les isotopes les plus importants dans le détecteur NEMO 3).

On voit aussi sur ce même schéma 4.9 que le noyau fils a une demi-vie de 164 μs et on sait qu'il décroît en émettant une particule α . Grâce à ces spécificités et au système d'électronique retardée présenté en section 2.4.5 de NEMO 3 (qui permet de détecter des traces de particules chargées jusqu'à 700 μs de retard), on va pouvoir mesurer l'activité interne en ^{214}Bi dans le canal un électron et un α retardé.

La sélection consiste en des événements ayant une trace prompte de courbure négative associée à un scintillateur déclenché et qui a un vertex situé dans les feuilles source (qui représente donc l'électron), et une trace retardée dont le vertex est à moins de 10 cm de celui de la trace prompte. Cette trace retardée correspond au passage de la particule α , elle est donc courte (la longueur maximale est de l'ordre de 36 cm et la chambre à fils a une profondeur de 50 cm) et n'a pas de scintillateur associé (l' α perd très rapidement son énergie dans le gaz de la chambre à fils). Le nombre de scintillateurs non associés est laissé libre. Afin de sélectionner effectivement les particules α retardées et non pas les redéclenchements de la chambre à fils, on demande à ce que la trace de la particule α ait un retard de 20 μs au minimum. La figure 4.10 illustre la sélection d'un événement un électron et un α retardé dans les données.

4.5 Les bruits de fond et les différents canaux d'analyse

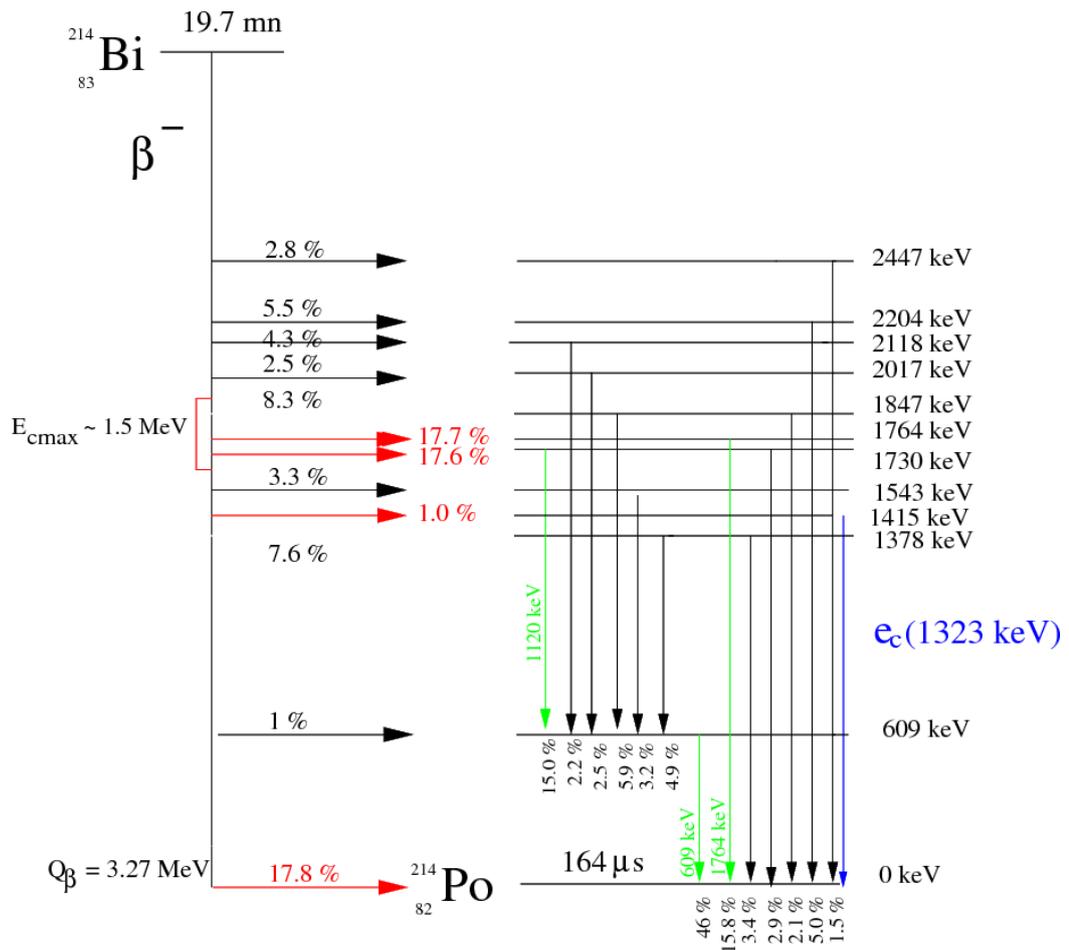


Figure 4.9: Schéma de désintégration du ^{214}Bi vers le ^{214}Po . Ce dernier a une demi-vie de 164 μs et est émetteur α .

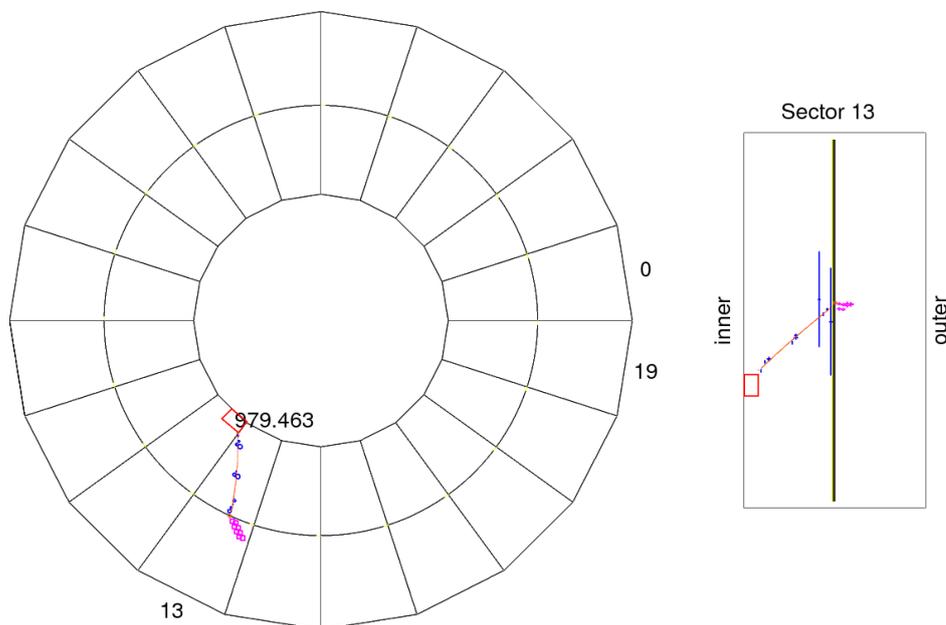


Figure 4.10: Exemple d'événement sélectionné dans le canal un électron et un α retardé. L'électron dépose 979 keV dans le scintillateur et la particule α a un temps de retard de 141,3 μ s.

On peut voir sur des simulations que l'on n'est pas sensible aux particules α émises depuis le milieu de la feuille source (figure 4.11).

4.5.3 Le canal électron et un ou plusieurs rayons γ

Le schéma de désintégration du thallium-208 (^{208}Tl) de la figure 4.12 montre que la désintégration β vers le plomb-208 (^{208}Pb) est toujours accompagnée de l'émission d'un photon de 2,615 MeV. L'énergie disponible pour l'électron est donc de 2,38 MeV dans le meilleur des cas (0,03%). Il suffit donc qu'un électron de conversion correspondant à la transition de 2,615 MeV soit émis pour engendrer un événement à deux électrons à haute énergie. Cette particularité qui le rend gênant va aussi nous être utile pour mesurer le ^{208}Tl dans le canal électron et un ou plusieurs rayons γ (l'électron est majoritairement accompagné d'au moins deux photons).

La sélection est la suivante : une trace de courbure négative associée à un scintillateur déclenché et ayant un vertex dans les feuilles sources, et des scintillateurs déclenchés non associés. Les calculs de temps de vol sont utilisés entre ces scintillateurs non associés et l'électron. Tout d'abord, on vérifie qu'aucun de ces scintillateurs déclenchés n'est compatible avec l'hypothèse externe définie en section 4.3. Ensuite, à

4.5 Les bruits de fond et les différents canaux d'analyse

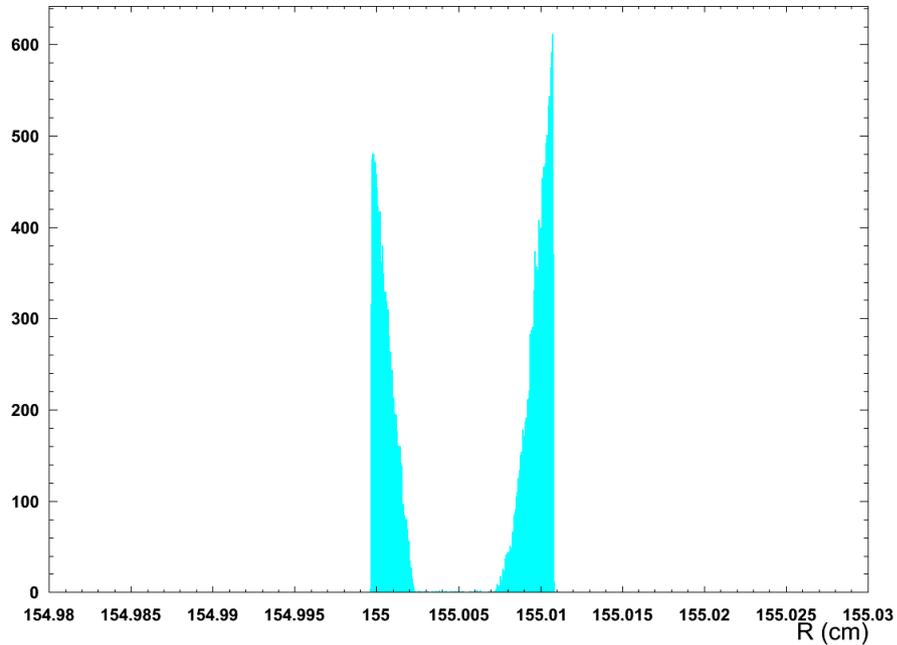


Figure 4.11: Position radiale des vertex simulés des événements sélectionnés dans le canal un électron et une particule α retardée provenant de la contamination interne de la feuille de néodyme en ^{214}Bi . On voit que l'on n'a pas de vertex venant du centre de la feuille et que le côté externe (R plus grand) est plus efficace.

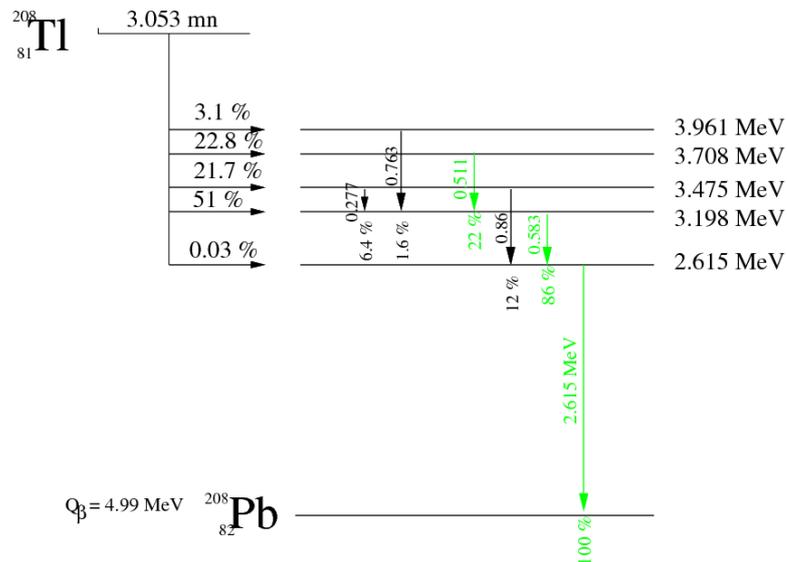


Figure 4.12: Schéma de désintégration du ^{208}Tl vers le ^{208}Pb . Un photon de 2,615 MeV est émis lors de chaque désintégration β .

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

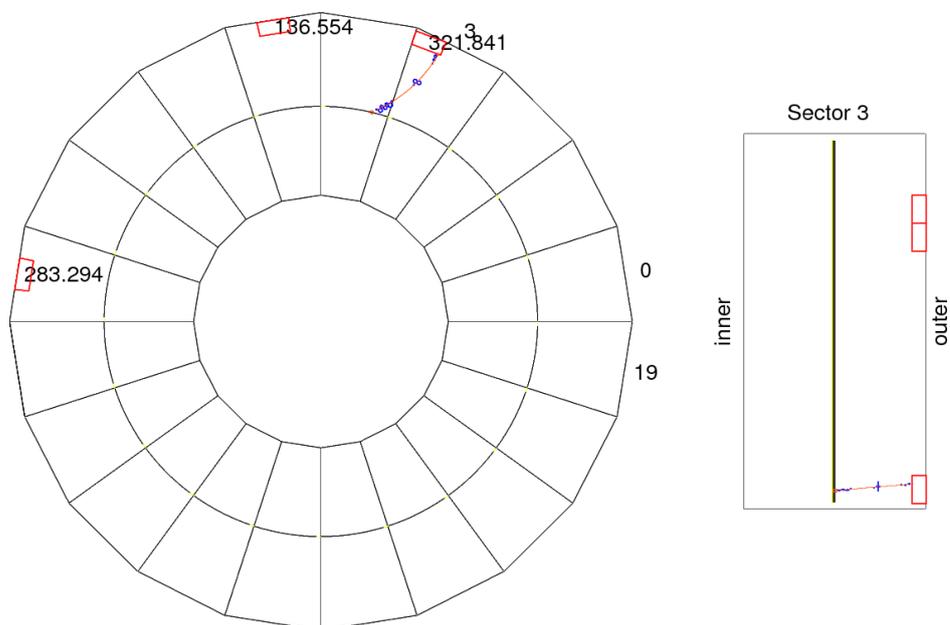


Figure 4.13: Exemple d'événement sélectionné dans le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ . L'électron dépose 322 keV à $t = -4,79$ ns dans un scintillateur et le rayon γ simultanément émis dépose 283 keV à $t = 3,92$ ns dans un autre scintillateur, puis le γ -tracking nous indique qu'il dépose à nouveau 137 keV à $t = 12,85$ ns.

l'aide d'un calcul d'hypothèse global, on détermine combien de ces scintillateurs sont en "temps" avec l'électron (ce qui signifie qu'ils vérifient l'hypothèse interne). Pour finir, on utilise le γ -tracking vu en section 4.4 afin de reconstituer le chemin des photons dans le détecteur, en prenant comme point de départ des chaînes les scintillateurs sélectionnés à l'étape précédente. La figure 4.13 montre un exemple d'événement sélectionné dans les données.

4.5.4 Le canal électron seul

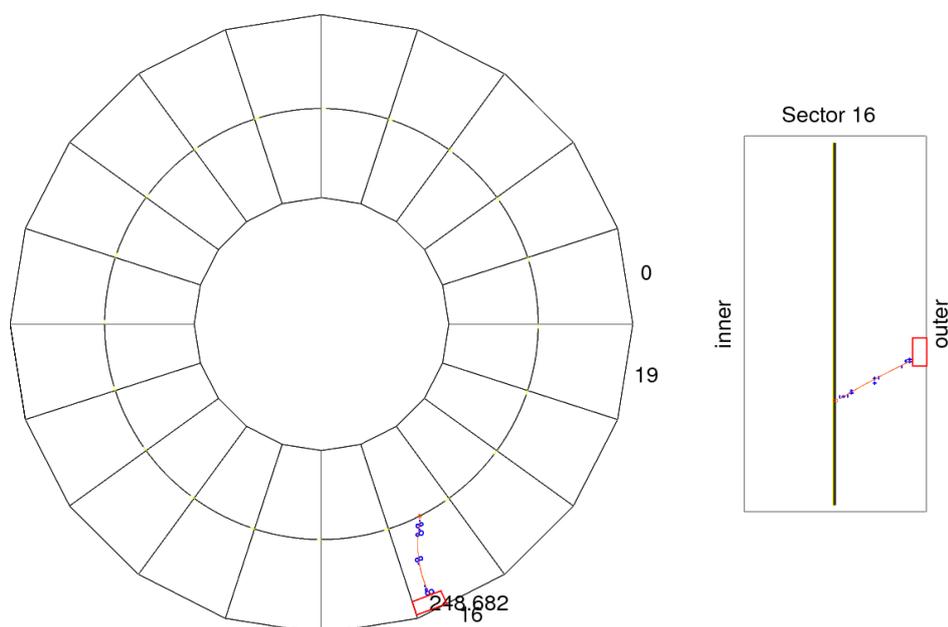


Figure 4.14: Exemple d'événement sélectionné dans le canal un électron seul.

Le canal à un électron seul permet de mesurer tous les bruits de fond internes, dont surtout les émetteurs β purs qui ne peuvent pas être mesurés préalablement avec les détecteurs germanium. Cette sélection est la plus simple : une trace de courbure négative avec un vertex dans les feuilles sources et un scintillateur déclenché associé. Il ne doit pas y avoir de scintillateurs non associés dans l'événement. On peut voir un exemple d'événement sélectionné dans les données en figure 4.14.

L'avantage majeur de ce canal aussi est la grande statistique d'événements sélectionnés qui permet d'obtenir une image très précise des feuilles sources du détecteur (vertex des traces). On s'en sert pour définir les limites des feuilles sources qui nous intéresse ou pour détecter d'éventuels points chauds (zone où l'activité est plus importante que la moyenne).

4.5.5 Le canal deux électrons

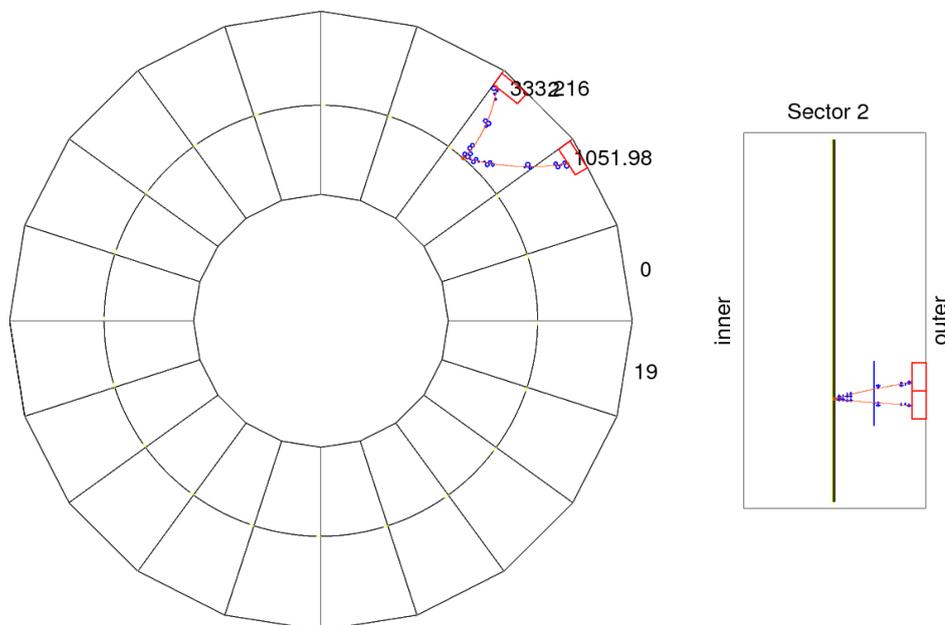


Figure 4.15: Exemple d'événement sélectionné dans le canal deux électrons. Les deux traces ont une courbure négative et leurs vertex sont proches. Le premier électron dépose 333 keV dans un scintillateur à $t = 0,17$ ns et le second dépose 1052 keV dans un autre scintillateur à $t = 0,46$ ns.

Le détecteur NEMO 3 cherche à observer la double désintégration β sans émission de neutrino. Lors de ce processus deux électrons sont émis simultanément depuis un même point des feuilles sources. Le processus de double désintégration β autorisé dans le Modèle Standard émet en plus des deux électrons deux antineutrinos électroniques, mais en pratique on ne détectera que les deux électrons. Seule la distribution en énergie totale des électrons distingue alors ces deux processus. C'est dans le canal à deux électrons qu'ils sont étudiés.

Dans ce canal on demande à avoir deux traces associées à des scintillateurs déclenchés dont les vertex sont proches sur les feuilles sources, comme pour le canal électron traversant de la section 4.5.1. Il faut cependant que ces deux traces soient de courbures négatives (car ce sont deux électrons émis depuis les feuilles sources), et que l'analyse de temps de vol soit compatible avec l'hypothèse interne. Il ne doit pas y avoir de scintillateurs déclenchés non associés dans cet événement. On peut voir un exemple d'événement sur la figure 4.15.

4.5.6 Le canal deux électrons et un ou plusieurs rayons γ

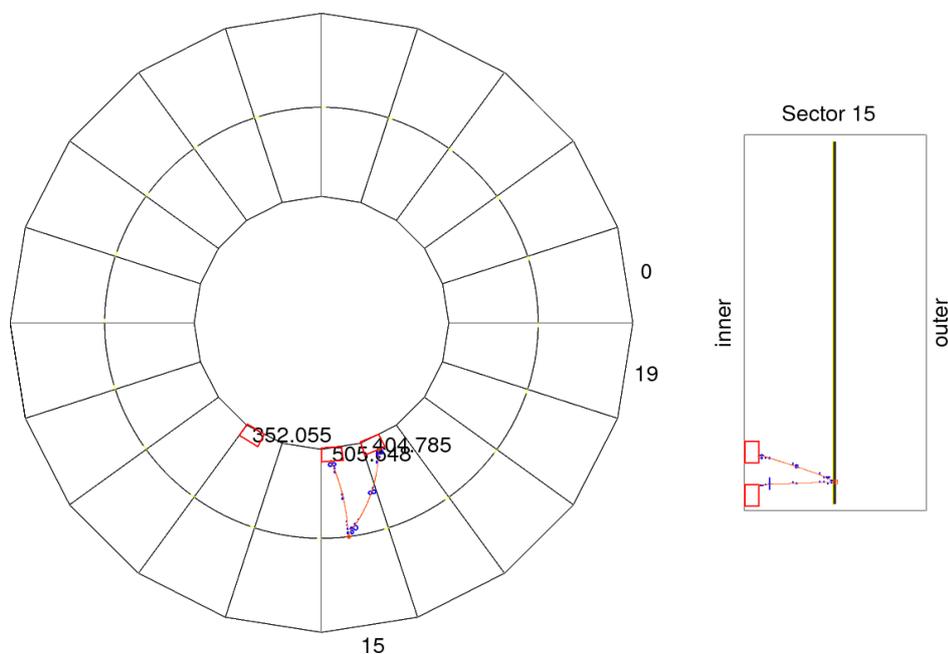


Figure 4.16: Exemple d'événement sélectionné dans le canal deux électrons et un ou plusieurs rayons γ . Les deux traces ont une courbure négative correspondant bien à des électrons. Ces électrons déposent respectivement 506 et 405 keV à $t = 5,35$ ns et $t = 6,22$ ns. Le scintillateur non associé correspond à un photon déposant 352 keV et qui interagit à $t = 6,76$ ns.

En plus des études de double désintégrations β vers l'état fondamental, on peut s'intéresser aux mêmes désintégrations vers les états excités du noyaux fils. Dans ce cas, en plus des deux électrons émis comme expliqué précédemment, un ou plusieurs rayons γ sont émis. Le canal deux électrons et un ou plusieurs rayons γ est dédié à ces études.

La sélection est dans un premier temps similaire à celle que l'on vient de voir en section 4.5.5, mis à part que cette fois le nombre de scintillateurs non associés est laissé libre. Il faut vérifier qu'aucun de ces scintillateurs n'ait une hypothèse de temps de vol externe avec les électrons de l'événement. Comme dans le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ vu en section 4.5.3, un calcul d'hypothèse de temps de vol global est ensuite utilisé pour déterminer combien de photons sont émis simultanément aux deux électrons. Enfin, une fois ces scintillateurs non associés "primaires" sélectionnés, le γ -tracking est appliqué pour reconstruire les trajets de ces photons au sein du détecteur

4. OUTILS D'ANALYSE DE DONNÉES DU DÉTECTEUR NEMO 3

NEMO 3. Sur la figure 4.16 on peut voir un exemple d'événement sélectionné dans les données.

4.5.7 Sélection des scintillateurs

Un critère supplémentaire est ajouté à toutes les sélections qui viennent d'être décrites ici. En effet les blocs PM situés dans les murs principaux du détecteur NEMO 3 (intérieur et extérieur) ont été optimisés pour la mesure des énergies des électrons et ont donc une meilleure résolution en énergie que ceux situés dans les pétales. Pour cette raison, on limite la reconstruction des électrons à des traces associées à un scintillateur déclenché dans les murs principaux, alors que les rayons γ correspondent à des scintillateurs déclenchés n'importe où dans le détecteur.

Tous les outils qui viennent d'être présentés sont utilisés dans l'analyse de la feuille de néodyme-150 qui va suivre.

Chapitre 5

Étude du bruit de fond de la feuille de néodyme dans le détecteur NEMO 3

Le but final de cette analyse est de parvenir à mesurer la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150. Ce phénomène est très rare (encore plus rare que la décroissance vers l'état fondamental du samarium-150) et malheureusement la feuille de néodyme placée dans le détecteur NEMO 3 n'a pas été purifiée. Il est donc capital de mesurer les bruits de fond aussi précisément que possible, et ce chapitre est dédié à ces mesures.

5.1 Le néodyme dans NEMO 3

Lors de la double désintégration β du néodyme-150 (^{150}Nd) vers le samarium-150 (^{150}Sm), les deux électrons émis peuvent emporter jusqu'à 3,367 MeV au total, ce qui correspond à la plus grande valeur $Q_{\beta\beta}$ pour les émetteurs double β après le calcium-48. Le facteur d'espace de phase de la décroissance double β sans émission de neutrino $G_{2\beta 0\nu}$ est le plus important de tous les émetteurs double β , comme on peut le voir sur la figure 5.1. La demi-vie du processus sans émission de neutrino est inversement proportionnel à $G_{2\beta 0\nu}$ d'après l'équation 1.29. Si on suppose maintenant que les éléments de matrice nucléaire ne varient pas beaucoup d'un isotope à l'autre (ce qui est le cas dans certains modèles de calculs d'éléments de matrices nucléaires), on attend un taux de comptage plus élevé pour le ^{150}Nd . Tout cela en fait un candidat idéal pour les prochaines générations d'expérience de recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

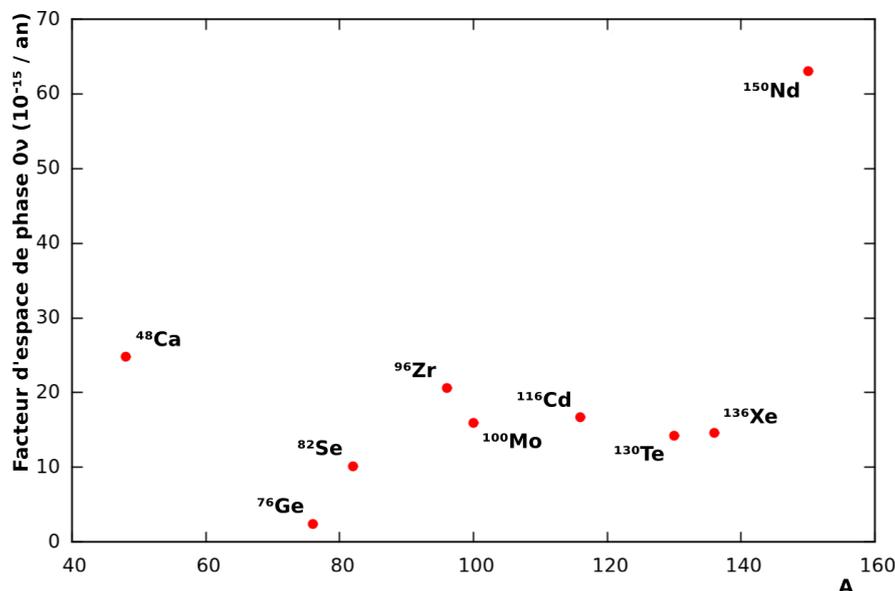


Figure 5.1: Valeur des facteurs d'espace de phase de la double désintégration β sans émission de neutrino pour différents isotopes émetteurs double β [59].

Dans le détecteur NEMO 3, seule une bande de néodyme enrichi a été placée car il est difficile d'enrichir en néodyme-150 (il n'est pas possible de le faire par la méthode de centrifugation "classique"). Elle mesure 2480 mm de long pour 65 mm de large. Comme vu en section 2.4.2, c'est une bande composite créée à partir de Nd_2O_3 où le néodyme est enrichi à 91% en néodyme-150. La masse totale de cette feuille est de 56,7 g pour 36,6 g de pur ^{150}Nd .

Isotope	Activité (mBq/kg)
²¹⁴ Bi	< 3,0
²⁰⁸ Tl	10 ± 2
⁴⁰ K	< 70
²⁰⁷ Bi	130 ± 5
¹⁵² Eu	40 ± 5
^{234m} Pa	< 66

Table 5.1: Mesure des contaminations internes de la feuille source de néodyme avec un détecteur germanium avant d'être placée dans NEMO 3. Les limites sont à 90% de niveau de confiance (CL).

Cette feuille source a été mesurée à l'aide d'un détecteur germanium avant d'être placée dans le détecteur NEMO 3. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 5.1.

5.2 Définition des bornes de la feuille de néodyme et des points chauds

NEMO 3 ayant été démonté après la fin des prises de données, il a été possible de mesurer à nouveau cette feuille source. Cette dernière mesure donne :

$$A(^{207}\text{Bi}) = 118 \pm 8 \text{ mBq/kg} \quad (5.1)$$

$$A(^{40}\text{K}) = 273 \pm 63 \text{ mBq/kg} \quad (5.2)$$

D'une mesure à l'autre la contamination en potassium-40 (^{40}K) a beaucoup évoluée. Ceci est dû à une contamination du détecteur germanium lors de la première mesure, on peut donc considérer que la limite sur l'activité en ^{40}K de la feuille source du tableau 5.1 est fausse. La diminution de l'activité en bismuth-207 (^{207}Bi) est expliquée par la courte demi-vie de celui-ci (32,9 ans).

5.2 Définition des bornes de la feuille de néodyme et des points chauds

Dans la section 4.5.4 on a vu que le canal à un électron seul permettait d'avoir une image plus précise des feuilles sources. La figure 5.2 représente les vertex de tous les événements à un électron seul de février 2003 à octobre 2010 dans le détecteur NEMO 3. La feuille de néodyme est la sixième bande du secteur 5. Un zoom sur ce secteur (figure 5.3) permet d'identifier notre feuille source. On voit très nettement un point chaud (zone où le nombre d'événements est beaucoup plus important) dans celle-ci, et les neufs disques de calcium à côté.

À l'aide de cette distribution on définit les bornes de la feuille de néodyme comme étant :

$$5,74 < \text{Secteur} < 5,86 \quad (5.3)$$

$$-1170 < Z < 1170 \text{ mm} \quad (5.4)$$

Afin d'optimiser la sélection de la zone du point chaud (et ne pas se contenter d'un critère "à l'œil"), on utilise une méthode d'analyse où on considère que la feuille de néodyme comme une photo noir et blanc pixelisée. Chaque pixel a ici une taille de 1 mm en Z et 0,5 mm en $R\phi$ (car la résolution est meilleure selon cette coordonnée). Au lieu de simplement sélectionner les pixels dont la valeur est au dessus d'un certain seuil, on fait une moyenne en prenant en compte les plus proches voisins. On applique une matrice illustrée sur le tableau 5.2, et c'est la valeur de la convolution de cette matrice et des pixels qui nous sert à garder ou non un pixel. De cette manière on lisse les pixels entre eux pour être moins dépendant d'une fluctuation statistique.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

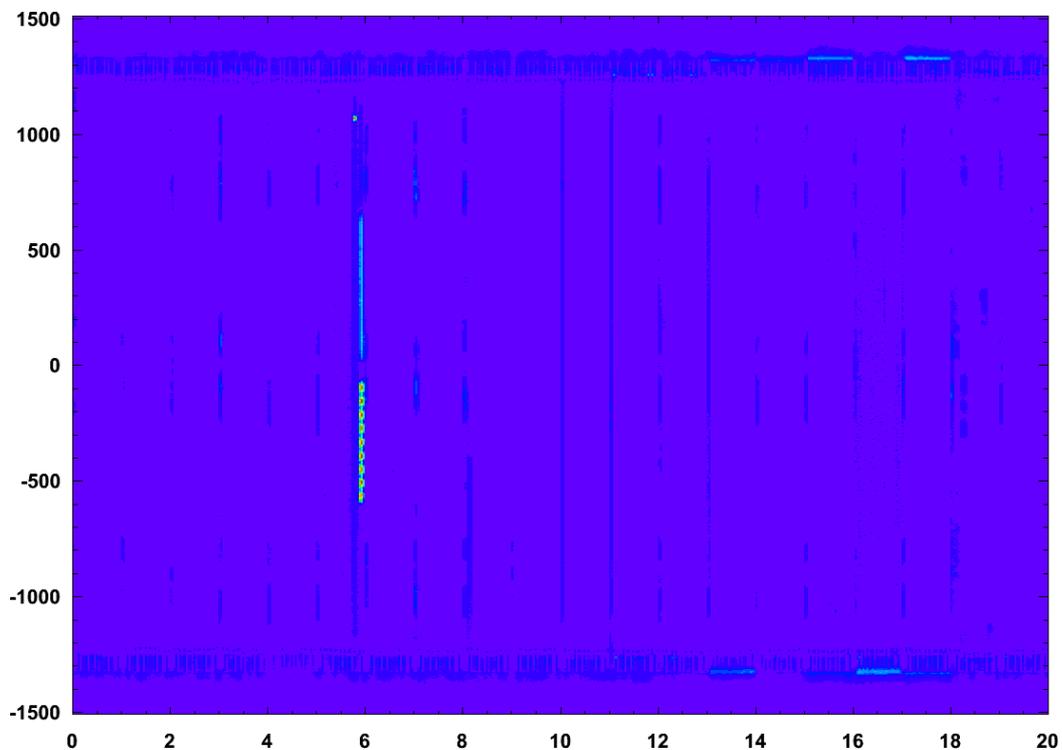


Figure 5.2: Vertex de tous les événements à un électron seul de février 2003 à octobre 2010 dans le détecteur NEMO 3. L'ordonnée représente la coordonnée Z en mm, et l'abscisse correspond au numéro de secteur. La couleur violette correspond aux points avec un petit nombre d'événements et la couleur rouge correspond aux grands nombres d'événements. Aux Z aux alentours de -1300 et 1300 mm on peut distinguer les attaches des feuilles sources. Les points chauds que l'on voit près du secteur 6 correspondent aux disques de calcium qui sont contaminés en yttrium-90.

1	2	1
2	5	2
1	2	1

Table 5.2: Matrice donnant des poids différents à chaque pixel pour lisser l'image de la feuille source.

5.2 Définition des bornes de la feuille de néodyme et des points chauds

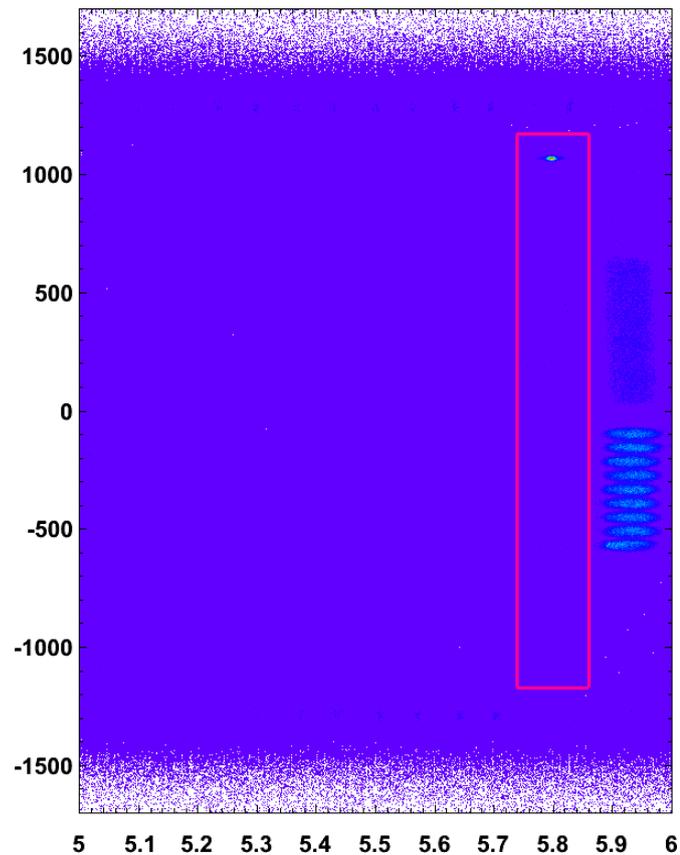


Figure 5.3: Zoom sur le secteur 5. En partant de la gauche, les deux premières bandes sont des feuilles de molybdène métallique, les trois suivantes sont du molybdène composite, la sixième feuille est celle de néodyme, et enfin la dernière bande est composée de deux échantillons de zirconium, de neuf disques de calcium, et de six couches de film Mylar servant à fabriquer les feuilles composites. Le rectangle représente la sélection de la feuille de néodyme.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

Sur la figure 5.4 on voit le point chaud sélectionné et l'image de la source de néodyme après avoir retiré ce point chaud. On peut aussi sélectionner uniquement ce point chaud et analyser le spectre en énergie des électrons qui en sont issus. Pour savoir à quelle contamination il correspond, on ne considère ici que les principaux émetteurs β purs que sont le protactinium-234m et le potassium-40 (qui seront décrits dans la section 5.4.3). Sur la figure 5.5 on voit que celui-ci correspond à une contamination en protactinium-234m avec une activité de $1,19 \pm 0,01$ (stat.) mBq. On peut comparer cette activité avec la limite obtenue pour la feuille de néodyme entière avec un détecteur germanium (du tableau 5.1) qui est $< 3,74$ mBq à 90% de niveau de confiance.

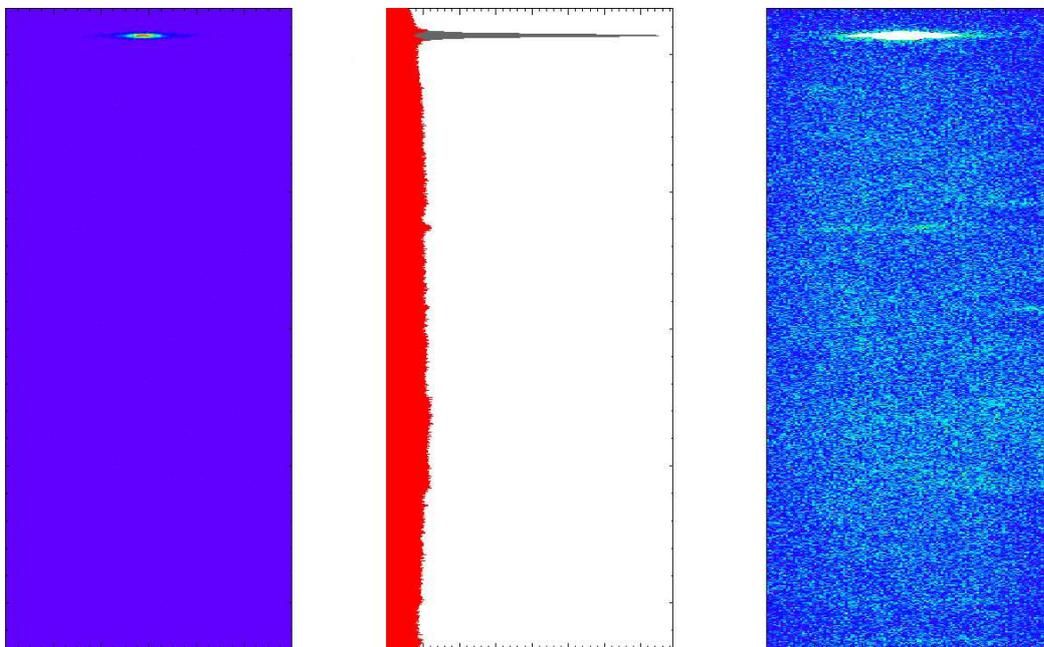


Figure 5.4: Les trois figures représentent les vertex d'événements un électron seul situés dans la feuille de néodyme. Sur la figure de gauche tous les vertex sont gardés et sur celle de droite il s'agit des événements après avoir retiré le point chaud. L'échelle d'intensité n'est pas la même d'une figure à l'autre. La distribution du milieu représente la projection sur l'axe Z de tous les événements en gris foncé, et après avoir retiré le point chaud en rouge.

Avec une statistique plus faible on peut vérifier l'homogénéité de la feuille de néodyme dans le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ , présenté dans la section 4.5.3. La figure 5.6 montre la feuille de néodyme dans ce canal, la sélection des points chauds, et à nouveau la feuille après avoir retiré les points chauds. En analysant ces points chauds, en ne considérant ici que les isotopes que l'on mesure habituellement dans ce canal (détaillé en sections 5.4.2, 5.4.4 et 5.4.5), en figures 5.7 et 5.8 on

5.3 Contrôle du bruit de fond externe

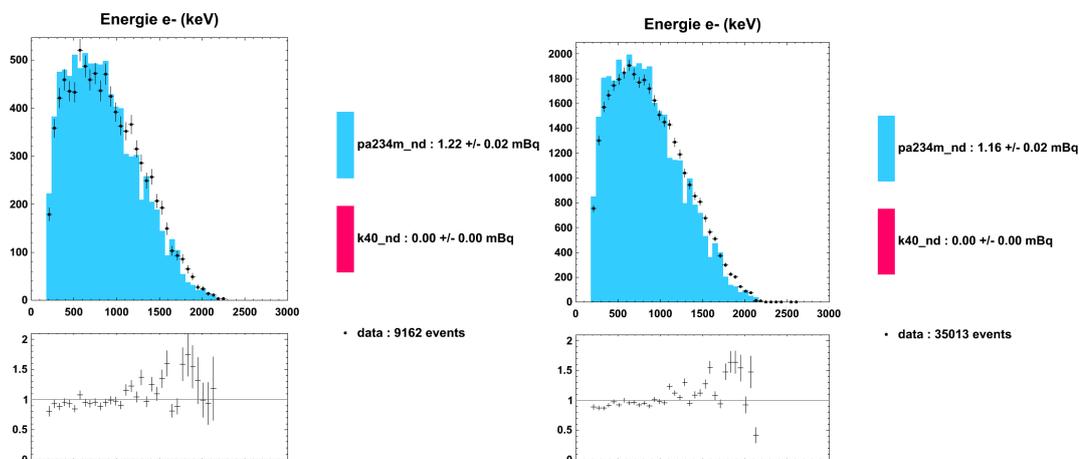


Figure 5.5: Mesure de l'activité du point chaud identifié dans le canal un électron seul. Pour la phase I à gauche et pour la phase II à droite. Les activités des différents bruits de fond sont laissées libre lors de l'ajustement.

voit qu'ils correspondent à une contamination en bismuth-207 avec pour activité totale $1,59 \pm 0,04$ (stat.) mBq. On peut aussi comparer à la mesure germanium de la totalité de la feuille de néodyme (du tableau 5.1) donnant $6,8 \pm 0,4$ mBq d'activité moyenne en bismuth-207.

Pour toutes les analyses suivantes, ces points chauds (identifiés dans les canaux électron seul et électron et un ou plusieurs rayons γ) sont retirés de la sélection de la feuille source. Au total, la feuille source placée dans le détecteur a une surface de 1612 cm^2 . Après définition des bords il reste 1367 cm^2 , et lorsque l'on retire les points chauds la surface est de 1347 cm^2 . Cela équivaut à une masse de $47,4 \text{ g}$ pour la feuille et $30,6 \text{ g}$ de pur néodyme-150. Le calcul des efficacités avec les simulations prend directement en compte ces effets-là.

5.3 Contrôle du bruit de fond externe

5.3.1 Le radon dans la chambre à fils

Dans la section 2.4.8 on a vu que le gaz présent dans le détecteur de traces contenait du radon et qu'un dispositif anti-radon avait été installé pour réduire la contamination de ce gaz en radon. Ce radon se dépose sur les fils de masse de la chambre à fils, et un de ses descendants est le bismuth-214 (^{214}Bi) dont on a déjà discuté en section 4.5.2. On peut donc le mesurer dans le canal un électron et une particule α retardée. Dans cette sélection, on demande à ce que l'électron ait son vertex situé sur les feuilles sources du

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

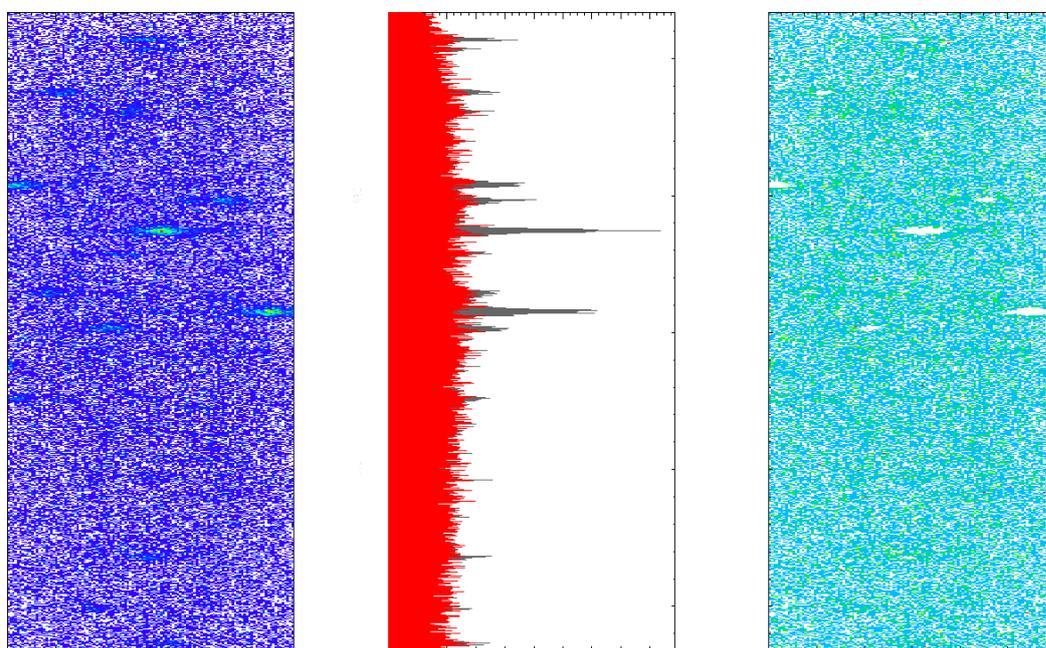


Figure 5.6: Les trois figures représentent les vertex d'événements un électron et un ou plusieurs rayons γ situés dans la feuille de néodyme. Sur la figure de gauche tous les vertex sont gardés et sur celle de droite il s'agit des événements après avoir retiré les différents points chauds. L'échelle d'intensité n'est pas la même d'une figure à l'autre. La distribution du milieu représente la projection sur l'axe Z de tous les événements en gris foncé, et après avoir retiré les points chauds en rouge.

5.3 Contrôle du bruit de fond externe

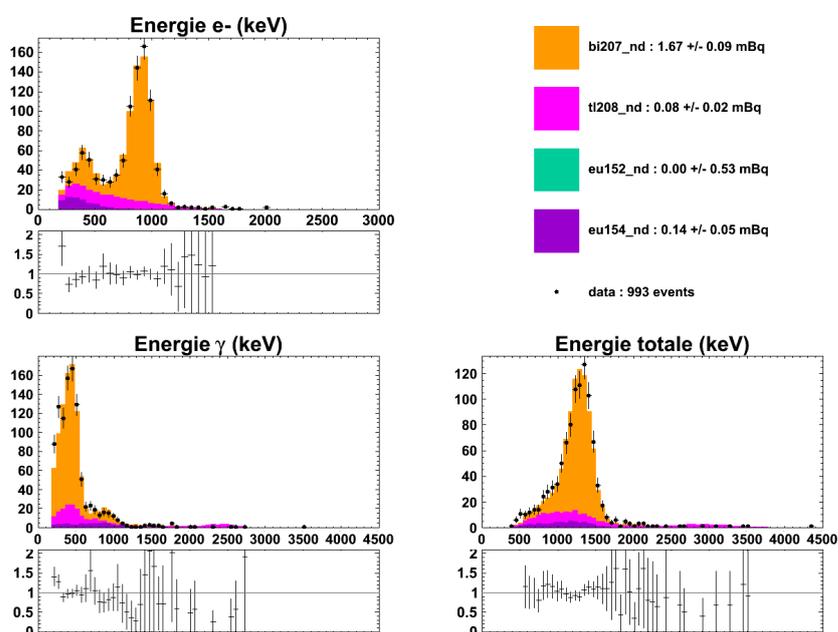


Figure 5.7: Mesure de l'activité des points chauds identifiés dans le canal un électron et un rayon γ pour la phase I. Les activités des différents bruits de fond sont laissées libres lors de l'ajustement.

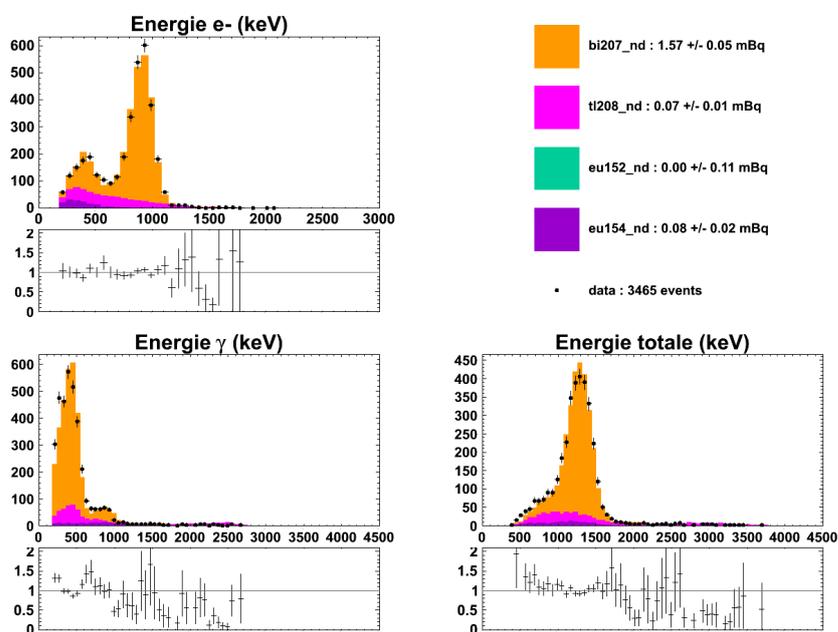


Figure 5.8: Mesure de l'activité des points chauds identifiés dans le canal un électron et un rayon γ pour la phase II. Les activités des différents bruits de fond sont laissées libres lors de l'ajustement.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

détecteur. Du fait de la configuration du détecteur NEMO 3, si une particule chargée est émise depuis la première rangée de fils (de part et d'autre de la feuille source) l'algorithme de reconstruction des traces de la section 4.1.3 lui reconstruira un vertex dans la feuille. En pratique on ne peut donc pas faire la différence entre une particule chargée émise depuis la feuille source ou depuis la première rangée de fils.

On peut contrôler l'activité en ^{214}Bi de la chambre à fils en supposant simplement que tous les événements un électron et une particule α retardée sélectionnés proviennent du ^{214}Bi déposé en surface des fils du détecteur de traces (on considère donc que les contaminations en ^{214}Bi interne aux feuilles sources sont négligeables). Cette activité est mesurée pour chaque prise de données sur la figure 5.9. On y voit clairement la différence après l'installation du dispositif anti-radon (vers les prises de données 3400). L'activité en ^{214}Bi diminue d'un facteur un peu plus grand que 5 lors du passage de cette marche. La phase où l'activité en radon est élevée est appelée phase I (334, 2 jours de prise de données), et l'autre phase II (1364, 7 jours).

On peut aussi s'intéresser à la répartition spatiale de cette activité. Sur les figures 5.10 et 5.11 sont représentées les contaminations de la surface des fils en ^{214}Bi pour chaque secteur, pour les phases I et II respectivement. On voit une très grande inhomogénéité au niveau du secteur 3, ceci est dû à l'agencement des feuilles sources entre-elles qui piège le gaz (et donc le radon) du détecteur de trace.

5.3.2 Les autres parties du détecteur

On a vu grâce aux mesures avec un détecteur germanium que la feuille de néodyme était contaminée assez fortement en ^{208}Tl . Il n'est pas nécessaire de connaître parfaitement le bruit de fond externe car il ne sera pas dominant. On considère qu'il vient principalement des photomultiplicateurs (PM) car ceux-là sont situés à l'intérieur du blindage et les éléments qui les composent sont connus pour être contaminés.

Comme expliqué en section 4.5.1, on utilise le canal un électron traversant pour en mesurer les différentes contributions. Dans le tableau 5.3 on trouve les mesures de radiopureté des PM utilisés dans le détecteur NEMO 3 en ^{214}Bi , ^{208}Tl et ^{40}K . Celles-ci sont obtenues avec des mesures des différents composants par des détecteur germanium. On suppose que les chaînes de décroissance de radioactivité naturelle sont à l'équilibre séculaire, ce qui nous permet de déduire l'activité en ^{228}Ac de la chaîne du ^{232}Th .

Les émetteurs β présents en surface des scintillateurs peuvent eux-aussi produire aisément des événements électrons traversants par rétrodiffusion. Parmi ces émetteurs on peut craindre une contamination en ^{40}K car il est naturellement présent dans tous les matériaux. Les mesures des scintillateurs avec un détecteur germanium ont également montré la présence d' ^{152}Eu .

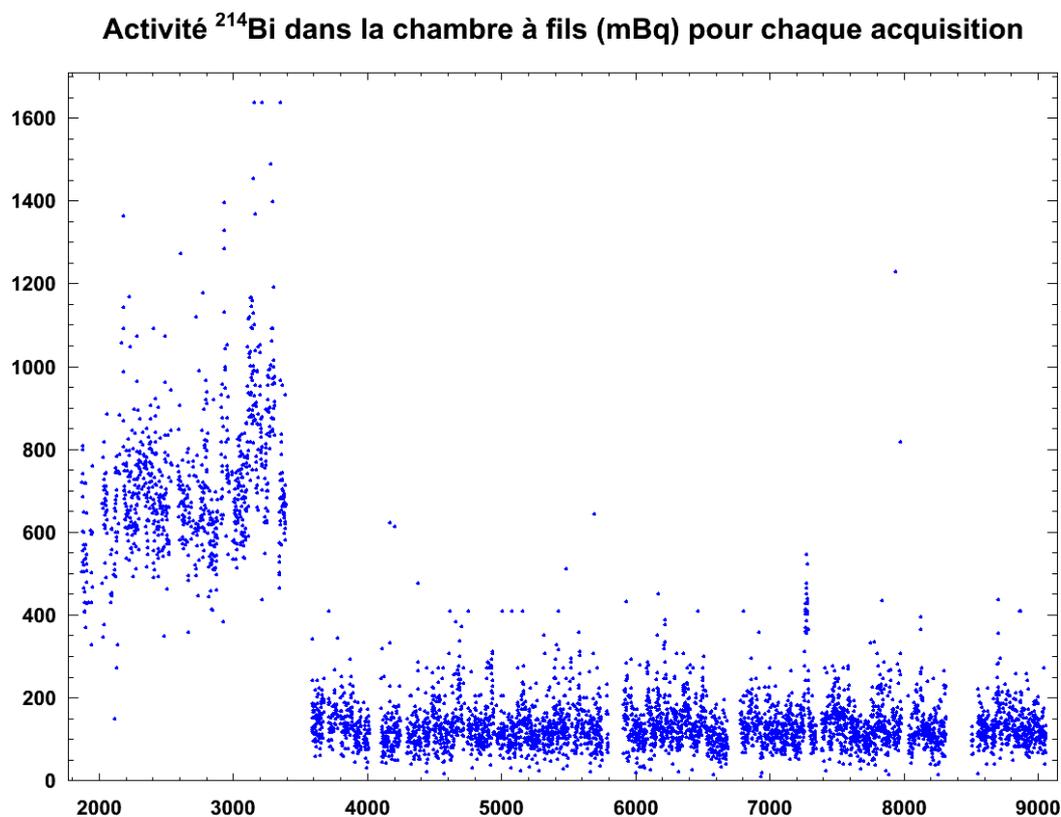


Figure 5.9: Activité du ^{214}Bi présent sur la surface des fils de la chambre à fils pour chaque prise de données. Lors de la phase I, c'est-à-dire jusqu'à la prise de données numéro 3400 environ, l'activité moyenne est de 718 ± 6 mBq, et par la phase II, après la prise de données numéro 3400, cette activité est de 135 ± 1 mBq.

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

Table 5.3: Radiopureté des photomultiplicateurs de NEMO 3, obtenue grâce à des mesures dans des détecteurs germanium.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

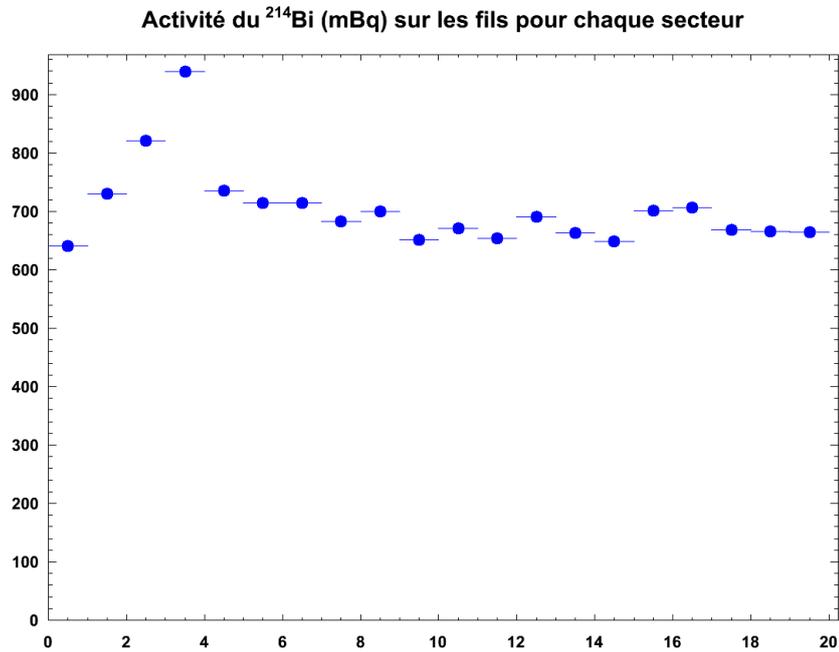


Figure 5.10: Activité du ^{214}Bi présent sur la surface des fils de la chambre à fils pour chaque secteur du détecteur NEMO 3 pendant la phase I.

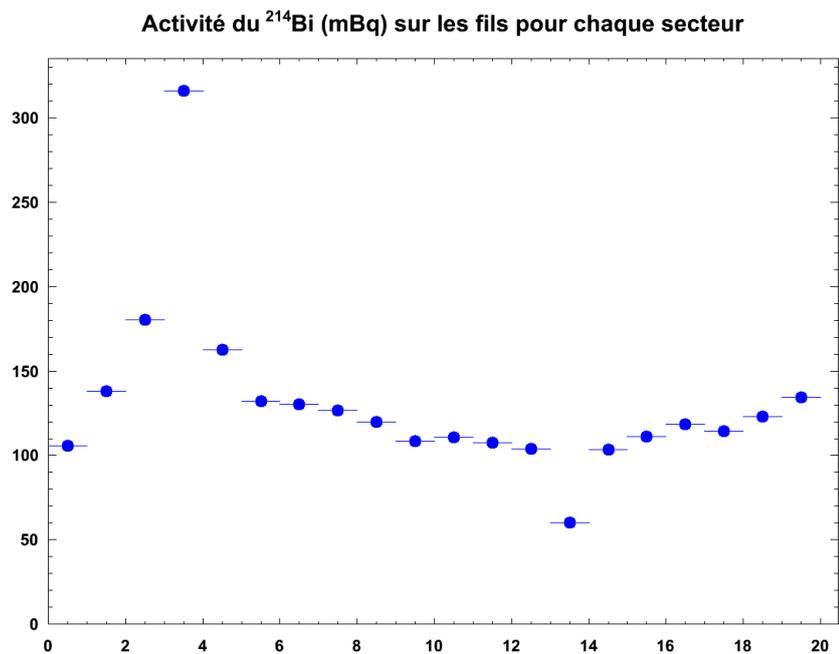


Figure 5.11: Activité du ^{214}Bi présent sur la surface des fils de la chambre à fils pour chaque secteur du détecteur NEMO 3 pendant la phase II.

5.3 Contrôle du bruit de fond externe

Bien que des mesures aient été effectuées avant la construction du détecteur NEMO 3, il est préférable de mesurer à nouveau les contributions des différentes contaminations à l'aide du détecteur lui-même. En effet, il peut y avoir eu de nouvelles contaminations lors de la phase de construction et les mesures n'étaient effectuées que sur des échantillons.

Dans un premier temps, on mesure le bruit de fond externe dans tout le détecteur, c'est-à-dire que l'on sélectionne les électrons traversants dans toutes les feuilles sources en rejetant les tubes de calibration. Ceux-ci sont situés au début de chaque secteur, il suffit donc de ne garder que les vertex vérifiant :

$$[\text{Secteur}] + 0,1 \leq \text{Secteur} \quad (5.5)$$

$$-1251 < Z < 1251 \text{ mm} \quad (5.6)$$

avec $[\text{Secteur}]$ la partie entière du numéro de secteur. On voit le résultat sur la figure 5.12. L'activité du ^{214}Bi présent sur la surface des fils de la chambre à fils est fixée à la valeur moyenne mesurée dans la section 5.3.1. Pour effectuer l'ajustement les activités des différentes contributions, les activités sont autorisées à varier autour des valeurs mesurées avec les détecteurs germanium du tableau 5.3. Les événements à haute énergie dans les données proviennent de l'interaction des neutrons, dont la simulation n'a pas été incluse ici. Pour la suite, la source de néodyme ne représentant qu'une seule bande (donc $1/(7 \times 20) \sim 0,7\%$ de la surface totale des feuilles sources) on peut y négliger le bruit de fond venant des neutrons. La contribution provenant du ^{40}K des PM étant très faible, elle a tend vers 0 lors de l'ajustement. On la fixe donc à l'activité mesurée avec les détecteurs germanium du tableau 5.3.

De même que pour le radon du gaz de la chambre à fils, il peut y avoir des inhomogénéités dans la répartition des bruits de fond venant des blocs PM. Comme on s'intéresse plus particulièrement à la feuille de néodyme, on va effectuer la même mesure de bruit de fond externe mais cette fois en ne sélectionnant que les électrons qui traversent cette feuille source, avec les bornes définies en section 5.2. Les résultats sont présentés sur la figure 5.13. Pour effectuer cet ajustement on prend comme point de départ les activités trouvées en considérant le détecteur entier. Les mesures dans la feuille de néodyme et le détecteur entier sont bien compatibles.

On vérifie aussi que la cinématique des événements de données soit bien reproduite dans les simulations en regardant les autres paramètres disponibles que sont les énergies individuelles, l'angle absolu entre les deux traces et la probabilité de l'hypothèse de temps de vol externe (voir figure 5.14).

Les mesures d'activité des contaminations sont regroupées dans le tableau 5.4. Pour les mesures du ^{214}Bi provenant des PM, ces mesures ne sont pas compatibles entre

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

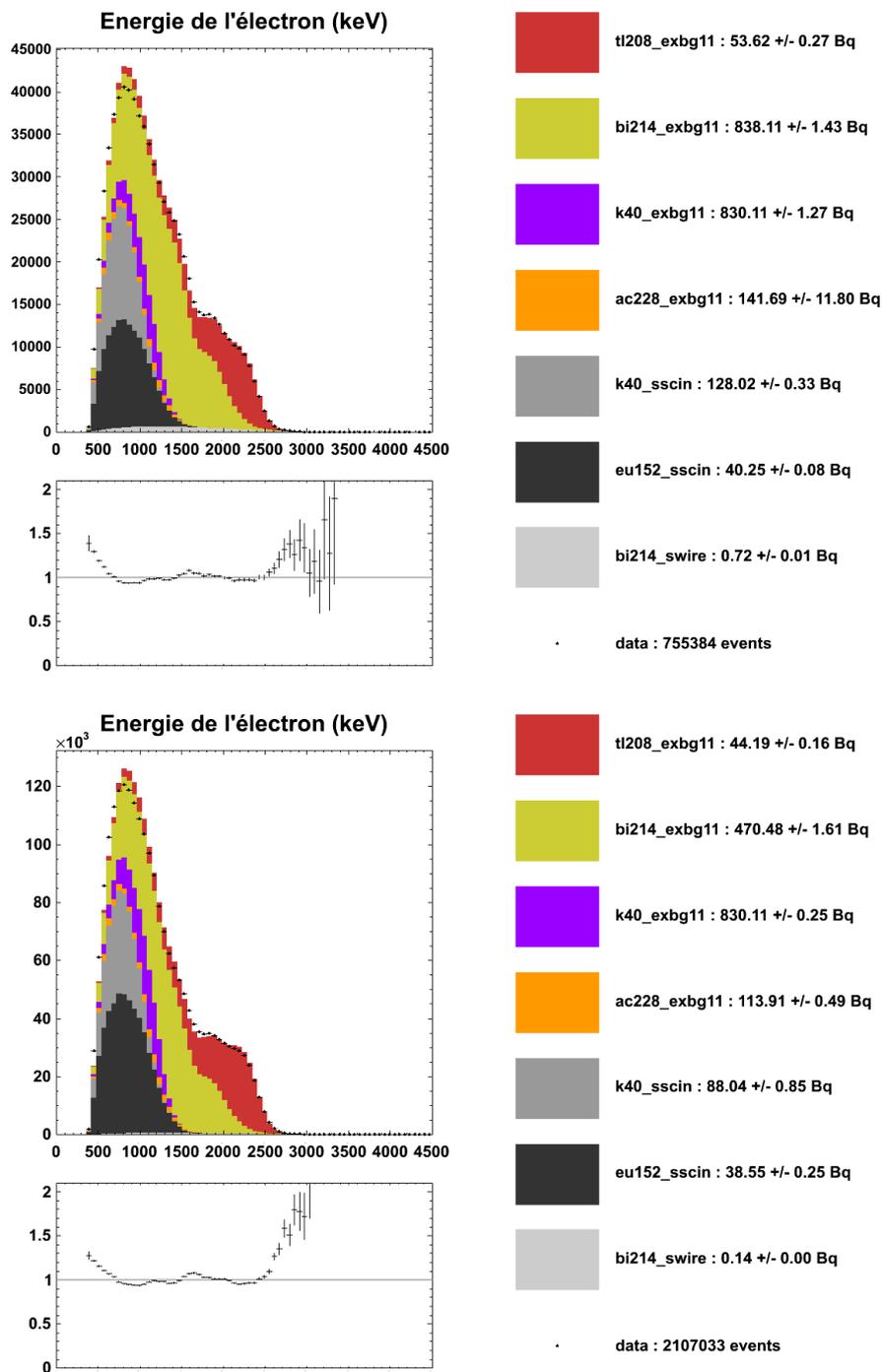


Figure 5.12: Distribution de l'énergie totale déposée par les électrons traversants pour les phases I et II (respectivement en haut et en bas) dans tous les secteurs du détecteur NEMO 3. Chaque couleur indique une contamination de bruit de fond différente. L'indice *exbg11* se rapporte aux PM, et *sscin* à la surface des scintillateurs. Le nombre total d'événement dans les données (*data*) est aussi indiqué.

5.3 Contrôle du bruit de fond externe

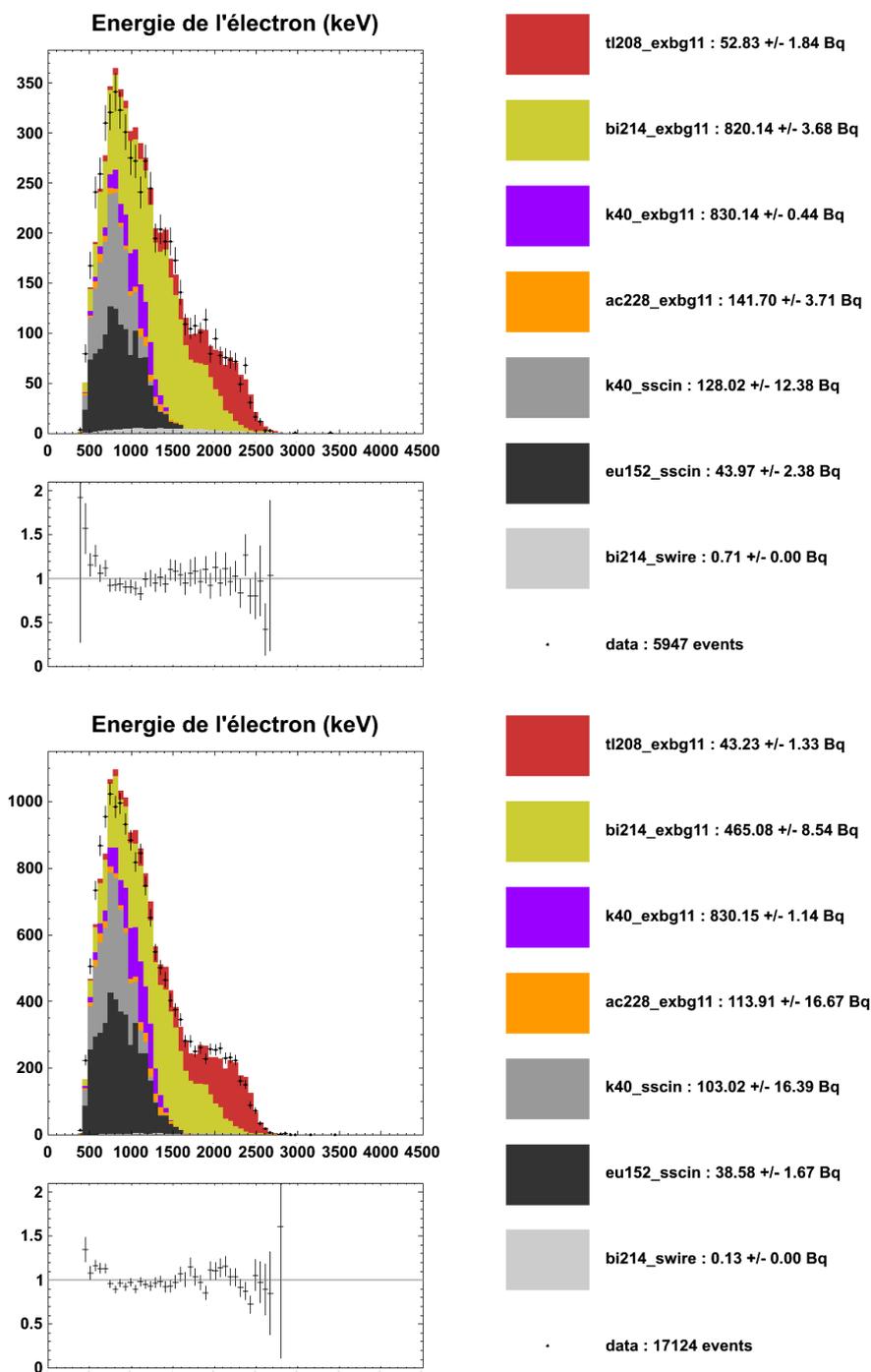


Figure 5.13: Distribution de l'énergie totale déposée par les électrons traversant pour les phases I et II (respectivement en haut et en bas) uniquement dans la feuille de néodyme. Chaque couleur indique une contamination de bruit de fond différente. L'indice *exbg11* se rapporte aux PM, et *sscin* à la surface des scintillateurs.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

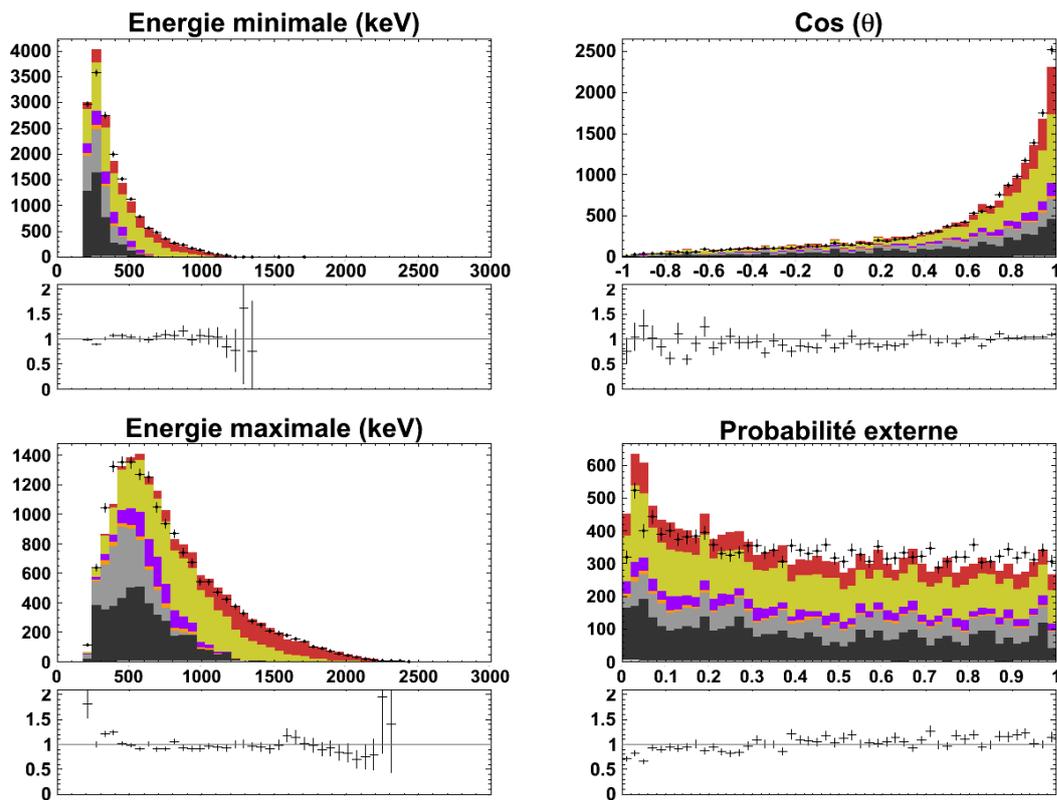


Figure 5.14: Distributions des énergies déposées par l'électron traversant minimale et maximale (en haut à gauche et en bas à droite respectivement), du cosinus de l'angle entre les deux traces en haut à droite, et enfin de la probabilité d'hypothèse de temps de vol externe. Seules les données pour la phase II sont représentées ici. Chaque couleur correspond à une contamination de bruit de fond différente, elles sont explicitées en figure 5.13.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

les phases I et II. Ceci est dû à la présence de radon dans le gaz à l'intérieur du blindage NEMO 3 (à l'arrière des PM donc) en quantité plus élevée lors de la phase I. L'ajustement des activités se faisant sur l'énergie totale des événements électron traversant, on ne peut pas distinguer les contributions du ^{214}Bi venant de différents éléments du détecteur entre-elles. On peut considérer que l'activité mesurée est une activité effective.

	Bruit de fond	Phase I (Bq)	Phase II (Bq)
	^{208}Tl des PM	53 ± 2	43 ± 2
	^{214}Bi des PM	820 ± 4	465 ± 9
	^{40}K des PM	830 ± 1	830 ± 2
^{40}K à la surface des scintillateurs		128 ± 12	103 ± 17
^{152}Eu à la surface des scintillateurs		44 ± 3	39 ± 2

Table 5.4: Mesure des contributions du bruit de fond externe dans le canal un électron traversant dans la feuille de néodyme. Les erreurs correspondent aux erreurs statistiques uniquement. L'activité en ^{40}K des PM est en fait fixée.

Maintenant que la connaissance du bruit de fond externe est convenable, on va pouvoir mesurer les composantes de bruit de fond les plus importantes que sont les contaminations internes à la feuille source de néodyme.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

Dans la section 4.5 on a vu que les deux isotopes les plus gênants (pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino) présents dans la radioactivité naturelle sont le ^{208}Tl et le ^{214}Bi . Les mesures de la feuille source de néodyme par un détecteur germanium ont montré la présence d'autres contaminations dans cette feuille. Cette section est consacrée aux mesures les plus précises possible des différentes contaminations internes.

5.4.1 Le bismuth-214 dans la feuille de néodyme

Après avoir mesuré le ^{214}Bi présent sur la surface des fils du détecteur de traces dans la section 5.3.1 on veut maintenant mesurer la contamination interne en ^{214}Bi de la feuille de néodyme. On se place toujours dans le canal un électron et une particule α retardée, mais on ne sélectionne que les événements dont le vertex de l'électron est situé dans la feuille de néodyme.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

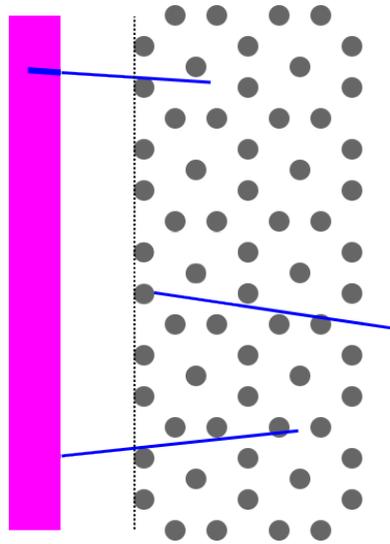


Figure 5.15: Schéma représentant les différences de longueur de trace α reconstruite en fonction du lieu d'émission. La partie fushia à gauche représente la feuille source vue du dessus, les ronds gris sont les fils du détecteur de trace, et le trait en pointillé symbolise la limite de sensibilité de ce détecteur (l'échelle n'est pas respectée). Les traces bleues sont les traces α . Dans le cas du haut, la particule est émise de l'intérieur de la feuille source, on voit qu'elle perd beaucoup d'énergie à l'intérieur de celle-ci (trait plus épais) pour enfin en sortir et être détectée. Dans le cas du milieu, la particule α est émise depuis la surface d'un fil et est donc directement détectée. Dans le dernier cas en bas, elle est émise depuis la surface de la feuille source, elle ne perd pas d'énergie dans la feuille source mais doit parcourir un peu plus de trajet dans le gaz avant d'être détectée par le détecteur de trace.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

On veut pouvoir séparer les contributions provenant de l'intérieur de la feuille source et celle de la surface des fils. Néanmoins, le spectre en énergie de l'électron est quasiment identique pour ces deux contributions (car c'est le même isotope, l'énergie est juste un peu plus dégradée pour les électrons venant de l'intérieur de la feuille source). Parmi les autres paramètres qui sont à notre disposition il y a la longueur de la trace de la particule α retardée. On sait que les α perdent très rapidement leur énergie, même dans un gaz. Une particule α émise depuis l'intérieur de la feuille source devra dans un premier temps parvenir à sortir de cette feuille source pour être ensuite détectée dans le détecteur de trace. Elle aura donc perdu plus d'énergie qu'une particule α directement émise dans la chambre à fils. Pour un même spectre en énergie des particules α , celles émises depuis la surface des fils de la chambre à fils auront une énergie plus grande en moyenne quand elles commenceront à être détectées que celles émises à l'intérieur de la feuille de néodyme. Leurs distances parcourues étant proportionnelle à l'énergie, les particules α provenant de l'intérieur de la feuille source auront des traces reconstruites plus courtes.

Dans la section 5.3.1 on a expliqué comment à partir de la présence de radon dans le gaz du détecteur on obtenait un dépôt de ^{214}Bi sur la surface des fils. Le même processus se produit aussi à la surface des feuilles sources. Lorsque l'on veut mesurer la contamination interne de la feuille de néodyme on doit donc inclure au moins ces trois contributions : sur la surface des fils, sur la surface des feuilles sources et à l'intérieur de la feuille source. Les particules α émises depuis la surface des feuilles sources auront en moyenne une trace plus longue que celles émises depuis l'intérieur de la feuille, mais en moyenne plus courte que celles émises depuis la surface des fils de la chambre à fils, comme on le voit sur le schéma 5.15.

Les figures 5.16 et 5.17 montrent les mesures des contributions du ^{214}Bi dans la feuille de néodyme. On y voit effectivement les différences de longueurs de traces des particules α . Il semble y avoir un excès à grande longueur de trace retardée dans les données qui s'explique par le fait que les cellules Geiger sont moins étanches électrostatiquement dans la réalité que dans la simulation.

Le tableau 5.5 récapitule les activités mesurées. La contribution interne reste constante d'une phase à l'autre ce qui confirme la validité de la méthode employée. Aussi, si on compare l'activité mesurée ici du ^{214}Bi présent sur la surface des fils de la chambre à fils à celle mesurée en section 5.3.1 on voit une assez grande différence. Celle-ci s'explique par l'inhomogénéité de la répartition du radon dans le gaz du détecteur, mais surtout par le fait qu'on a ajouté une composante venant de la surface des feuilles sources dans le modèle utilisé ici. Avant cette composante était incluse dans la composante venant de la surface des fils car les distributions de longueur des traces α sont très similaires.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

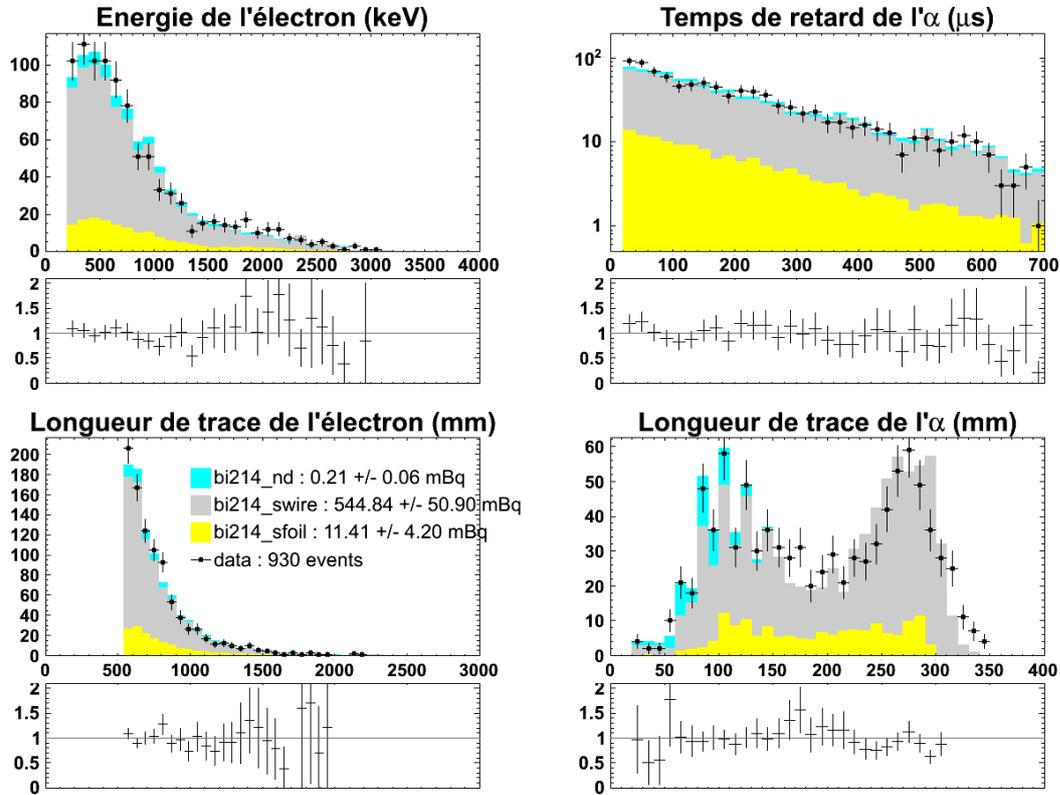


Figure 5.16: Activité du ^{214}Bi présent à l'intérieur de la feuille de néodyme lors de la phase I mesurée dans le canal un électron et une particule α retardée. En haut à gauche est représentée l'énergie déposée de l'électron, en haut à droite le temps de retard de la particule α , en bas à gauche la longueur de la trace de l'électron, et enfin en bas à droite la longueur de la trace α . C'est cette dernière distribution qui permet d'ajuster les différentes contributions entre-elles : intérieur de la feuille source (*nd*) en bleu clair, surface des feuilles sources (*sfoil*) en jaune et surface des fils (*swire*) en gris.

	Bruit de fond	Phase I (mBq)	Phase II (mBq)
^{214}Bi interne		$0,21 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,02$
^{214}Bi de la surface des feuilles		$11,4 \pm 4,3$	$3,6 \pm 1,2$
^{214}Bi de la surface des fils		545 ± 52	86 ± 10

Table 5.5: Mesure des activités de ^{214}Bi dans le canal un électron et une particule α retardée.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

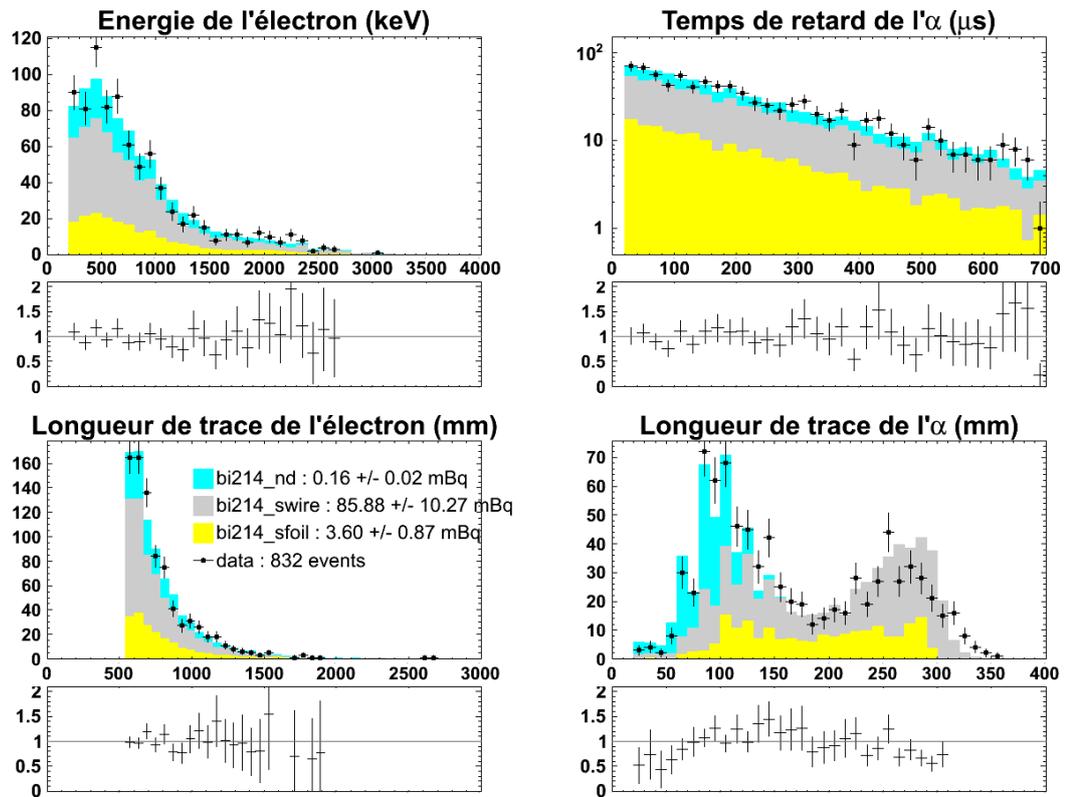


Figure 5.17: Activité du ^{214}Bi présent à l'intérieur de la feuille de néodyme lors de la phase II mesurée dans le canal un électron et une particule α retardée. La représentation est la même que celle de la figure 5.16.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

Les erreurs montrées dans le tableau 5.5 correspondent uniquement aux erreurs statistiques. Afin d'étudier les erreurs systématiques on peut faire varier les coupures qui permettent la sélection des événements en étant plus ou moins strict. La sélection minimale est la suivante : une trace prompte dont le vertex est situé dans la feuille source de néodyme avec un scintillateur associé qui est dans l'un des murs principaux du calorimètre (les blocs PM qui sont dans les pétales ont une moins bonne résolution en énergie), et une trace retardée dont le début est situé à moins de 10 cm du vertex de l'électron. Les coupures suivantes et les résultats des mesures sont explicités dans le tableau 5.6.

Coupure	<i>data</i>	²¹⁴ Bi Phase I (mBq)			<i>data</i>	²¹⁴ Bi Phase II (mBq)		
		<i>nd</i>	<i>swire</i>	<i>sfoil</i>		<i>nd</i>	<i>swire</i>	<i>sfoil</i>
-	1151	0,23	611	11,6	1129	0,16	135	2,2
Courbure négative	1149	0,23	598	10,6	1053	0,15	133	2,3
Pas de cellule GG	1129	0,22	591	10,5	1017	0,15	130	2,2
$t_{\text{retard}} > 20 \mu\text{s}$	931	0,21	549	11,2	833	0,16	87	3,5
$L_{\alpha} < 36 \text{ cm}$	930	0,21	545	11,4	832	0,16	86	3,6
Une seule trace retardée	879	0,19	517	11,1	777	0,15	78	3,7

Table 5.6: Étude des erreurs systématiques dans le canal un électron et une particule α retardée pour les phases I et II. Les coupures sont décrites plus précisément dans le texte principal. Les colonnes *data* correspondent aux nombres d'événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3. Les colonnes *nd*, *swire* et *sfoil* correspondent aux mesures des composantes venant de l'intérieur de la feuille de néodyme, de la surface des fils de la chambre à fils et de la surface des feuilles sources respectivement.

La première ligne de ce tableau correspond à la sélection minimale. Dans la suite du tableau, chaque coupure est ajoutée à la précédente. En second on demande que la particule prompte chargée soit bien reconstruite comme un électron. "Pas de cellule GG" signifie qu'il ne doit pas y avoir de cellule Geiger déclenchée proche du vertex de l'autre côté de la feuille source par rapport à la trace prompte. Si c'était le cas cela pourrait correspondre à une particule externe à la feuille source qui serait à l'origine de l'événement. Comme on ne s'intéresse ici qu'aux événements provenant de la feuille source (ou de son voisinage) on rejette cette possibilité. Ensuite, on supprime les événements dont le temps de retard de la particule α est trop court car ils correspondent plutôt à des redéclenchements de la chambre à fils. Les traces retardées reconstruites longues sont dues à des événements fortuits, c'est-à-dire qu'au lieu de détecter un électron suivi d'un α (dont la longueur maximale dans le gaz de la chambre à fils est de 36 cm), on a en fait un électron suivi d'un autre électron. La dernière coupure n'a pas le même effet sur les données et les simulations car elle s'applique à des paramètres qui

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

ne sont pas reproduit par la simulation. Même si les conditions réelles sont appliquées pour dégrader les simulations, les événements fortuits n'y sont pas recréés. Supprimer les événements avec d'autres traces retardées suppriment les événements avec une particule chargée fortuite. Cette coupure est présente pour tester les erreurs systématiques mais n'a aucune raison d'être utilisée dans l'analyse, c'est pour cela que les résultats qui viennent d'être présentés sont ceux de la ligne 5 du tableau 5.6.

En combinant les phases I et II, la mesure de la contamination interne en ^{214}Bi de la feuille de néodyme donne :

$$A(^{214}\text{Bi}) = [2,9 \pm 0,3 \text{ (stat.) } ^{+1,1}_{-0,4} \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.7)$$

où l'incertitude systématique est estimée en prenant la valeur minimale et maximale d'activité reconstruite du tableau 5.6. Afin de pouvoir comparer l'activité mesurée ici avec NEMO 3 aux valeurs mesurées avec le détecteur germanium, on a transformé l'activité en activité massique en utilisant la masse totale de la feuille de néodyme pour cela. Ce résultat est bien compatible avec la mesure du tableau 5.1.

5.4.2 Le thallium-208 dans la feuille de néodyme

Le schéma de désintégration du ^{208}Tl a déjà été présenté en figure 4.12. Lors de chaque désintégration, en plus de l'électron un photon de 2,615 MeV est toujours émis. C'est la reconstruction de ce photon qui va nous permettre de mesurer la contamination interne de la feuille de néodyme en ^{208}Tl . On se place dans le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ décrit en section 4.5.3. En plus de cette sélection on demande à ce que le vertex de l'électron soit situé dans la feuille de néodyme.

On sépare en fait ces événements en trois sous-catégories : ceux à "un γ ", ceux à "deux γ " et enfin ceux à "trois γ ". Cette distinction se fait à partir de calculs de probabilité de l'hypothèse de temps de vol interne globale. Pour chaque événement on va calculer toutes les hypothèses internes possibles entre le scintillateur associé à l'électron et les scintillateurs non associés.

Prenons l'exemple d'un événement à un électron et trois scintillateurs non associés qui ne correspondent pas à une hypothèse de temps de vol externe avec l'électron (si c'était le cas, l'événement serait rejeté comme vu dans la section 4.5.3). Sur le schéma 5.18, le scintillateur 0 est associé à l'électron et les scintillateurs 1, 2 et 3 sont de potentiels rayons γ . On calcule d'abord toutes les probabilités associées à l'hypothèse interne avec trois γ : il n'y en a qu'une ici (les scintillateurs 1, 2 et 3 représentant chacun l'interaction d'un rayon γ différent). Cette probabilité est gardée. Ensuite on calcule les probabilité d'être un événement à un électron et deux rayons γ : il y a trois

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

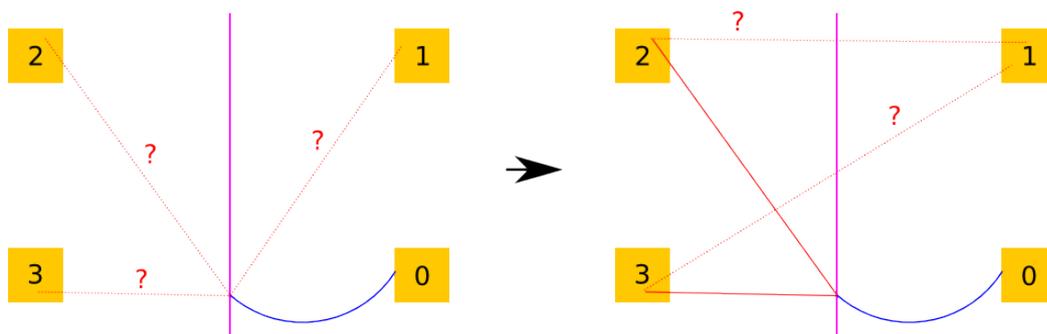


Figure 5.18: Schéma d'un événement à un électron et potentiellement trois rayons γ . La feuille source est en fushia au centre, l'électron est la trace bleue associée au scintillateur 0, les trois autres scintillateurs sont déclenchés mais n'ont pas de traces associées et ne correspondent pas à une hypothèse de temps de vol externe avec l'électron. Le cas de gauche représente le statut de l'événement avant de savoir dans quelle sous-catégorie (un, deux ou trois rayons γ internes) il se situe. Dans le cas de droite on voit que c'est un événement avec deux rayons γ internes et il reste à déterminer avec l'utilisation du γ -tracking si le scintillateur 1 a été touché après le "rebond" d'un des rayons γ primaires.

possibilités dans notre exemple ($[1 : 2]$, $[2 : 3]$ et $[3 : 1]$). Parmi les trois configurations celle qui a la probabilité la plus élevée est gardée. Enfin, les configurations à un électron et un rayon γ sont étudiées : il y a aussi trois possibilités (1, 2 ou 3) et celle dont la probabilité de temps de vol selon l'hypothèse interne est la plus grande est gardée.

À la fin on compare les trois configurations restantes. Les calculs d'hypothèse de temps de vol étant indépendant d'un sous-canal à l'autre (un, deux ou trois rayons γ) il n'y a pas de raison de sélectionner simplement la configuration dont la probabilité est la plus grande. Les distributions de probabilité doivent être plates pour un calcul d'hypothèse de temps de vol correct, le fait de prendre la meilleure probabilité biaiserait cette distribution. On fixe donc un seuil de probabilité (1% par exemple) et on regarde si la configuration à un électron et trois photons internes a une probabilité supérieure à ce seuil. Si oui, on décide que cet événement est bel et bien un événement à un électron et trois photons internes. Sinon, on regarde si la probabilité de temps de vol selon l'hypothèse interne avec deux photons est supérieur au seuil, et ainsi de suite. De cette manière chaque événement est classé dans une seule des trois sous-catégories, ou rejeté.

On pourrait s'arrêter là pour la sélection des événements. Il resterait donc des scintillateurs non associés dont l'hypothèse de temps de vol n'est ni externe ni interne avec l'électron émis. Dans cette étude on a en fait choisi d'utiliser le γ -tracking décrit dans la section 4.4 sur ces scintillateurs afin de reconstruire les passages des photons dans le détecteur, dont l'interaction primaire vient d'être identifiée. Dans le but de

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

tester cette reconstruction, les énergies des photons avant et après reconstruction sont gardées (si un rayon γ est reconstruit comme une succession de dépôt d'énergie dans des scintillateurs, les énergies déposées dans chaque scintillateur sont simplement sommées).

Afin de mesurer précisément le ^{208}Tl interne à la feuille de néodyme il va être mesuré dans chacun des trois sous-canaux, puis ces résultats seront combinés.

Le thallium-208 dans le canal un électron et un rayon γ interne

Ce canal correspond aux événements dans lesquels uniquement un photon “en temps” avec l'électron a été identifié. Cela ne signifie pas qu'il n'y a qu'un seul scintillateur non associé dans l'événement, bien que cela puisse tout de même être le cas.

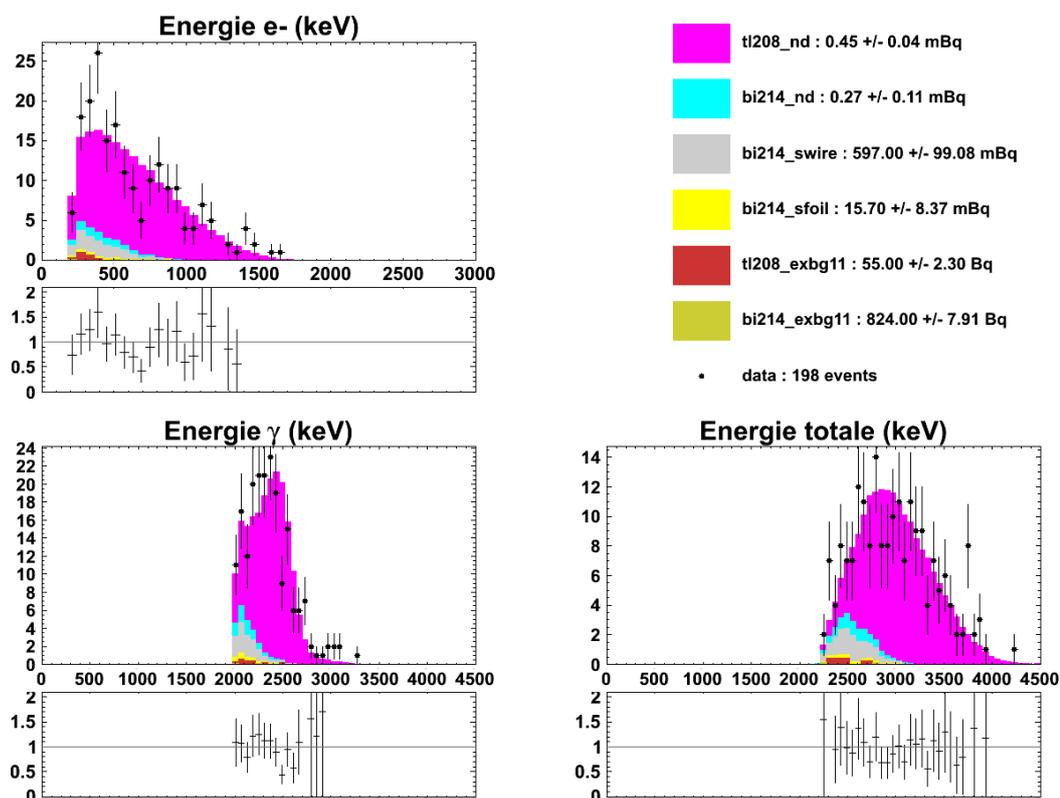


Figure 5.19: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase I. En haut à gauche est représentée l'énergie de l'électron, en bas à gauche l'énergie de γ et en bas à droite l'énergie totale (c'est-à-dire la somme de ces deux énergies) sur laquelle les activités sont ajustées. L'énergie de γ doit être supérieure à 2 MeV. La couleur fushia représente la contribution du ^{208}Tl et les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

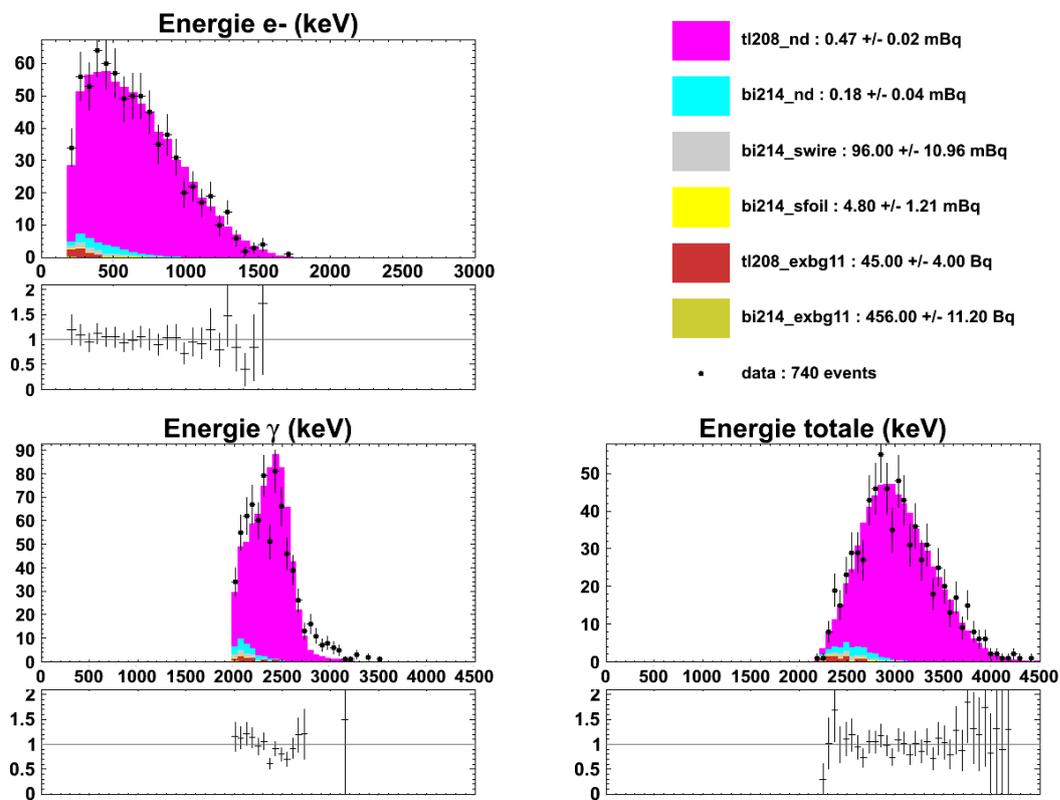


Figure 5.20: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.19.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

Afin de sélectionner les événements provenant des désintégrations du ^{208}Tl on demande à ce que l'énergie du rayon γ reconstruit soit supérieure à 2 MeV. On peut voir les événements sélectionnés en phase I et II sur les figures 5.19 et 5.20 respectivement. Contrairement aux canaux étudiés jusque là, celui-ci n'est pas pur. C'est-à-dire que pour mesurer l'activité en ^{208}Tl interne à la feuille source il faut avoir préalablement mesuré les contributions du bruit de fond externe et du ^{214}Bi interne. Lors de l'ajustement de l'activité du ^{208}Tl les autres contributions sont fixées aux valeurs mesurées en sections 5.3.2 et 5.4.1, et autorisées à varier à l'intérieur des erreurs statistiques.

Lorsque l'on regarde l'énergie du γ lors de la phase II, on s'aperçoit que l'accord entre les données et les simulations est loin d'être parfait. En particulier, le pic formé par les événements issus des données semble plus étalé à haute énergie que celui formé par les simulations. Ceci s'explique en fait par la mauvaise prise en compte de la collection de lumière pour les photons dans la simulation. Lorsqu'un électron interagit dans le scintillateur cela se passe dans les premiers millimètres de la face d'entrée et la simulation reproduit cette collection de lumière. Lorsqu'il s'agit d'un photon, il peut interagir beaucoup plus en profondeur dans le scintillateur (en particulier si son énergie est élevée) et la collection de lumière n'est plus la même (ce qui mène à une moins bonne résolution et à un décalage en énergie), mais cela n'est pas pris en compte dans la simulation.

Pour vérifier le bon fonctionnement du γ -tracking et des phénomènes de diffusion Compton successive dans la simulation, on peut s'assurer que le gain fait sur l'énergie des photons est similaire entre données et simulations. Sur la figure 5.21 c'est ce qui est représenté pour la phase II (pour avoir une plus grande statistique). L'accord obtenu est plus que suffisant (on y voit toujours l'effet pour les photons à haute énergie que l'on vient d'expliquer avec les données qui sont un peu plus étalées que les simulations) et on reconstruit jusqu'à 3 MeV supplémentaire pour certains événements en utilisant le γ -tracking. Lors de la sélection du rayon γ à haute énergie pour mesurer l'activité du ^{208}Tl interne, l'utilisation du γ -tracking augmente la statistique de 32% sans modifier la pureté du signal.

Les erreurs systématiques de mesure de l'activité du ^{208}Tl interne à la feuille de néodyme sont estimées en faisant varier la coupure sur l'énergie du photon, en négligeant le bruit fond externe ou le ^{214}Bi (comme ils contribuent tout de même peu dans cette sélection), ou en n'utilisant pas le γ -tracking. Dans ce cas l'activité reconstruite du ^{208}Tl en phase I varie dans l'intervalle $[0, 44 - 0, 51]$ mBq et $[0, 45 - 0, 50]$ mBq en phase II.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

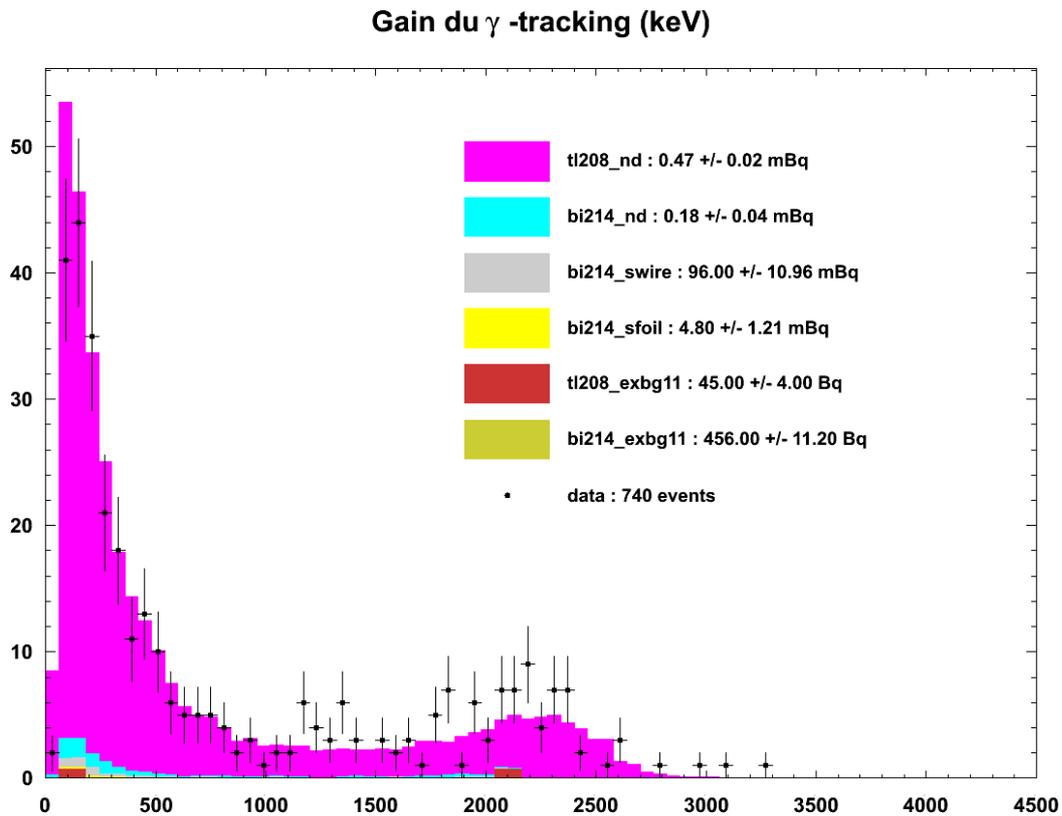


Figure 5.21: Gain sur l'énergie du photon dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase II grâce au γ -tracking. C'est-à-dire l'énergie du photon mesurée en utilisant le γ -tracking moins l'énergie du photon mesurée avant l'utilisation du γ -tracking (dépôt d'énergie dans un seul scintillateur dans ce dernier cas).

Le thallium-208 dans le canal un électron et deux rayons γ internes

Ce canal correspond aux événements dans lesquels deux photons “en temps” avec l’électron ont été identifiés. Les deux photons reconstruits sont ordonnés en énergie.

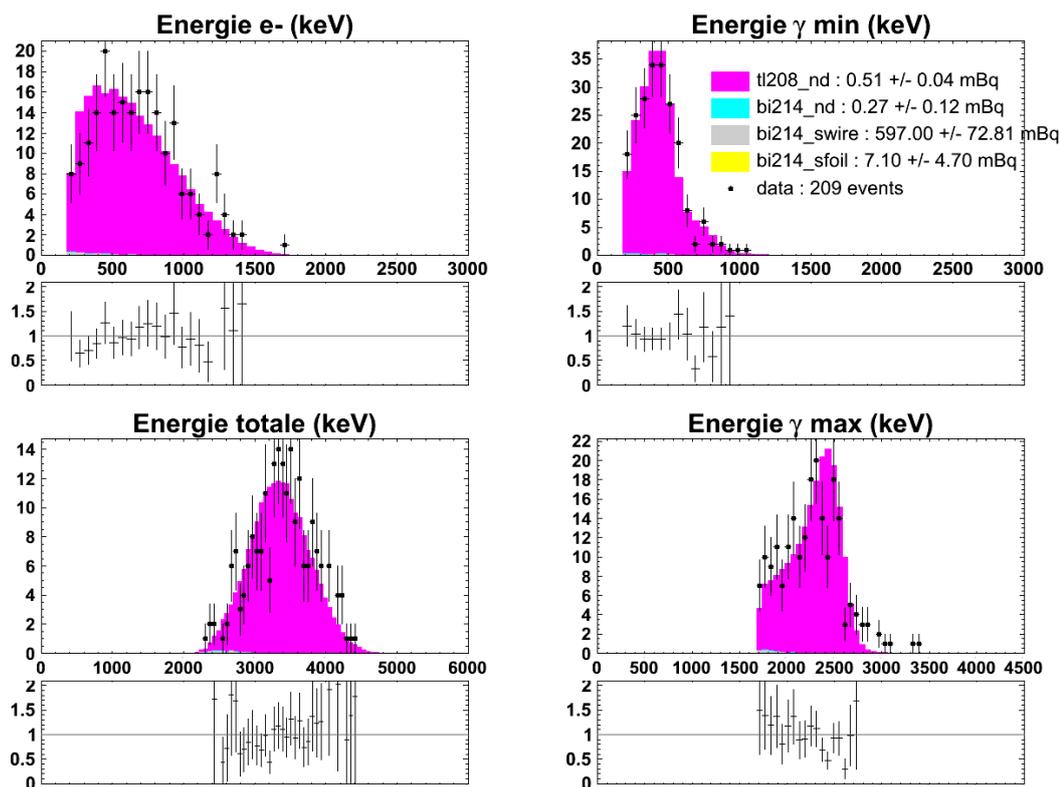


Figure 5.22: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et deux rayons γ internes pour la phase I. En haut à gauche est représentée l’énergie de l’électron, en haut à droite l’énergie du γ dont l’énergie est la plus basse, en bas à droite l’énergie du γ dont l’énergie est la plus haute et en bas à gauche l’énergie totale (c’est-à-dire la somme de toutes les énergies précédentes) sur laquelle les activités sont ajustées. L’énergie du γ dont l’énergie est la plus haute doit être supérieure à 1,7 MeV. La couleur fushia représente la contribution du ^{208}Tl et les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

La sélection des événements provenant des désintégrations du ^{208}Tl se fait en ne gardant que ceux dont l’énergie du photon la plus haute est supérieure à 1,7 MeV. On peut descendre le seuil de sélection sur l’énergie du photon car les contributions des autres bruits de fond dans ce canal sont plus faibles que dans le canal avec un rayon γ . Les figures 5.22 et 5.23 représentent distributions cinématiques pour les événements sélectionnés dans ce canal pour les phases I et II. On y voit toujours clairement la

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

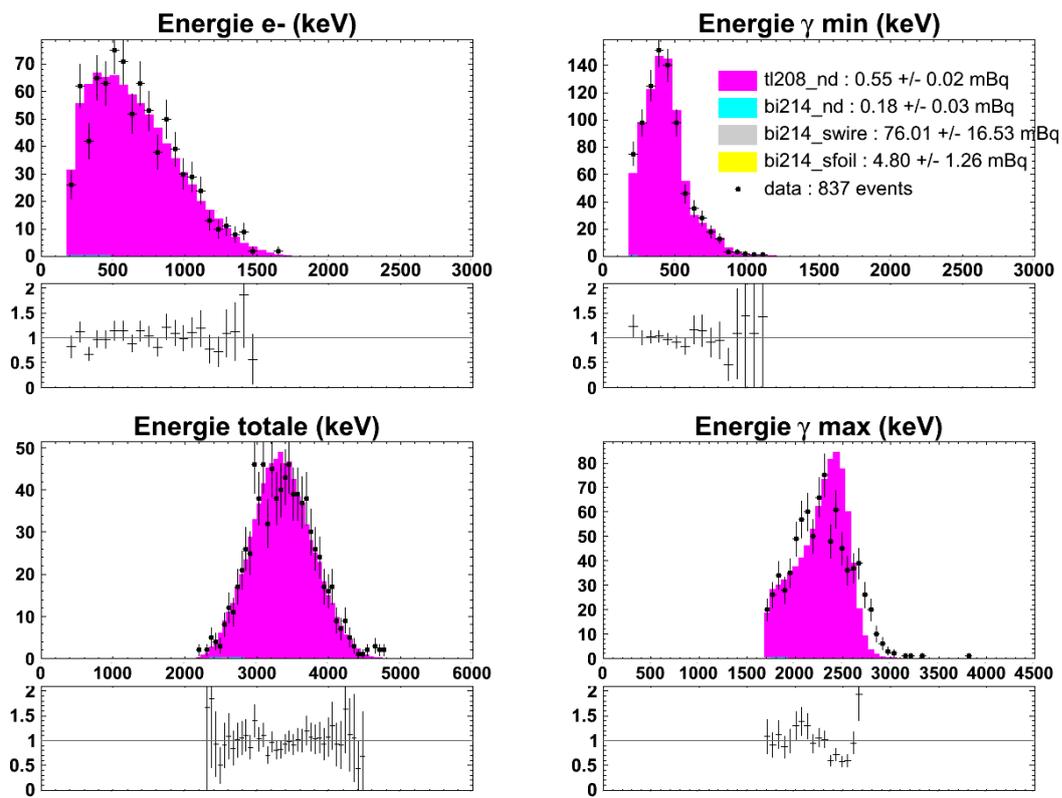


Figure 5.23: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et deux rayons γ internes pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.22.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

différence entre données et simulations pour les photons de haute énergie (pour la phase II surtout car la statistique est plus grande).

Les mêmes méthodes que dans le canal avec un seul rayon γ interne sont utilisées pour estimer les erreurs systématiques sur la mesure de l'activité du ^{208}Tl . Celle-ci varie dans $[0, 49 - 0, 51]$ mBq pour la phase I et $[0, 54 - 0, 55]$ mBq pour la phase II.

Le thallium-208 dans le canal un électron et trois rayons γ internes

Ce canal correspond aux événements dans lesquels trois photons “en temps” avec l'électron ont été identifiés. Les trois photons reconstruits sont encore une fois ordonnés en énergie.

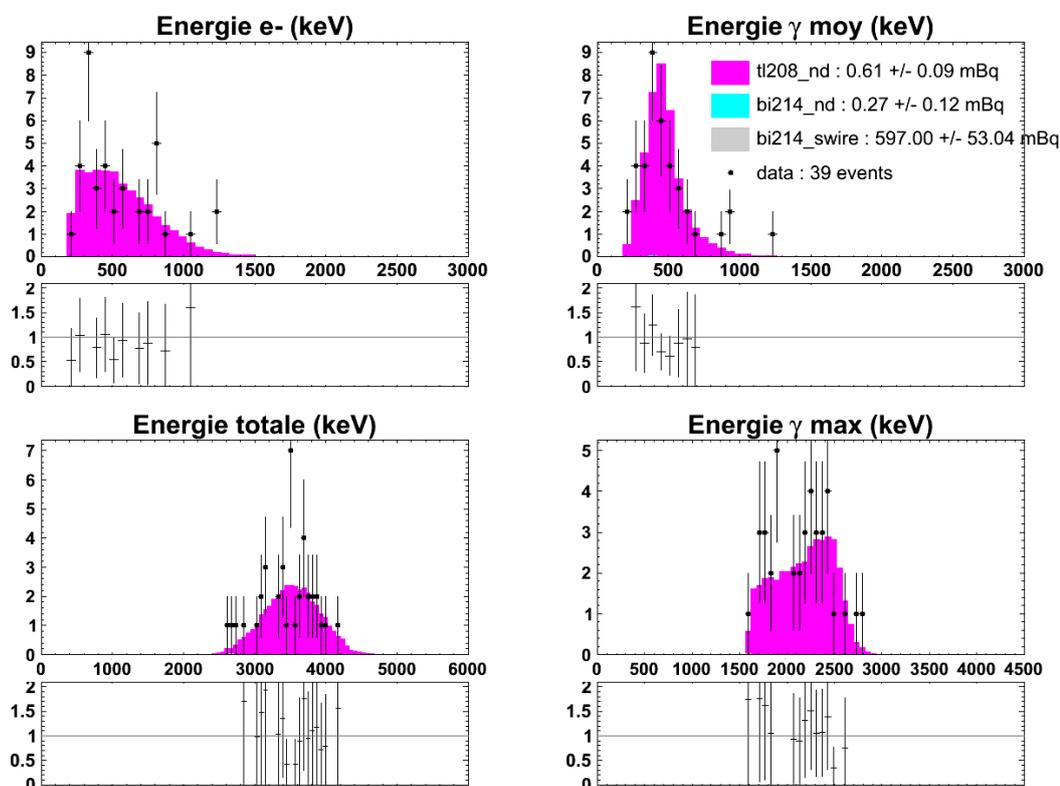


Figure 5.24: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et trois rayons γ internes pour la phase I. En haut à gauche est représentée l'énergie de l'électron, en haut à droite l'énergie du γ dont l'énergie est intermédiaire, en bas à droite l'énergie du γ dont l'énergie est la plus haute et en bas à gauche l'énergie totale (c'est-à-dire la somme de toutes les énergies précédentes) sur laquelle les activités sont ajustées. L'énergie du γ dont l'énergie est la plus haute doit être supérieure à 1,6 MeV. La couleur fushia représente la contribution du ^{208}Tl et les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

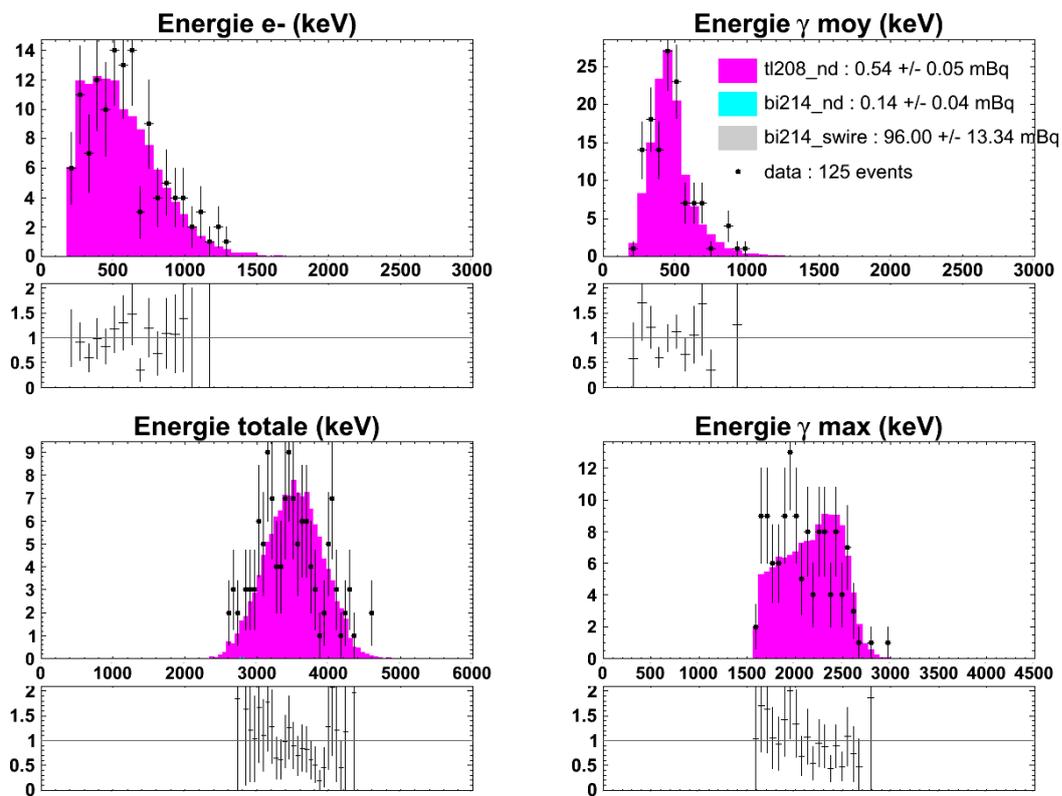


Figure 5.25: Activité du ^{208}Tl mesurée dans le canal un électron et trois rayons γ internes pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.24.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

Afin de sélectionner les événements provenant des désintégrations du ^{208}Tl on demande à ce que l'énergie du rayon γ reconstruit dont l'énergie est la plus haute soit supérieure à 1,6 MeV. Le seuil sur cette énergie peut être diminué car les contributions des autres bruits de fond dans ce canal sont encore plus faibles que dans le canal avec deux rayons γ . On est tout de même obligé de garder un seuil en énergie car à plus basse énergie les contribution de contaminations qui n'ont pas encore été mesurés apparaissent. On peut voir les résultats des ajustements de l'activité du ^{208}Tl sur les figures 5.24 et 5.25 pour les phase I et II respectivement. La statistique dans ce canal est beaucoup plus faible que dans les sous-canaux précédents.

L'étude des erreurs systématiques montrent que l'activité du ^{208}Tl dans la feuille de néodyme varie dans l'intervalle $[0, 53 - 0, 61]$ mBq pour la phase I et $[0, 42 - 0, 57]$ mBq pour la phase II.

Mesure du thallium-208 en combinant les trois sous-canaux

Sous-canal	Phase I (mBq)	Phase II (mBq)
un rayon γ	$0,45 \pm 0,04$ (stat.) $^{+0,06}_{-0,01}$ (syst.)	$0,47 \pm 0,02$ (stat.) $^{+0,03}_{-0,02}$ (syst.)
deux rayons γ	$0,51 \pm 0,04$ (stat.) $^{+0,00}_{-0,02}$ (syst.)	$0,55 \pm 0,02$ (stat.) $^{+0,00}_{-0,01}$ (syst.)
trois rayons γ	$0,61 \pm 0,09$ (stat.) $^{+0,00}_{-0,08}$ (syst.)	$0,54 \pm 0,05$ (stat.) $^{+0,03}_{-0,12}$ (syst.)
combiné	$0,49 \pm 0,03$ (stat.) $^{+0,12}_{-0,05}$ (syst.)	$0,51 \pm 0,01$ (stat.) $^{+0,06}_{-0,09}$ (syst.)

Table 5.7: Mesure de l'activité du ^{208}Tl interne dans le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ .

Toutes les mesures effectuées pour le ^{208}Tl sont indépendantes car chaque événement ne peut être reconstruit que dans un seul sous-canal à la fois. Le tableau 5.7 rassemble les résultats provenant des différents sous-canaux. Les mesures sont bien compatibles entre-elles et on peut alors les combiner pour obtenir une erreur statistique plus faible. En prenant en plus en compte les erreurs systématiques (pour être conservatif on considère à chaque fois les plus grandes variations d'activité mesurée), la valeur d'activité du ^{208}Tl mesurée avec le détecteur NEMO 3 dans la feuille de néodyme est de :

$$A(^{208}\text{Tl}) = [9,0 \pm 0,2 \text{ (stat.) } ^{+1,8}_{-1,9} \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.8)$$

qui est bien compatible avec les mesures faites à l'aide d'un détecteur germanium du tableau 5.1.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

5.4.3 Les émetteurs β purs dans la feuille de néodyme

Comme déjà expliqué dans la section 4.5.4, les émetteurs β purs ne peuvent pas être mesurés à l'aide des détecteurs germanium. On se place donc dans le canal un électron seul pour pouvoir mesurer leurs activités avec le détecteur NEMO 3.

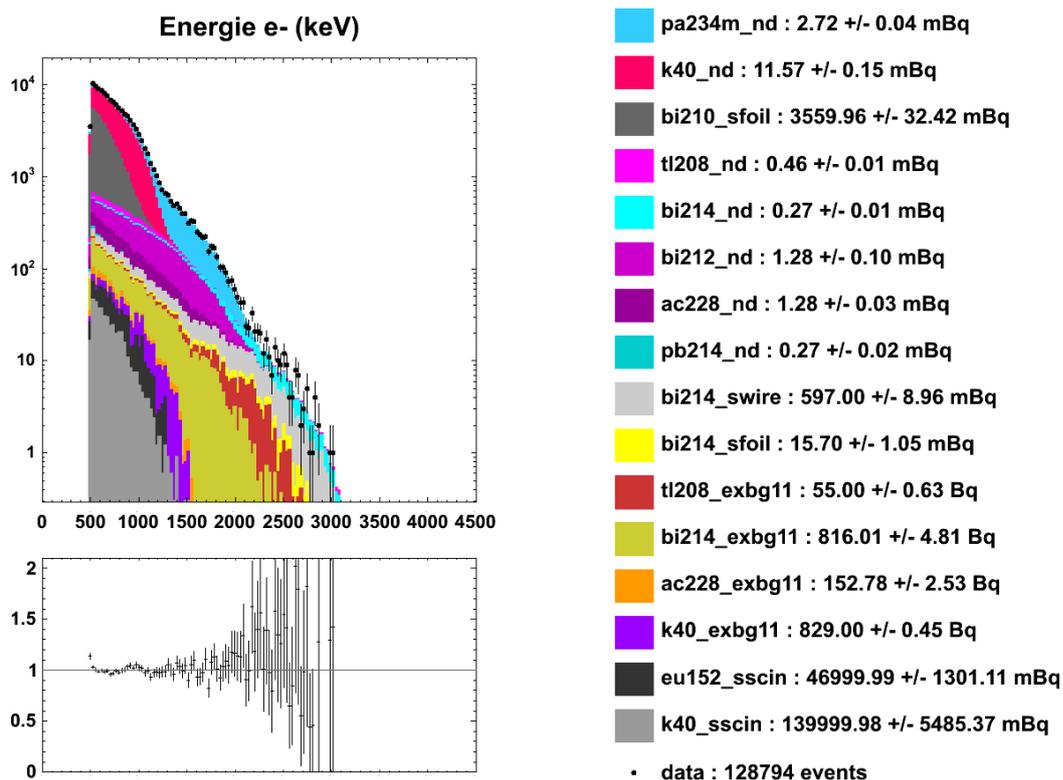


Figure 5.26: Activités du ^{234m}Pa , ^{40}K et ^{210}Bi mesurées dans le canal un électron pour la phase I. À gauche est représentée l'énergie mesurée de l'électron. La couleur bleue claire représente la contribution du ^{234m}Pa , le rouge pour celle du ^{40}K et le ^{210}Bi est en gris. Les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

Les principaux émetteurs β purs sont le protactinium-234m (^{234m}Pa) de la chaîne de désintégration naturelle de l' ^{238}U (sur la figure 4.5) dont le Q_β est de 2,196 MeV, le potassium-40 (^{40}K) à 89,3% émetteur β pur avec un Q_β de 1,311 MeV, et finalement le bismuth-210 (^{210}Bi) qui provient des dépôts du radon (chaîne de l' ^{238}U) sur la surface des feuilles sources et qui a un Q_β égal à 1,162 MeV.

Dans le canal un électron, la seule variable qui permet de distinguer les différents bruits de fond est l'énergie mesurée de l'électron. L'ajustement des activités se fait donc sur cette variable en fixant les activités déjà mesurées (en les autorisant toujours à varier

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

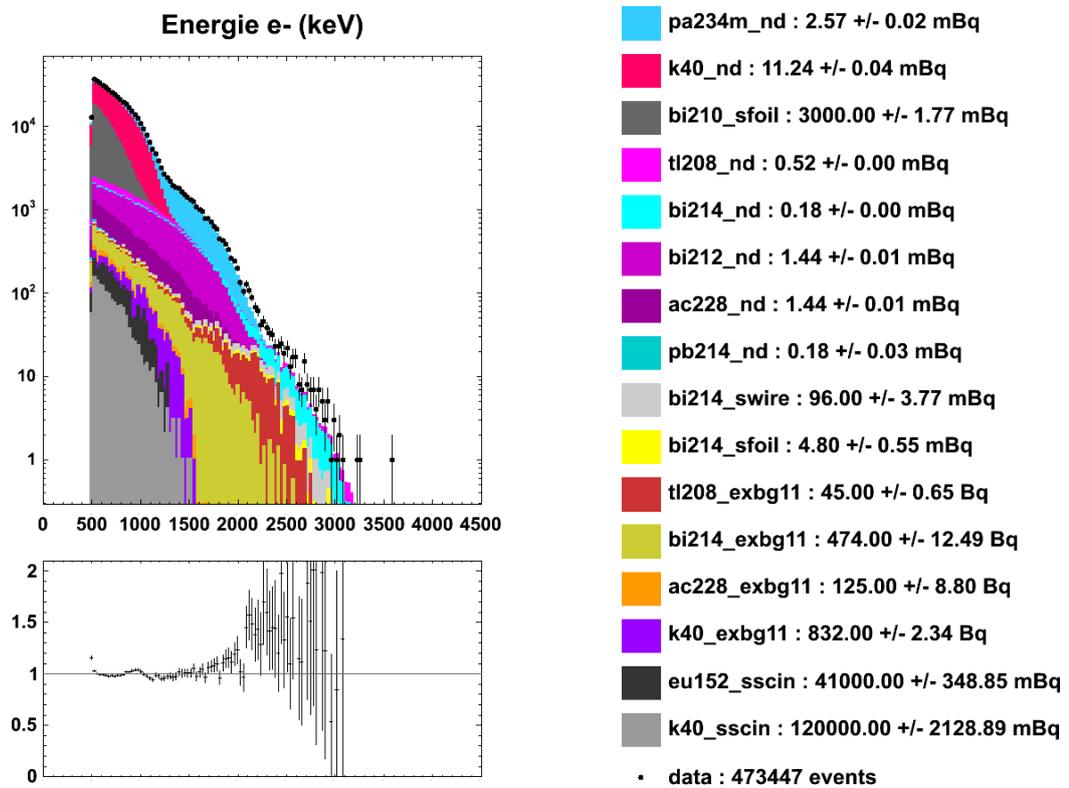


Figure 5.27: Activités du $^{234\text{m}}\text{Pa}$, ^{40}K et ^{210}Bi mesurées dans le canal un électron seul en échelle logarithmique pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.26.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

dans l'intervalle des erreurs statistiques), et laissant libre les activités du $^{234\text{m}}\text{Pa}$, ^{40}K et ^{210}Bi que l'on veut déterminer. L'énergie minimale de l'électron est choisie à 500 keV car le bruit de fond à très basse énergie est difficile à maîtriser et que pour l'étude de la double désintégration β l'énergie minimale de sélection sera de 400 keV. Les résultats sont présentés sur les figures 5.26 et 5.27 pour les phases I et II.

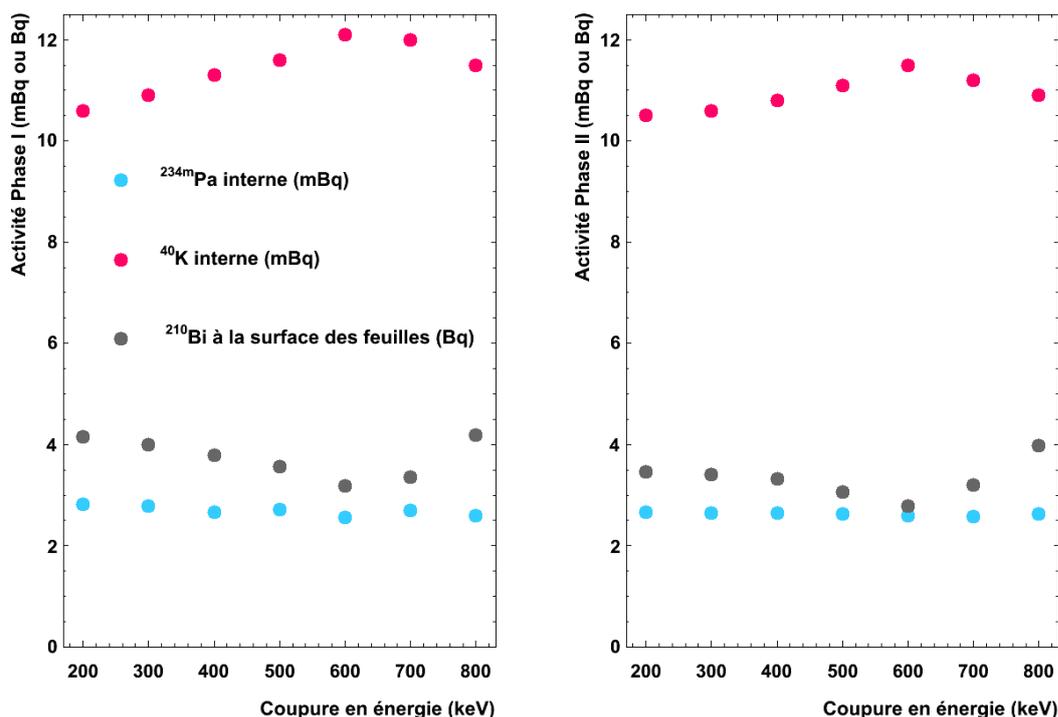


Figure 5.28: Activités du $^{234\text{m}}\text{Pa}$, ^{40}K et ^{210}Bi mesurées dans le canal un électron seul représentées en fonction de la coupure sur l'énergie minimale de l'électron. À gauche pour la phase I et à droite pour la phase II. L'activité du ^{210}Bi est en Bq alors que celles du $^{234\text{m}}\text{Pa}$ et du ^{40}K sont exprimées en mBq. Les points bleus clairs représentent le $^{234\text{m}}\text{Pa}$, le rouge pour le ^{40}K et le ^{210}Bi est en gris.

On étudie les erreurs systématiques en faisant varier la valeur de la coupure sur l'énergie minimale sur l'électron. La figure 5.28 montre l'évolution des activités pour les phases I et II. La mesure de l'activité du $^{234\text{m}}\text{Pa}$ est la plus stable et les évolutions des deux autres semble corrélées. En prenant en compte maintenant en plus les incertitudes systématiques sur les autres bruits de fond (en fixant ces activités aux valeurs extrêmes des systématiques), on obtient pour les bruits de fond internes à la feuille de néodyme :

$$A(^{234\text{m}}\text{Pa}) = [46,8 \pm 0,5 \text{ (stat.) } ^{+7,9}_{-4,9} \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.9)$$

$$A(^{40}\text{K}) = [200 \pm 2 \text{ (stat.) } ^{+16}_{-21} \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.10)$$

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

toutes deux compatibles avec les mesures effectuées avec le détecteur germanium.

L'activité mesurée pour le ^{210}Bi correspond à la contribution en surface de toutes les feuilles et non pas seulement celle de néodyme. C'est pour cela que la valeur est si élevée :

$$A(^{210}\text{Bi}) = [3, 21 \pm 0, 03 \text{ (stat.) } ^{+0,98}_{-0,43} \text{ (syst.)}] \text{ Bq} \quad (5.11)$$

Lorsque l'on s'intéresse à la partie à haute énergie de l'ajustement lors de la phase II de la figure 5.27 on voit que l'on a plus d'événements dans les données du détecteur NEMO 3 que dans la reconstruction avec les simulations. Le spectre en énergie de ces événements supplémentaires correspond à celui du ^{214}Bi . Comme la mesure dans le canal à un électron et une particule α retardée est délicate (par exemple si la contamination en ^{214}Bi interne n'est pas homogène et est situé au centre de la feuille en épaisseur, on n'y sera pas sensible comme on l'a vu dans la section 4.5.2), il est possible que l'on ait sous-estimé les erreurs systématiques. On peut effectuer une nouvelle mesure du ^{214}Bi interne à la feuille source de néodyme dans le canal un électron seul en fixant tous les autres bruits de fond et laissant libre l'activité du ^{214}Bi interne. Dans ce cas on trouve $[0, 40 \pm 0, 06]$ mBq pour la phase I et $[0, 35 \pm 0, 04]$ mBq pour la phase II. Cette activité est 1,6 fois plus grande que celle trouvée dans le canal un électron est une particule α retardée 5.7 lorsque celle-ci est poussée à sa borne systématique supérieure.

La mesure germanium donnait une limite sur l'activité du ^{214}Bi interne de < 3 mBq/kg à 90% de niveau de confiance. Une nouvelle analyse cette mesure donne une limite de < 5 mBq/kg à 90% de niveau de confiance qui est à comparer avec l'activité mesurée dans le canal à un électron seul de $6, 5 \pm 0, 6$ (stat.) mBq/kg. Pour la suite cette valeur est prise en compte dans les erreurs systématiques de l'activité du ^{214}Bi interne à la feuille de néodyme.

5.4.4 Le bismuth-207 dans la feuille de néodyme

Le schéma de désintégration du ^{207}Bi a déjà été présenté en figure 2.13. Lors de la décroissance du ^{207}Bi par capture électronique, le noyau fils plomb-207 est majoritairement excité au niveau 1633 keV qui a une durée de vie longue (0,81 s) et peut retourner à son état fondamental en émettant un électron de conversion interne dont l'énergie est autour de 1 MeV (avec une probabilité de $\sim 8\%$) puis un rayon γ de 570 keV. C'est cette décroissance que l'on détecte dans le canal un électron et un rayon γ interne.

Afin de limiter l'influence des autres bruits de fond lors de la mesure, on sélectionne la pic en énergie de l'électron autour de 900 keV (à cause des pertes en énergie dans le détecteur) et les photons d'énergie inférieure à 600 keV. Les résultats des ajustements

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

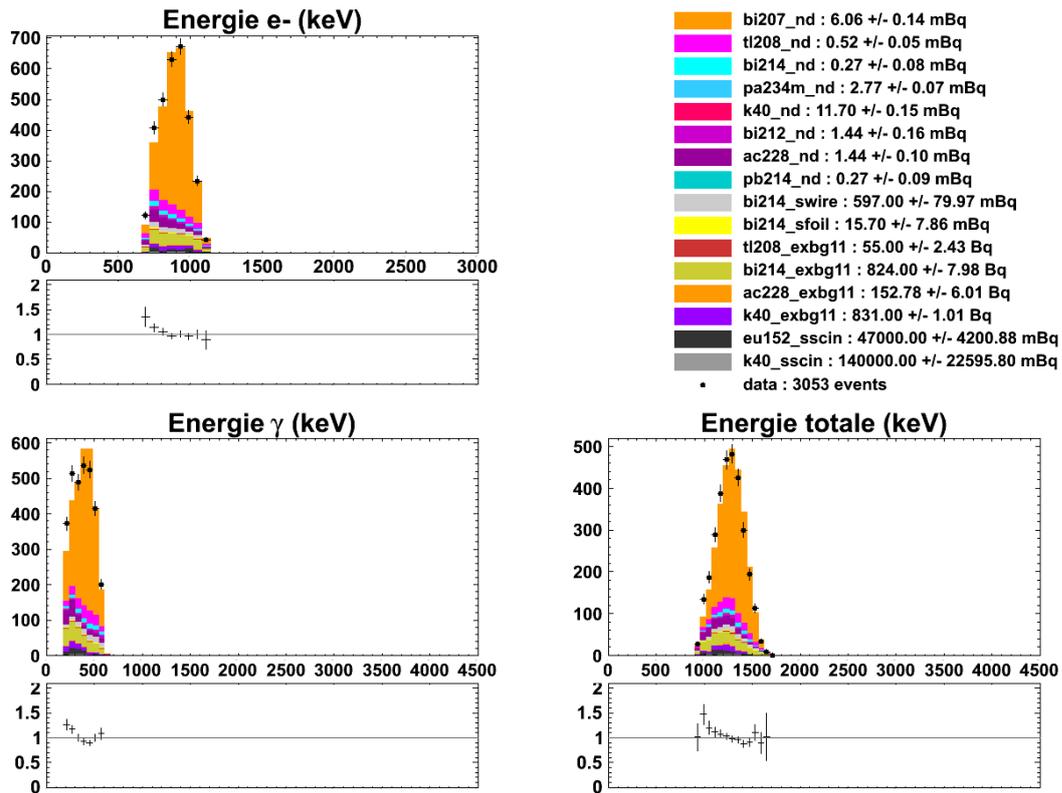


Figure 5.29: Activité du ^{207}Bi mesurée dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase I. En haut à gauche est représentée l'énergie de l'électron, en bas à gauche l'énergie du γ et en bas à droite l'énergie totale (c'est-à-dire la somme de ces deux énergies) sur laquelle les activités sont ajustées. L'énergie du γ doit être inférieure à 600 keV et celle de l'électron comprise entre 700 et 1100 keV. La couleur orange représente la contribution du ^{207}Bi et les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

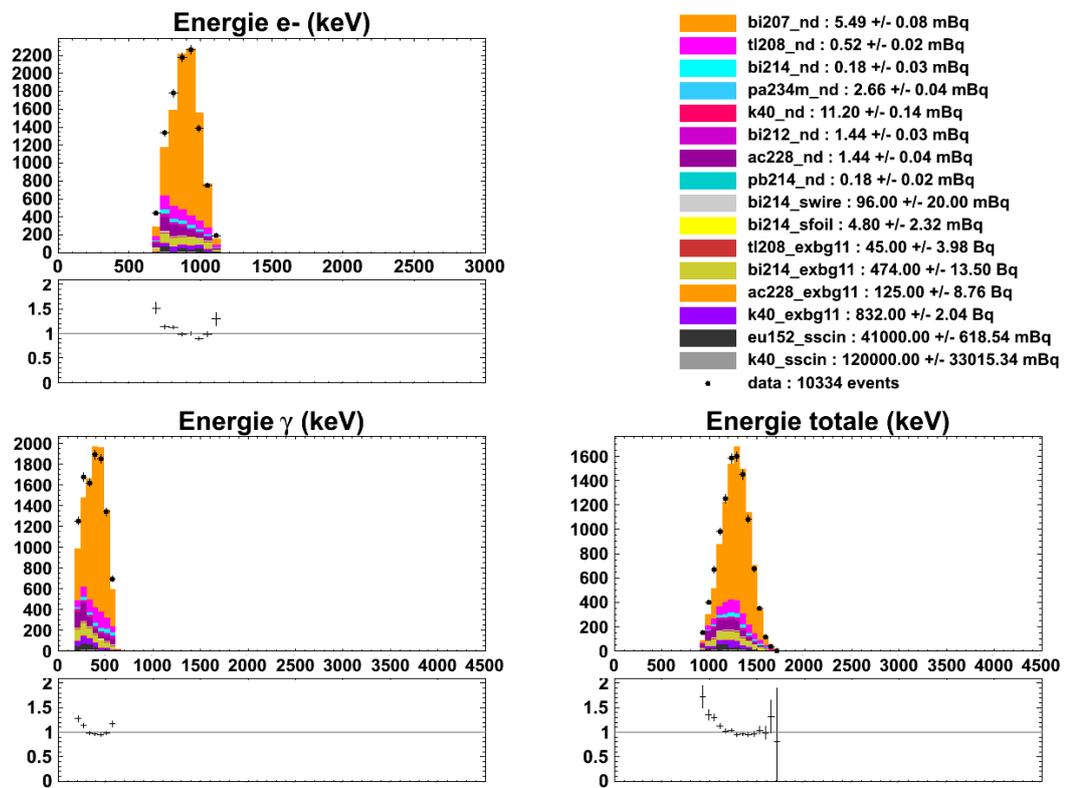


Figure 5.30: Activité du ^{207}Bi mesurée dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.29.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

de l'énergie totale des événements sont montrés en figures 5.29 et 5.30 pour les phases I et II respectivement.

L'activité mesurée en phase I est plus grande que celle mesurée en phase II. La courte demi-vie du ^{207}Bi (32,9 ans) permet d'expliquer cette différence. Avec une simple approximation en partant de l'activité mesurée en phase I et en considérant que 4 ans se sont écoulés entre le milieu de la phase I et le milieu de la phase II, on attend une activité de 5,6 mBq en phase II.

Les erreurs systématiques sont estimées en faisant varier l'intervalle d'énergie autour du pic de l'électron à 900 keV et en considérant les erreurs systématiques des autres bruits de fond. La mesure de l'activité du ^{207}Bi interne à la feuille de néodyme est donc de :

$$A(^{207}\text{Bi}) = [102 \pm 2 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +32 \\ -14 \end{matrix} \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.12)$$

toujours compatible avec les mesures germanium préalablement effectuées.

5.4.5 L'euporium-152 et l'euporium-154 dans la feuille de néodyme

L' ^{154}Eu est présent dans l'euporium naturel tout comme l' ^{152}Eu . Comme de l' ^{152}Eu a été mesuré par le détecteur germanium (voir tableau 5.1) à l'intérieur de la feuille de néodyme, on devrait aussi y trouver de l' ^{154}Eu . Ces deux isotopes peuvent se désintégrer par capture électronique ou désintégration β et dans le cas de la désintégration β leurs Q_β sont très proches : 1,82 MeV pour l' ^{152}Eu et 1,97 MeV pour l' ^{154}Eu . Par contre leurs spectres de rayons γ émis lors du retour à l'état fondamental des noyaux fils sont différents. Pour ces raisons on se place à nouveau dans le canal un électron et un rayon γ interne sans coupure sur les énergies, et on effectue l'ajustement sur l'énergie du rayon γ en fixant les activités de tous les autres bruits de fond déjà mesurés.

Les résultats sont présentés sur les figures 5.31 et 5.32 pour les phases I et II. Ces mesures sont en fait très sensibles aux autres bruits de fond, et ce sont donc les erreurs systématiques qui vont dominer ici, encore plus que pour les mesures des précédents bruits de fond. En prenant en compte les erreurs systématiques sur les mesures des autres bruits de fond et l'utilisation ou non du γ -tracking on obtient :

$$A(^{152}\text{Eu}) = [104 \pm 34 \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.13)$$

$$A(^{154}\text{Eu}) = [16,8 \pm 12,0 \text{ (syst.)}] \text{ mBq/kg} \quad (5.14)$$

On peut encore une fois vérifier le bon fonctionnement du γ -tracking en s'intéressant à la différence d'énergie reconstruite du rayon γ avant et après son utilisation. La figure 5.33 représente ce gain lors de la phase II. L'accord entre données et simulations

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

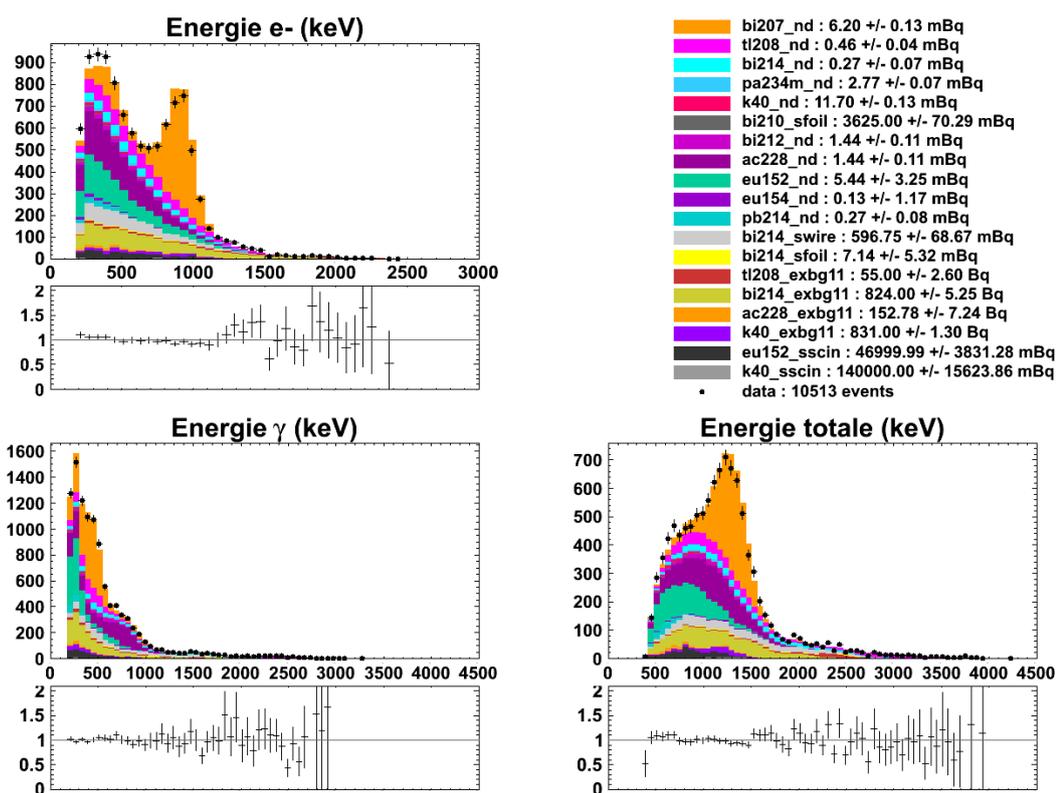


Figure 5.31: Activités des ^{152}Eu et ^{154}Eu mesurées dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase I. En haut à gauche est représentée l'énergie de l'électron, en bas à gauche l'énergie du γ et en bas à droite l'énergie totale (c'est-à-dire la somme de ces deux énergies). La couleur bleue turquoise représente la contribution de l' ^{152}Eu , le violet pour l' ^{154}Eu et les points noirs sont les événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

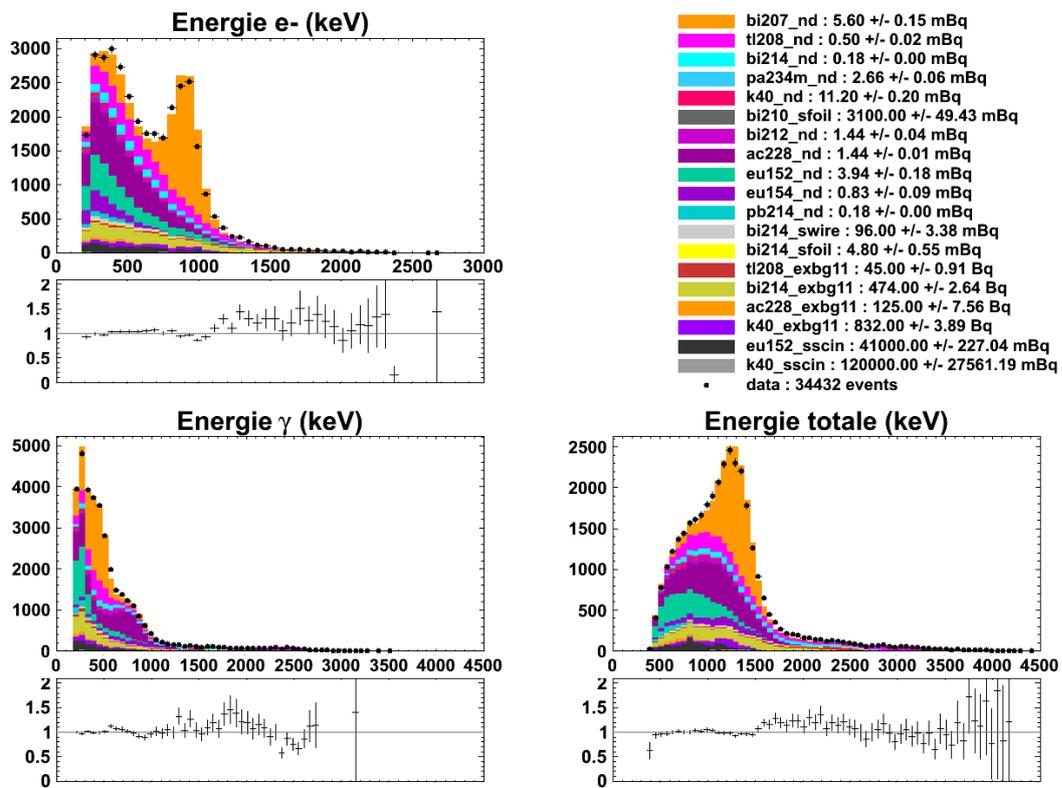


Figure 5.32: Activités des ^{152}Eu et ^{154}Eu mesurées dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 5.31.

5.4 Mesures des bruits de fond internes à la feuille de néodyme

est ici aussi suffisamment convenable.

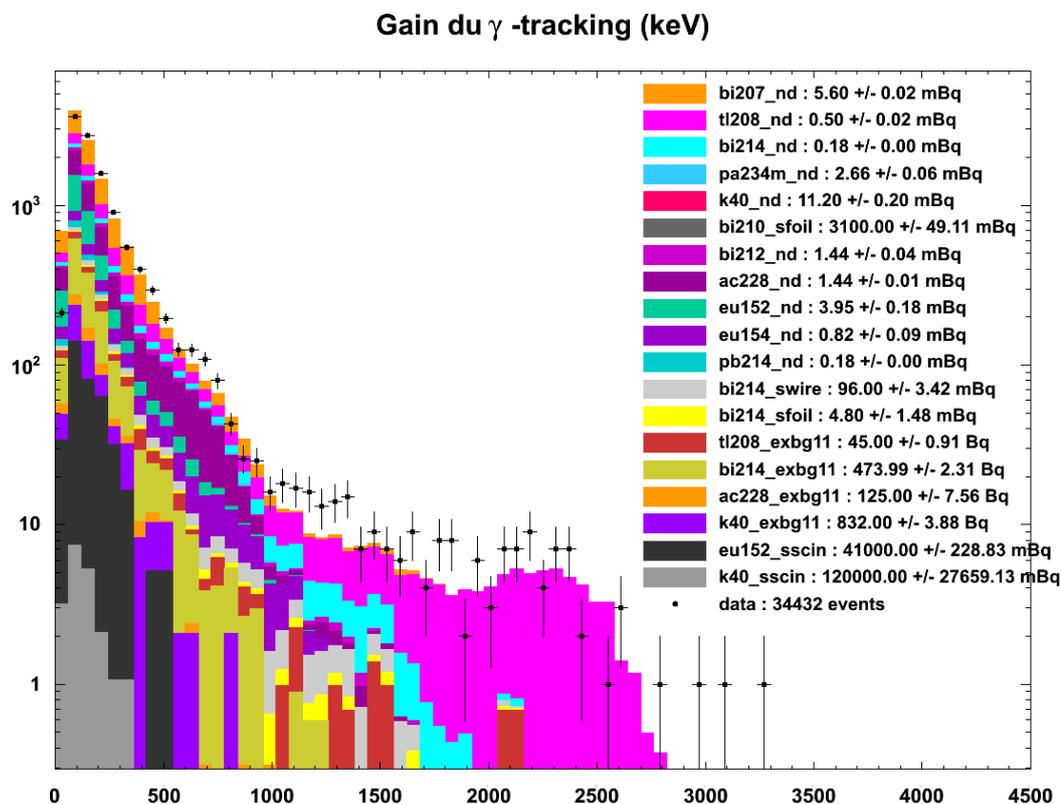


Figure 5.33: Gain sur l'énergie du photon dans le canal un électron et un rayon γ interne pour la phase II grâce au γ -tracking en échelle logarithmique. C'est-à-dire l'énergie du photon mesurée en utilisant le γ -tracking moins l'énergie du photon mesurée avant l'utilisation du γ -tracking (dépôt d'énergie dans un seul scintillateur dans ce dernier cas).

Maintenant que tous les bruits de fond internes et externes ont été mesurés dans la feuille de néodyme, il va être possible d'étudier les différentes doubles désintégrations β . Pour cela, toutes les activités de bruit de fond que l'on vient de déterminer seront fixées et autorisées à varier dans l'intervalle des erreurs statistiques à l'exception des europium pour lesquels seules les incertitudes systématiques sont considérées. Les erreurs systématiques sur les activités des autres bruits de fond ne seront utilisées que pour les études des incertitudes systématiques sur les mesures de demi-vie.

5. ÉTUDE DU BRUIT DE FOND DE LA FEUILLE DE NÉODYME DANS LE DÉTECTEUR NEMO 3

Chapitre 6

Étude des doubles désintégrations β du néodyme-150 avec le détecteur NEMO 3

Après avoir mesuré les différents bruits de fond dans le chapitre précédent avec le détecteur NEMO 3, les doubles désintégrations β du néodyme-150 vont pouvoir être étudiées. Dans un premier temps la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ vers l'état fondamental du samarium-150 sera mesurée. Ce processus constitue le bruit de fond ultime à la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état fondamental. Enfin, la double désintégration β standard vers les états excités du samarium-150 sera mise en évidence. Les caractéristiques de la feuille de néodyme placée dans le détecteur NEMO 3 ont déjà été données en section 5.1.

6.1 Préambule

6.1.1 Demi-vie et nombre d'événements attendus

On peut calculer le nombre d'événements attendus d'une décroissance radioactive d'un échantillon dont la demi-vie vaut $T_{1/2}$, dans un détecteur donné, pour une durée d'acquisition t :

$$N_{evts} = \epsilon \cdot \frac{m \cdot N_A}{M} \left(1 - e^{-\ln 2 \frac{t}{T_{1/2}}} \right) \quad (6.1)$$

où ϵ est l'efficacité de détection, m la masse de l'échantillon, N_A le nombre d'Avogadro ($N_A = 6,02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$) et M la masse atomique.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Dans le cas des doubles désintégrations β , les demi-vies des processus sont de l'ordre d'au moins 10^{18} ans, alors que les durées d'acquisition sont d'au maximum 10 ans. Le rapport $t/T_{1/2}$ est donc très faible et permet d'effectuer un développement limité au premier ordre de l'équation 6.1 :

$$N_{evts} = \epsilon \cdot \frac{m \cdot N_A}{M} \cdot \ln 2 \cdot \frac{t}{T_{1/2}} \quad (6.2)$$

Il suffit alors d'inverser l'équation précédente 6.2 pour obtenir la demi-vie en fonction du nombre d'événements observés N_{evts} :

$$T_{1/2} = \frac{\epsilon \cdot \ln 2 \cdot m \cdot N_A \cdot t}{N_{evts} \cdot M} \quad (6.3)$$

L'efficacité de détection est estimée à partir de simulations Monte-Carlo.

Dans le cas où aucun événement n'est observé on peut mettre une limite sur la mesure de la demi-vie du processus. Pour ce faire, au lieu d'utiliser le nombre d'événements observés dans l'équation précédente 6.3, on utilise le nombre d'événements exclus avec un certain niveau de confiance.

6.1.2 Corrections laser

Comme présenté dans la section 4.1.1 chaque photomultiplicateur (PM) reçoit une note de "qualité" de fonctionnement pour chaque période de prise de données qui est stockée dans la base de donnée. Ces notes sont calculées à partir des prises de données avec le système laser (présenté en section 2.4.6) et concernent uniquement la mesure de l'énergie de la particule interagissant dans le scintillateur. Elles servent à rejeter les blocs PM fonctionnant mal, et non pas à les corriger. En effet, lorsque la note indique que le PM est mauvais, on ne sait pas si cela signifie que le PM est vraiment mauvais, ou que le laser a fluctué, donc dans le doute on rejette l'événement. Cette réjection est aussi prise en compte dans les simulations, et par conséquent dans le calcul des efficacités de détection.

L'application de ces notes permet d'avoir une plus grande confiance dans la mesure des énergies.

Pour les bruits de fond, ces notes ne sont pas utilisées car la connaissance précise de la forme des spectres en énergie n'est pas nécessaire (lors des mesures des bruits de fond les rapport signal sur bruit sont suffisamment bons pour ne pas dépendre précisément de la forme des spectres).

Dans le cas de la mesure de la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos, on veut avoir un contrôle relatif de la forme du spectre en énergie car les bruits de fond ont une contribution non négligeable. Quant à la recherche de la double

6.2 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

désintégration β sans émission de neutrino, on veut être sûr qu'il n'y a pas d'événements à haute énergie qui proviennent en fait du processus $2\beta 2\nu$ mais dont l'énergie aurait été décalée à cause d'un mauvais contrôle du gain des PM. On définit donc deux critères, plus ou moins stricts, selon ce que l'on veut étudier.

Dans le canal deux électrons qui sera détaillé par la suite en section 6.2, seule 78,4% de la statistique reste lorsque l'on applique le critère le moins stricte (pour le processus $2\beta 2\nu$), et 70,4% lorsque l'on applique le critère le plus strict (pour le processus $2\beta 0\nu$).

6.2 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

Cette section décrit la mesure de la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos (autorisée dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules) du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150 (l'énergie disponible est $Q_{\beta\beta} = 3,367$ MeV).

On rappelle que lors de cette désintégration avec émission de neutrinos on ne cherche pas à détecter les neutrinos mais seulement les deux électrons émis simultanément par un même noyau de néodyme-150. On se place donc dans le canal à deux électrons décrit en section 4.5.5. Les vertex des deux électrons reconstruits doivent être situés à une distance inférieure à 4 cm selon la coordonnée longitudinale et 2 cm en radial (car la résolution spatiale est meilleure) et leur barycentre doit se trouver dans la feuille de néodyme définie en section 5.2 (et en dehors des points chauds définis dans cette même section). De plus, la probabilité selon l'hypothèse interne de temps de vol décrite en section 4.3 doit être supérieure à 1% et la probabilité externe doit être inférieure à 1%.

Les activités des différents bruits de fond ont été mesurées dans le chapitre précédent 5. Elles sont ici fixées à ces valeurs et autorisées à varier dans l'intervalle des erreurs statistiques (à part pour les europium où on ne considère que les erreurs systématiques). On a vu sur la figure 5.3 que la feuille de néodyme est encadrée par des feuilles de molybdène d'un côté, et de zirconium et de disques de calcium de l'autre. Lors de la reconstruction des traces des électrons, il peut y avoir des erreurs sur la position des vertex. Un événement issu de la feuille voisine de molybdène peut être reconstruit comme provenant de la feuille de néodyme, et *vice et versa*. Il faut donc prendre en compte les doubles désintégrations β de ces isotopes-là aussi. Leurs demi-vie ont été

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

mesurées avec des analyses parallèles dans le détecteur NEMO 3 [60] :

$$T_{1/2}(^{100}\text{Mo}) = [7, 11 \pm 0, 02 \text{ (stat.)} \pm 0, 54 \text{ (syst.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.4)$$

$$T_{1/2}(^{96}\text{Zr}) = [2, 35 \pm 0, 14 \text{ (stat.)} \pm 0, 16 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.5)$$

$$T_{1/2}(^{48}\text{Ca}) = [4, 4 \pm 0, 5 \text{ (stat.)} \pm 0, 4 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.6)$$

Dans le canal deux électrons, plusieurs variables sont à notre disposition dont les principales sont les énergies individuelles des électrons, la somme de ces énergies et l'angle entre les deux électrons émis depuis la feuille source. On choisit d'effectuer l'ajustement sur l'énergie totale de l'événement. Le résultat est montré sur les figures 6.1 et 6.2 pour les phases I et II. Avec une efficacité moyenne de 5,26% et un total de 2702 événements reconstruits comme provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 (36,6 g) la demi-vie mesurée est de (avec un rapport signal sur bruit de fond de 2,86) :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [9, 21 \pm 0, 15 \text{ (stat.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.7)$$

Bruit de fond	Phase I (evts)	Phase II (evts)
^{214}Bi interne	$6, 4^{+5,8}_{-0,6}$	$17, 1^{+20,3}_{-1,1}$
^{214}Pb interne	$5, 2^{+4,7}_{-0,5}$	$11, 1^{+13,2}_{-0,7}$
^{208}Tl interne	$9, 9^{+2,0}_{-1,8}$	$46, 8^{+9,2}_{-8,3}$
^{228}Ac interne	$11, 8^{+2,4}_{-2,2}$	$56, 1^{+11,0}_{-9,9}$
^{212}Bi interne	$7, 8^{+1,6}_{-1,4}$	$35, 5^{+7,0}_{-6,3}$
^{207}Bi interne	$35, 0^{+8,6}_{-2,9}$	$126, 1^{+34,4}_{-11,5}$
^{152}Eu interne	$15, 4 \pm 5, 0$	$52, 8 \pm 17, 2$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$ interne	$36, 0^{+5,0}_{-3,4}$	$150, 0^{+21,7}_{-14,8}$
^{40}K interne	$32, 8^{+2,0}_{-2,5}$	$127, 5^{+8,0}_{-10,3}$
^{210}Bi surface des feuilles	$6, 6 \pm 0, 1$	$26, 8 \pm 0, 3$
^{214}Bi surface des feuilles	$1, 2 \pm 0, 5$	$1, 6 \pm 0, 5$
^{214}Bi surface des fils	$6, 3 \pm 0, 6$	$3, 2 \pm 0, 4$
$2\beta 2\nu$ du ^{100}Mo	$20, 1 \pm 1, 5$	$78, 1 \pm 5, 9$
$2\beta 2\nu$ du ^{96}Zr	$0, 1 \pm 0, 0$	$0, 6 \pm 0, 0$
$2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca	$0, 2 \pm 0, 0$	$0, 8 \pm 0, 1$
Externe	$4, 4 \pm 0, 4$	$11, 6 \pm 1, 2$
Total	$199, 2^{+40,2}_{-23,4}$	$745, 7^{+150,4}_{-88,5}$

Table 6.1: Contribution des bruits de fond dans le canal deux électrons.

Dans le tableau 6.1 les contributions des différents bruits de fond dans le canal deux électrons sont détaillées. Les plus importants sont bel et bien les bruits de fond internes

6.2 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

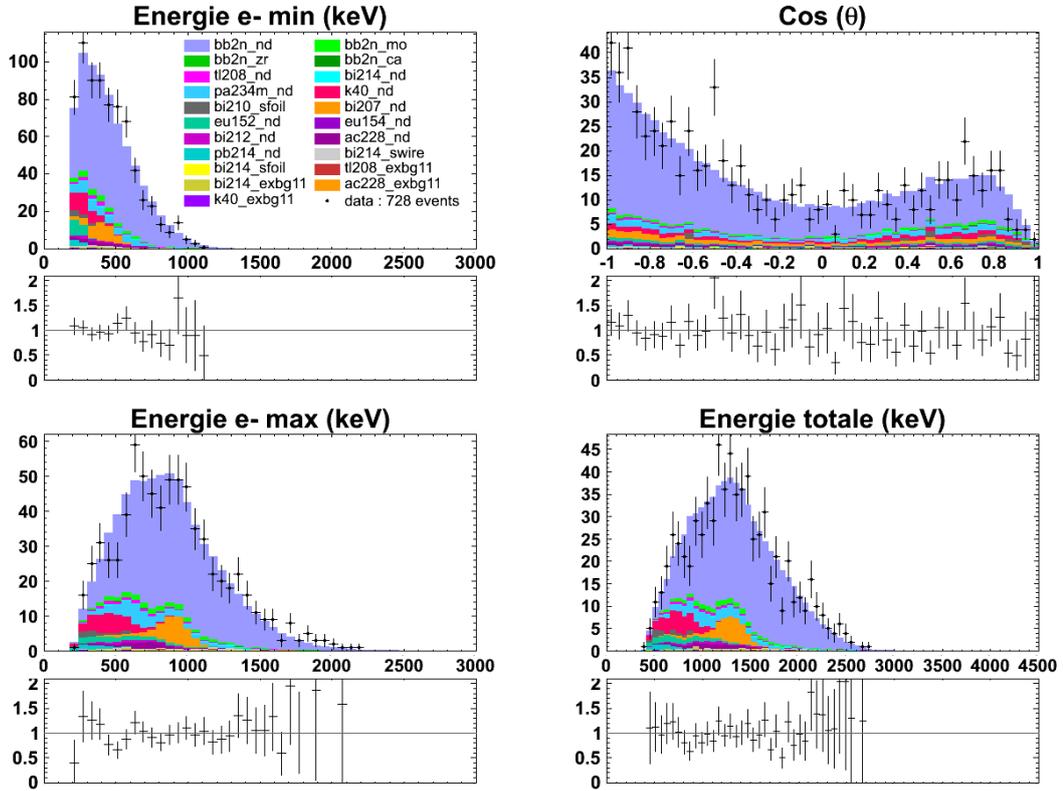


Figure 6.1: Reconstruction des événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos dans le canal deux électrons pour la phase I. En haut à gauche la distribution de l'énergie de l'électron dont l'énergie est la plus faible est représentée, en bas à gauche celle de l'électron dont l'énergie est la plus haute et en bas à droite la distribution de la somme de ces deux énergies (sur laquelle l'ajustement est effectué). En haut à droite on trouve la distribution du cosinus de l'angle entre les directions d'émission des deux électrons. La forme de cette distribution montre que les deux électrons sont un peu plus souvent détectés dos à dos. La couleur bleu ciel représente les événements reconstruits de la désintégration $2\beta 2\nu$ du néodyme-150, et les points noirs représentent les données du détecteur NEMO 3. Les couleurs de bruits de fond sont les mêmes que celles utilisées dans le chapitre précédent 5. *bb2n* signifie que c'est le processus de double désintégration β avec émission de neutrinos, *mo*, *zr*, *ca* et *nd* désignent les feuilles de molybdène, zirconium, calcium et néodyme respectivement, *sfoil* et *swire* correspondent à la surface des feuilles sources et des fils du détecteur de traces respectivement, et enfin *exbg11* correspond aux photomultiplicateurs.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

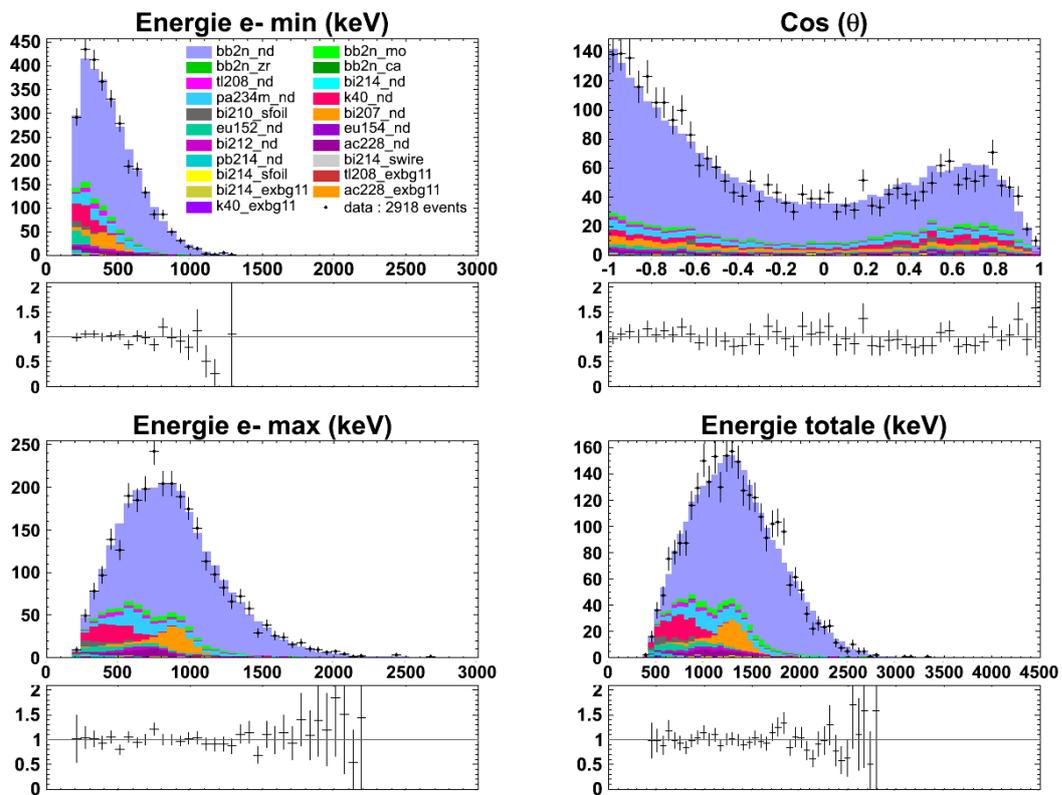


Figure 6.2: Reconstruction des événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos dans le canal deux électrons pour la phase II. La représentation est la même que celle de la figure 6.1.

6.2 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

comme annoncé dans le chapitre précédent sur les bruits de fond (chapitre 5), et la double désintégration β du molybdène-100 car celui-ci a une demi-vie plus courte que les autres et est présent en grande quantité.

6.2.1 Effet de la coupure minimale sur l'énergie totale et de la connaissance des bruits de fond

Un moyen de tester l'erreur systématique faite à cause de la mauvaise connaissance des bruits de fond est de faire varier la coupure minimale sur la somme des énergies des électrons. Plus cette coupure augmente et plus la proportion de bruit de fond diminue, à part à "très haute" énergie où le signal diminue et le bruit de fond (provenant majoritairement du thallium-208 et du bismuth-214) reste plat. La figure 6.3 montre la variation de la mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β en fonction de cette coupure. On y voit que la mesure cette demi-vie est plutôt stable, variant dans l'intervalle $[8, 81 - 9, 89] \times 10^{18}$ ans.

En faisant maintenant varier les activités des bruits de fond dans l'intervalle de leurs erreurs systématiques extrêmes on obtient l'effet systématique sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ du néodyme-150 qui varie dans l'intervalle $[9, 02 - 9, 63] \times 10^{18}$ ans.

Cet intervalle est contenu dans l'intervalle obtenu en faisant varier la coupure minimale sur la somme des énergies, on considèrera donc le premier intervalle pour les incertitudes systématiques sur le bruit de fond.

6.2.2 Effet des photomultiplicateurs bruyants

La figure 6.4 montre la distribution des TDC de tous les PM pour une prise de données avec le détecteur NEMO 3. La pic autour de TDC = 2500 correspond aux "bonnes" mesures de temps, et le fond de part et d'autre correspond à des signaux non "physiques" (PM dits bruyants). Si dans un événement deux électrons, en plus des deux scintillateurs associés aux traces on trouve des scintillateurs non associés dont le signal n'est pas "physique", on va vouloir garder cet événement (alors qu'on l'aurait rejeté si on ne prend pas de précaution) pour ne pas avoir une mesure de demi-vie biaisée. Cet effet n'est pas reproduit dans les simulations comme on peut le voir sur la figure 6.5 représentant la même distribution de TDC mais pour un fichier de simulation cette fois. La forme du pic est différente car dans un cas (pour les données réelles) il y a des interactions de photons dans les scintillateurs mais pas dans l'autre (simulation de processus $2\beta 2\nu$ uniquement).

On définit alors une coupure pour rejeter les signaux de PM non physiques :

$$\text{TDC} < 1750 \text{ ou } \text{TDC} > 3250 \quad (6.8)$$

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

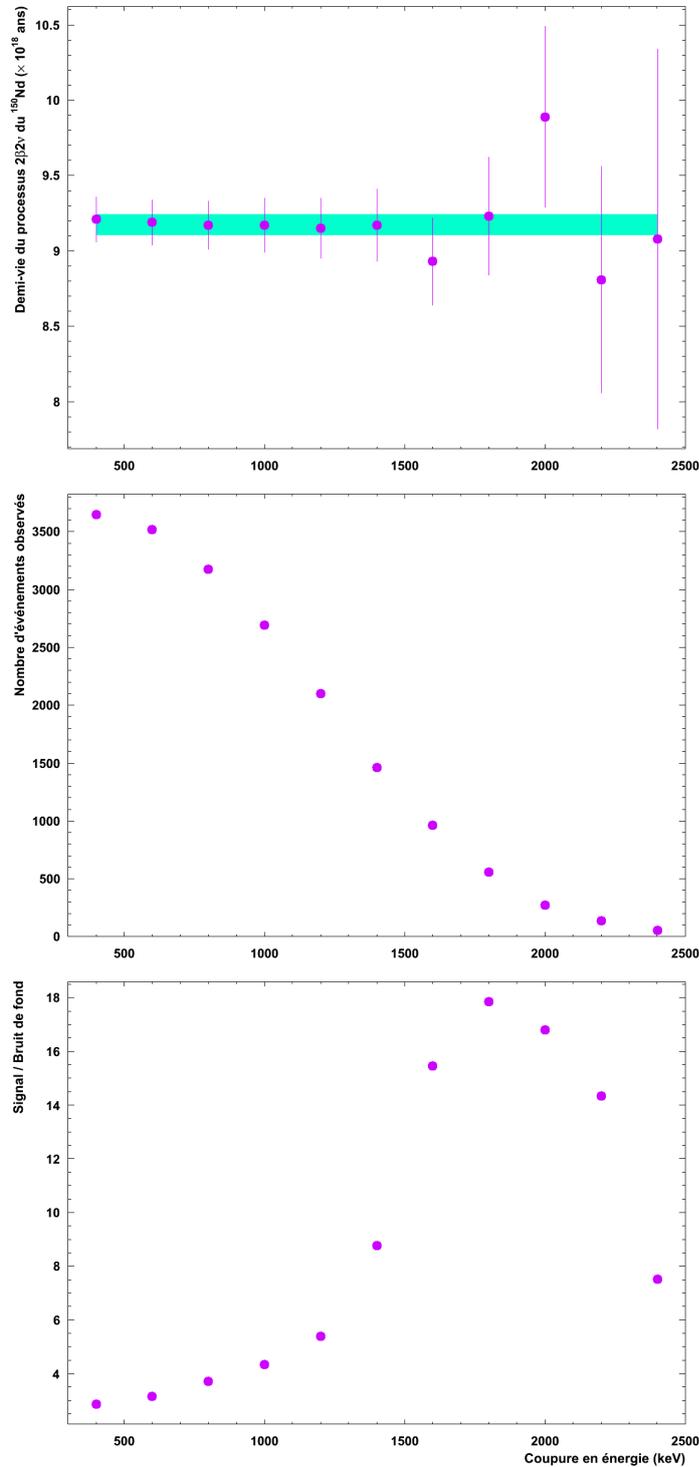


Figure 6.3: Évolution de la mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos, de la statistique totale dans le canal deux électrons et du rapport signal sur bruit en fonction de la coupure minimale sur l'énergie totale de l'événement dans le canal deux électrons. La zone en turquoise indique le résultat d'un ajustement par une droite sans coefficient directeur à $\pm 1\sigma$ du résultat de cet ajustement.

6.2 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

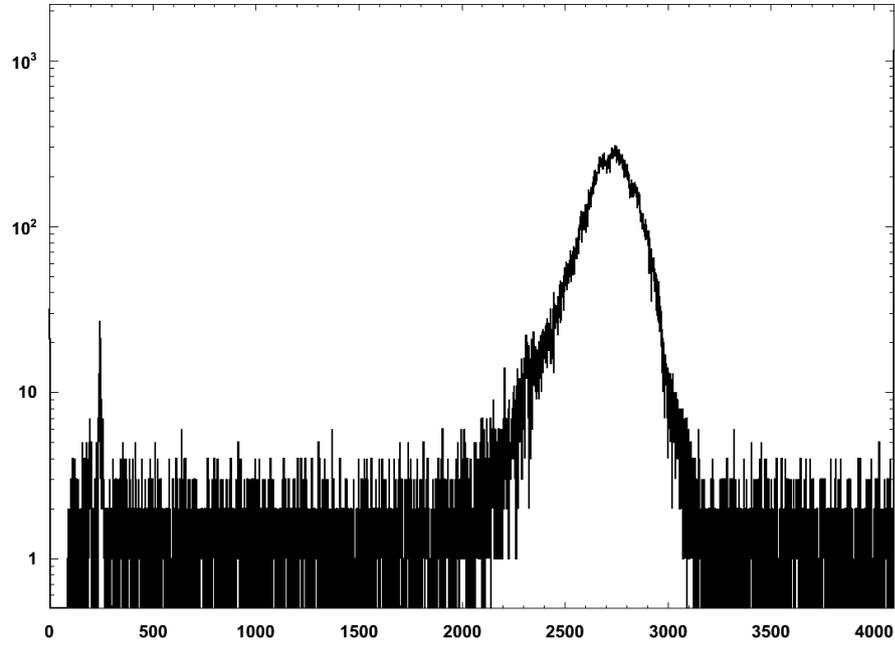


Figure 6.4: Distribution des TDC d'une prise de données avec le détecteur NEMO 3.

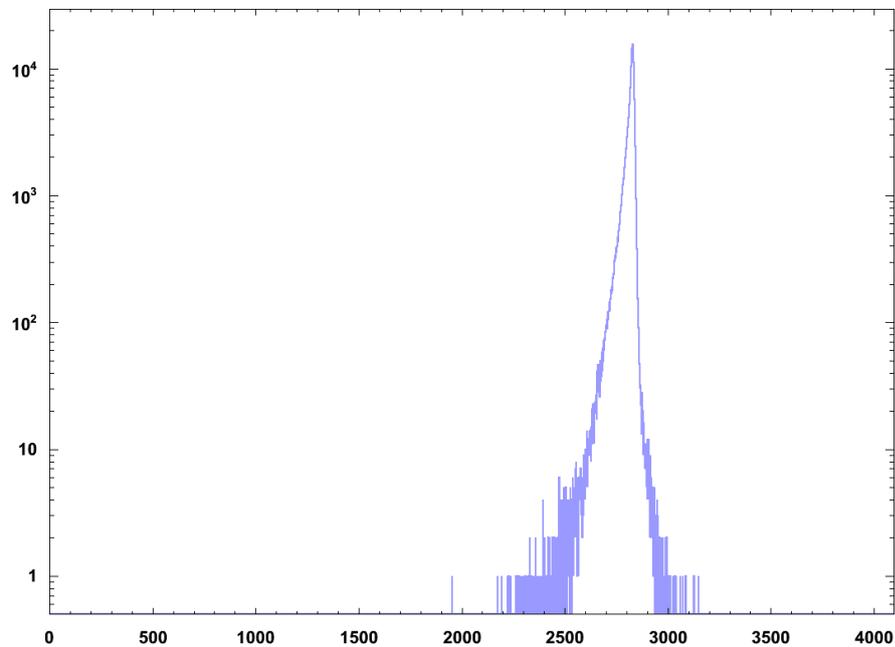


Figure 6.5: Distribution des TDC de simulation de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Si l'on suppose que ce fond est plat, on manque le rejet des PM bruyants qui se trouvent dans le fenêtre TDC [1750 – 3250]. Cela signifie que l'on devrait avoir encore plus d'événements dans le canal deux électrons. On peut estimer cet effet en connaissant le nombre d'événements gagnés en rejetant les PM bruyants. Le nombre d'événements total dans le canal deux électrons est de 3646 (lorsque l'on garde les événements avec des PM bruyants non associés). Le nombre d'événements reconstruits en rejetant les événements où des PM bruyants non associés sont présents est de 3441. Le nombre d'événements gagnés avec ce critère est donc de 205. La proportion de la fenêtre TDC que l'on manque est de $1501/2595 = 0,5784$ (la fenêtre totale de TDC est [0 – 4096]). Au final on devrait donc détecter :

$$3646 \times (1 + (205/3646 \times 0,5784)) = 3765 \text{ événements} \quad (6.9)$$

Soit un effet qui diminue systématiquement la mesure de la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos d'un facteur 1,033.

6.2.3 Demi-vie mesurée du processus $2\beta 2\nu$

En plus des effets dont on vient de discuter il faut ajouter les incertitudes systématiques suivantes :

- incertitude sur l'efficacité de reconstruction due à l'imprécision des simulations utilisées : celle-ci a été testée en utilisant des sources de bismuth-207 calibrées et est due essentiellement à la reconstruction des traces, sa valeur est inférieure à 5% [61] ;
- incertitude sur les étalonnages en énergie du calorimètre de NEMO 3 : l'incertitude sur les coefficients de calibration utilisés entraîne une incertitude de 2% ;
- incertitude sur le seuil de déclenchement en énergie de 3%.

On vient de montrer que les incertitudes sur les bruits de fond induisaient une incertitude systématique de l'ordre de 7,4%. On obtient au total un incertitude systématique de l'ordre de 9,6%.

La mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 dans le détecteur NEMO 3 est donc de :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [8,92 \pm 0,15 \text{ (stat.)} \pm 0,86 \text{ (syst.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.10)$$

6.2.4 Comparaison avec la valeur précédemment publiée

Dans l'article [62] la même analyse a été effectuée et la demi-vie mesurée du même processus est de :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [9,11^{+0,25}_{-0,22} \text{ (stat.)} \pm 0,63 \text{ (syst.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.11)$$

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

Dans ce cas-là seuls 924,7 jours de prise de données du détecteur NEMO 3 avaient été analysés (contre 1698,9 jours ici). On peut expliquer la légère différence qu'il y a entre les valeurs centrales par la non prise en compte de l'effet des PM bruyants.

Sans utiliser le facteur de correction dû aux PM bruyants, le résultat 6.10 devient $T_{1/2}({}^{150}\text{Nd}) = [9,21 \pm 0,15 \text{ (stat.)} \pm 0,89 \text{ (syst.)}] \times 10^{18}$ ans.

6.2.5 Extraction de l'élément de matrice nucléaire associé au processus $2\beta 2\nu$

La mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos permet de calculer l'élément de matrice nucléaire associé grâce à la relation suivante :

$$T_{1/2}^{-1} = G_{2\beta 2\nu} \cdot |M_{2\beta 2\nu}|^2 \quad (6.12)$$

où $G_{2\beta 2\nu}$ est le facteur d'espace de phase et $M_{2\beta 2\nu}$ l'élément de matrice nucléaire. On a $G_{2\beta 2\nu} = 36430 \times 10^{-21} \text{ an}^{-1}$ [59] ce qui donne :

$$|M_{2\beta 2\nu}| = 0,055 \pm 0,003 \quad (6.13)$$

La liste des valeurs d'éléments de matrice nucléaire calculés théoriquement est présentée dans le tableau 6.2. Ces valeurs tendent à converger et sont à moins de 50% de la valeur que l'on vient de calculer.

Modèle	$ M_{2\beta 2\nu} $
IBM-2 CA	0,06
PHFB	0,033
SU(4)	0,0642
pSU(3)	0,055

Table 6.2: Valeurs des éléments de matrice nucléaire calculés avec différents modèles. Les références sont les articles [63, 64].

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

Après avoir mesuré la demi-vie du processus avec émission de neutrinos, on veut chercher à observer la double désintégration β sans émission de neutrino. On rappelle que c'est l'observation de cette désintégration qui serait la preuve que le neutrino est une particule de Majorana et massique.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

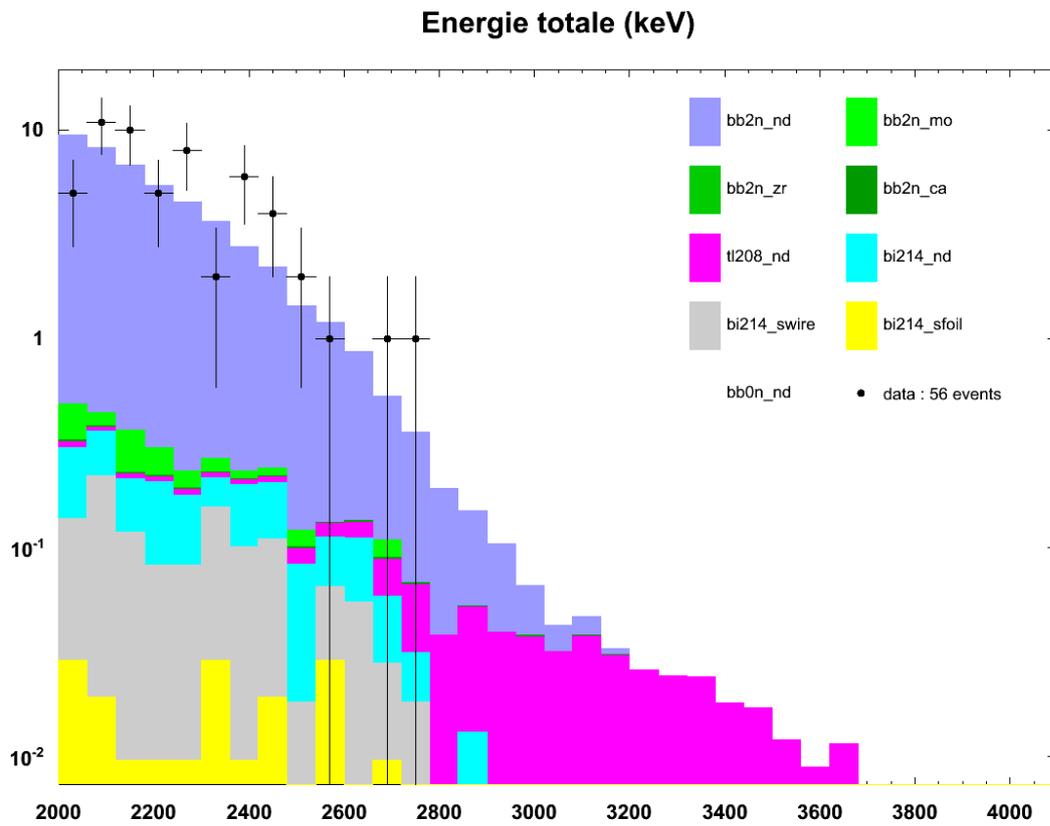


Figure 6.6: Zoom à haute énergie de la distribution de l'énergie totale des événements sélectionnés dans le canal deux électrons en échelle logarithmique pour la phase I. Les points noirs représentent les données du détecteur NEMO 3.

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

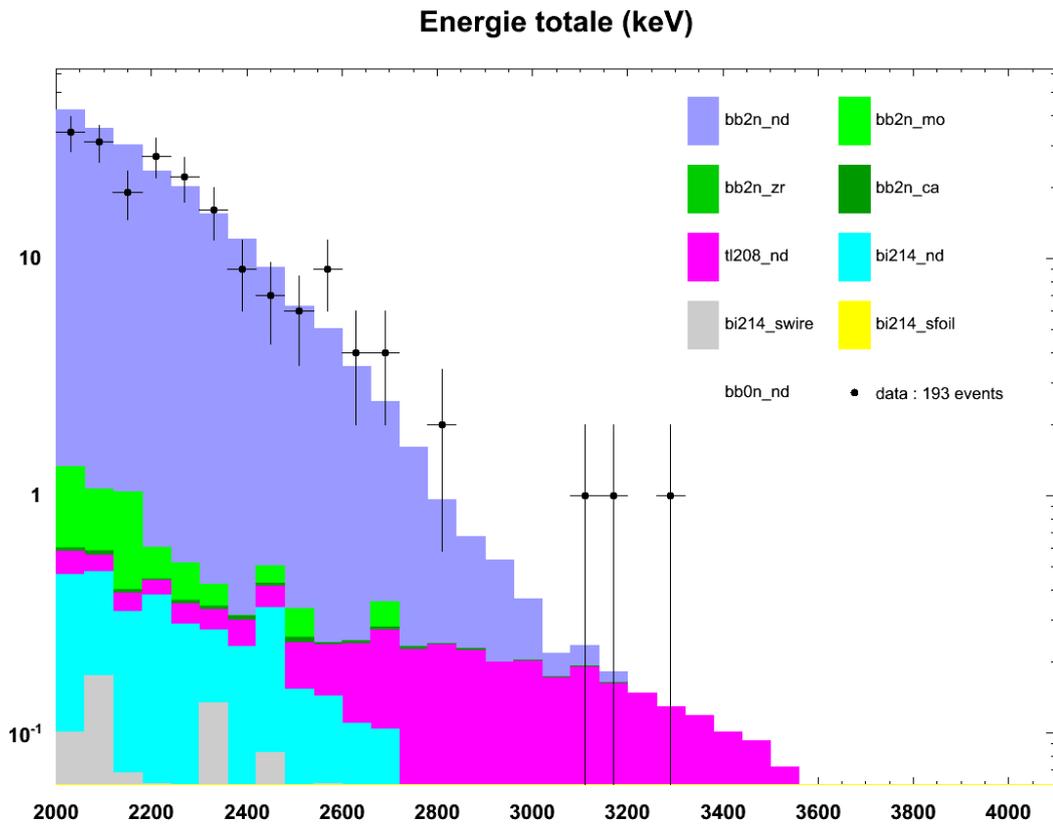


Figure 6.7: Zoom à haute énergie de la distribution de l'énergie totale des événements sélectionnés dans le canal deux électrons en échelle logarithmique pour la phase II. Les points noirs représentent les données du détecteur NEMO 3.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Dans le cas où aucun neutrino n'est émis, les deux électrons emportent toute l'énergie de la transition, c'est-à-dire 3,364 MeV pour le néodyme-150. On se place donc toujours dans le canal deux électrons, mais on ne s'intéresse qu'aux événements dont l'énergie totale est supérieure à 2 MeV. Les figures 6.6 et 6.7 montrent ce zoom pour les phases I et II. On y voit que le nombre de bruits de fond est très réduit, mais que le thallium-208 se trouve exactement là où on recherche la double désintégration β sans émission de neutrino.

6.3.1 Coupure contre le thallium-208

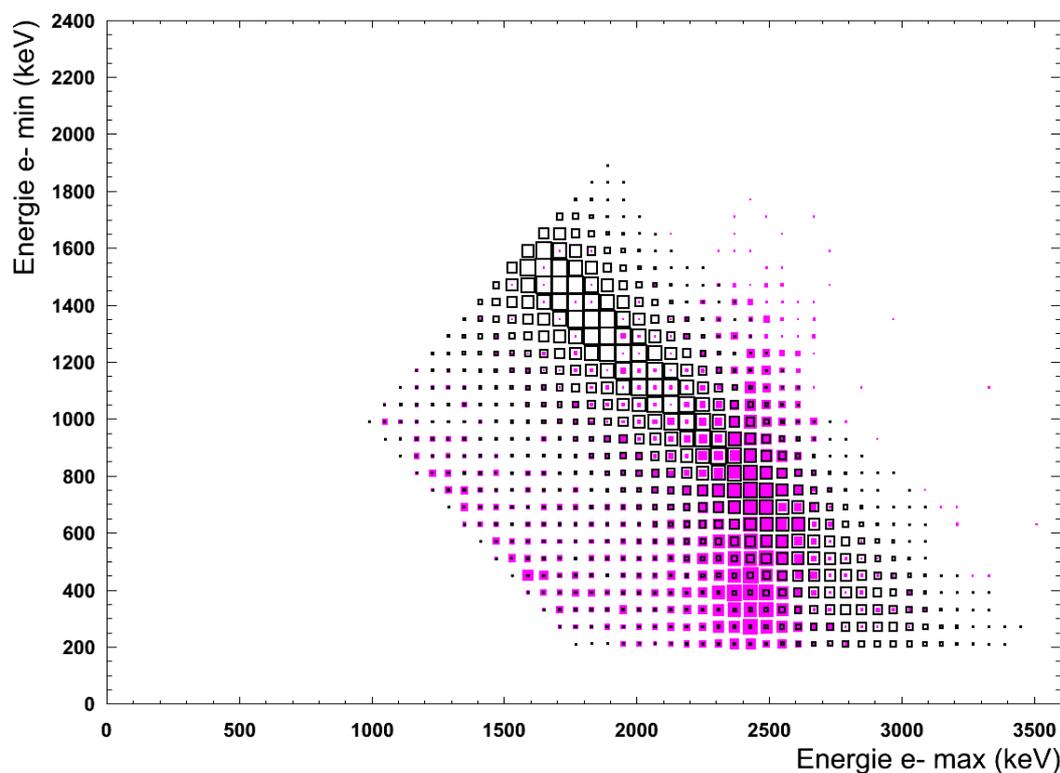


Figure 6.8: Énergie de l'électron de plus basse énergie en fonction de l'énergie de l'électron de plus haute énergie. En noir le signal de double désintégration β sans émission de neutrino attendu et en fuchsia le thallium-208. La taille de chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal dans cette région en énergie. L'unité d'intensité est arbitraire.

Le détecteur NEMO 3 nous permet d'accéder non seulement à l'énergie totale d'un événement à deux électrons, mais surtout aux énergies individuelles de chacun des électrons. Ceux-là sont triés entre celui de plus basse énergie et celui de plus haute énergie. En représentant l'énergie du plus bas en fonction de l'énergie du plus haut

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

on peut vérifier si les distributions pour le thallium-208 et le signal de désintégration $2\beta 0\nu$ sont identiques grâce aux simulations. On peut voir ces distributions sur la figure 6.8. Les deux distributions sont en partie séparées. Pour la thallium-208 l'électron de plus haute énergie a majoritairement une énergie de 2,526 MeV correspondant à la conversion interne du niveau de 2,614 MeV.

En rejetant les événements pour lesquels les énergies des électrons vérifient :

$$\begin{aligned} E_{min} &< 1,1 \text{ MeV} \\ 2,3 < E_{max} &< 2,6 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (6.14)$$

on passe d'une efficacité de détection du signal de désintégration $2\beta 0\nu$ de 10,6% à 8,5% au-delà de 2 MeV, pour une réduction du bruit de fond provenant de la contamination interne en thallium-208 de 4,1 événements à 2,0 événements attendus. Cette coupure va donc être utilisée pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino.

6.3.2 Fenêtre optimale en énergie

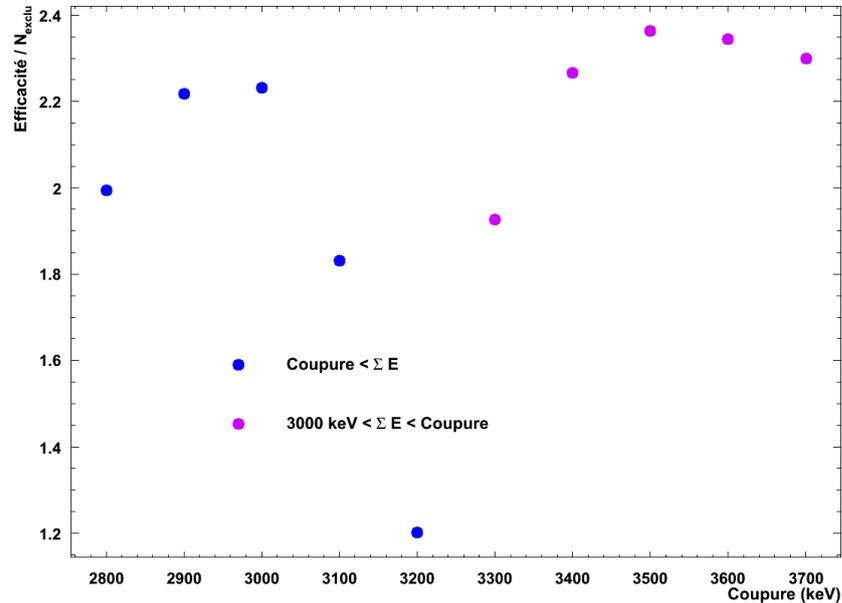


Figure 6.9: Optimisation de la fenêtre en énergie totale pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino. Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtrage supérieure. L'optimum est donc la fenêtrage $[3,0 - 3,5]$ MeV.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Afin d'avoir la meilleure sensibilité possible le choix de la fenêtre en énergie dans laquelle on recherche la double désintégration β sans émission de neutrino est capital. On veut à la fois une grande efficacité de détection de ce signal, et un nombre d'événements de bruit de fond attendus faible.

On se place dans l'hypothèse où l'on n'observe pas cette désintégration car on ne voit aucun excès dans les données autour de 3,364 MeV sur les figures 6.6 et 6.7. Dans ce cas on peut tout de même mettre une limite sur la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ comme on l'a vu dans la section 6.1.1. Le nombre d'événements exclus est calculé grâce à l'approche de Feldman-Cousins [65] adapté aux signaux rares à partir du nombre d'événements de bruit de fond attendus.

L'optimisation de la fenêtre de sélection sur l'énergie totale se fait en deux temps : tout d'abord on ne fait varier que la borne inférieure de la fenêtre sans imposer de borne supérieure. Le paramètre à maximiser est le rapport de l'efficacité de détection du signal $2\beta 0\nu$ sur le nombre d'événements exclus, car la mesure de la demi-vie varie proportionnellement à ce rapport. Une fois la borne inférieure fixée on fait varier la borne supérieure de la même manière. Le résultat est présenté sur la figure 6.9. Toute cette étude est effectuée sur des simulations en connaissant les contributions et spectre en énergie des différents bruits de fond et double désintégration β avec émission de neutrinos.

La fenêtre optimale est donc $[3,0 - 3,5]$ MeV.

6.3.3 Limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$

Bruit de fond	Phase I + Phase II (evts)
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd	$0,134 \pm 0,002$
$2\beta 2\nu$ du ^{48}Ca	$0,005 \pm 0,001$
^{214}Bi interne	$0,012 \pm 0,001$
^{208}Tl interne	$0,402 \pm 0,008$
Total	$0,553 \pm 0,012$

Table 6.3: Contribution des bruits de fond dans le canal deux électrons dans la fenêtre en énergie $[3,0 - 3,5]$ MeV.

Dans cette fenêtre l'efficacité de détection de la double désintégration β sans émission de neutrino est de 6,99% et le nombre d'événements de bruit de fond attendus est de 0,55 événement (détaillé dans le tableau 6.3), correspondant à un nombre exclu (en supposant qu'on observe uniquement des événements de bruit de fond, pas de signal) de 2,96 événements à 90% de niveau de confiance (CL). La sensibilité du détecteur

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150
vers l'état fondamental du samarium-150

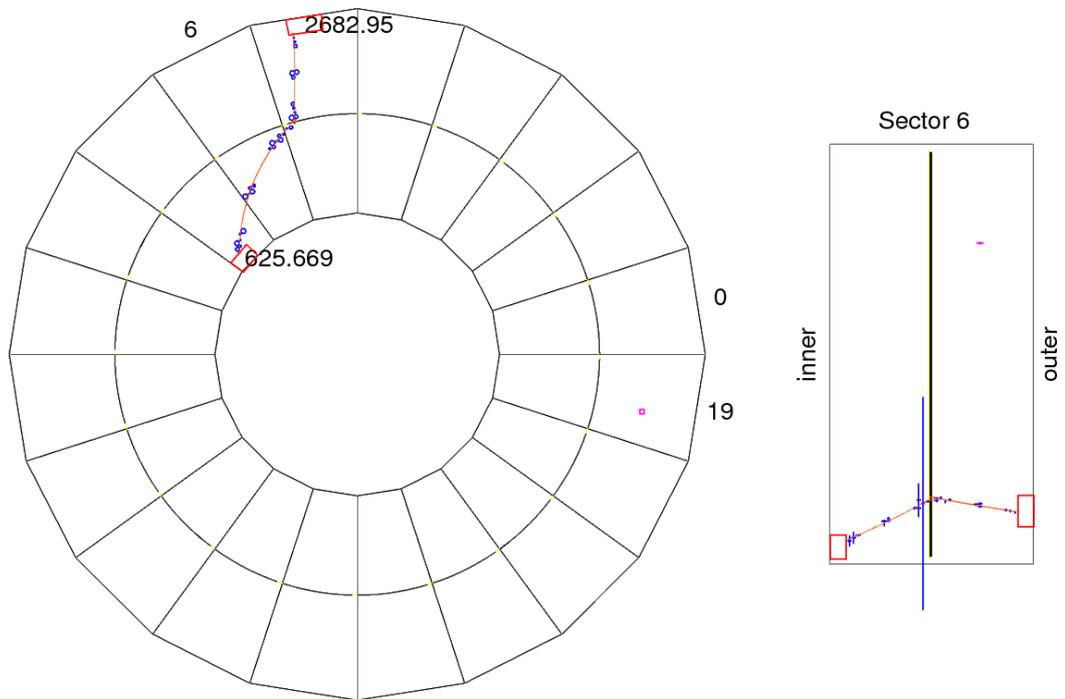


Figure 6.10: Événement restant dans la fenêtre $[3, 0 - 3, 5]$ MeV dans les données. Il a été enregistré le 16 septembre 2007.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

NEMO 3 sur la mesure de la demi-vie du processus de désintégration $2\beta 0\nu$ est alors de :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}(^{150}\text{Nd}) > 11,2 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.15)$$

Lors que l'on regarde dans les données un seul événement est observé donnant pour limite observée à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}(^{150}\text{Nd}) > 8,7 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.16)$$

L'événement restant est montré en figure 6.10. On y voit que chacun des électrons a déposé respectivement 626 et 2683 keV, ce qui correspond très probablement à un événement provenant d'une décroissance radioactive du thallium-208, car les énergies individuelles des électrons se trouvent juste à côté de la zone que l'on rejette pour diminuer la contribution du thallium-208.

6.3.4 De l'utilisation des corrections laser

On a vu dans la section 6.1.2 que l'intérêt de l'application des corrections laser est de bien maîtriser la mesure des énergies des électrons, en particulier on ne veut pas que des événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos se retrouvent dans la fenêtre où l'on recherche cette double désintégration sans émission de neutrino à cause d'une surestimation du gain du PM. Dans le tableau 6.3, on voit que c'est le thallium-208 interne qui est le bruit de fond dominant, et dont l'énergie totale d'un événement peut être plus grande que l'énergie $Q_{\beta\beta}$ disponible lors de la double désintégration β du néodyme-150. Il peut donc être intéressant de ne pas utiliser ces corrections laser pour gagner en efficacité de détection.

Vérification de la mesure de la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$

Sans utiliser les corrections laser le nombre d'événements détectés dans le canal à deux électrons (l'énergie totale des événements est supérieure à 400 keV) devient 4650 pour les deux phases d'acquisition du détecteur NEMO 3. Avec une efficacité moyenne de 6,67% et un rapport signal sur bruit de fond de 2,84, la demi-vie mesurée est :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [9,19 \pm 0,14 \text{ (stat.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.17)$$

On estime à nouveau l'effet des PM bruyants (expliqué en section 6.2.2) : on gagne 264 événements en acceptant d'avoir des PM bruyants non associés dans l'événement, menant à un facteur de correction de :

$$1 + (264/4650 \times 0,5784) \sim 1,033 \quad (6.18)$$

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

sur le nombre d'événements observés (même facteur que précédemment).

La demi-vie mesurée devient alors :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [8,89 \pm 0,14 \text{ (stat.)}] \times 10^{18} \text{ ans} \quad (6.19)$$

qui est totalement compatible avec celle donnée à l'équation 6.10.

Optimisation de la fenêtre en énergie

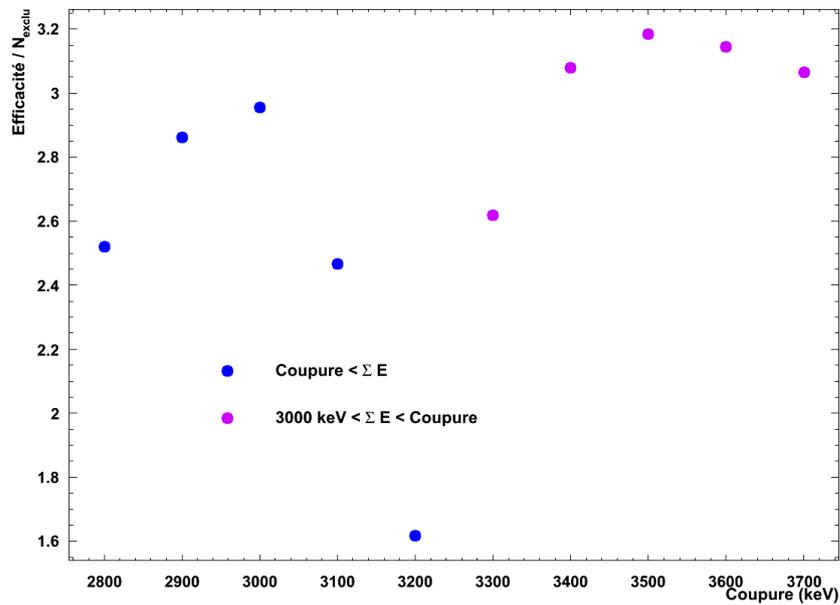


Figure 6.11: Optimisation de la fenêtre en énergie totale pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino. Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[3,0 - 3,5]$ MeV.

En utilisant toujours la coupure contre le thallium-208 définie en section 6.3.1 on cherche la fenêtre d'énergie totale optimale pour la sensibilité sur la double désintégration β sans émission de neutrino, de la même manière que dans la section 6.3.2. Le résultat est visible sur la figure 6.11. La fenêtre optimale est la même que celle avec application des corrections laser car il n'y a aucune raison que le signal et le bruit de fond varient différemment avec l'application de ces corrections.

Nouvelle limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$

L'efficacité de détection est maintenant de 9,86% et le nombre de bruit de fond attendu est de 0,77 événements. Le nombre d'événements exclus, en supposant que

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

l'on n'observe pas de signal, est 3,1 événements, donnant une sensibilité sur la demi-vie du processus de désintégration $2\beta 0\nu$:

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 15,1 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.20)$$

Lors que l'on regarde dans les données deux événements sont observés donnant pour limite observée à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 9,1 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.21)$$

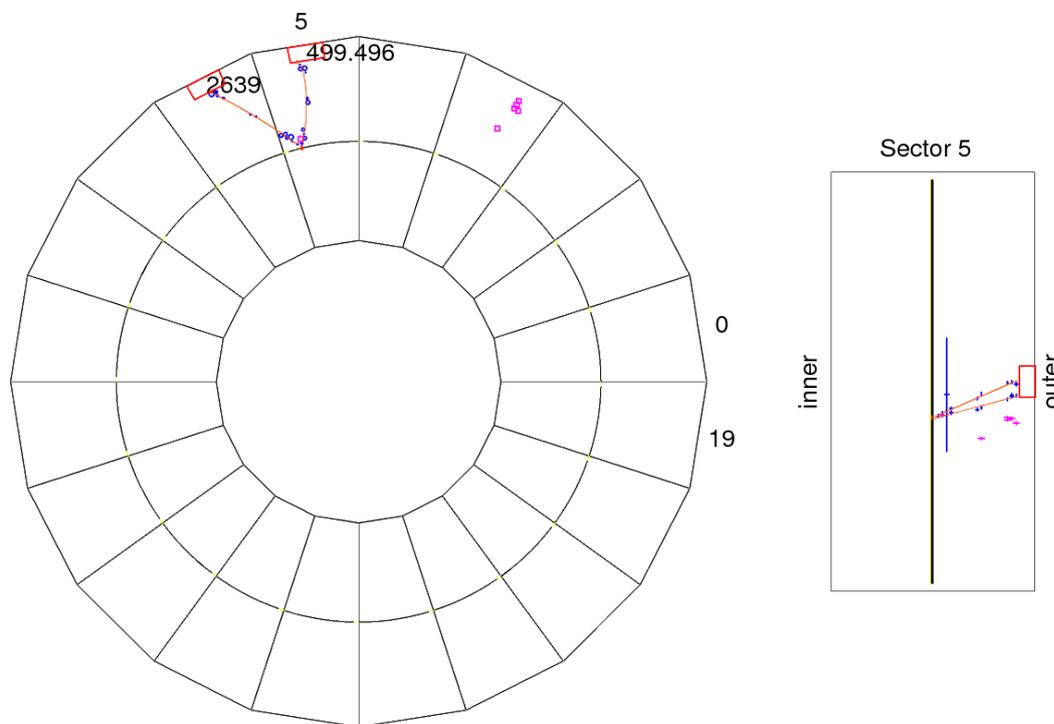


Figure 6.12: Événement restant dans la fenêtre $[3, 0 - 3, 5]$ MeV dans les données. Il a été enregistré le 28 octobre 2008. Le PM mesurant l'énergie de 499 keV a une bonne note selon les corrections laser alors que l'autre a fluctué sur pendant une longue période.

L'événement supplémentaire est représenté sur la figure 6.12. Comme pour l'événement montré précédemment sur la figure 6.10, il doit correspondre à une décroissance radioactive du thallium-208, ayant pour énergie individuelle 499 et 2639 keV.

La limite obtenue est légèrement meilleure lorsque l'on n'utilise pas les corrections laser, mais elle aurait pu être bien meilleure si l'on n'avait pas eu une fluctuation positive de bruit de fond et qu'un seul événement avait été observé.

6.3 Double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

6.3.5 Comparaison avec la valeur précédemment publiée

Dans l'article précédemment publié par la collaboration NEMO 3 sur cette analyse [62], la limite observée sur la demi-vie du processus de double désintégration β sans émission de neutrino était de :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 1,8 \times 10^{22} \text{ ans} \quad (6.22)$$

La méthode utilisée (décrite dans [66]) ne nécessite pas de coupure cinématique. L'efficacité de détection du signal est donc bien meilleure que lorsque l'on utilise une fenêtre en énergie ($[19 \pm 1]\%$) ce qui permet d'avoir une meilleure limite sur la demi-vie du processus de désintégration $2\beta 0\nu$.

En utilisant le même type de coupure que dans cet article l'efficacité obtenue ici est de 15,6% où les seules différences sont maintenant la sélection des scintillateurs associés aux traces (qui peuvent être situés dans les pétales dans l'analyse publiée alors que l'on ne garde que les murs principaux dans cette thèse) et la réjection des événements à deux électrons avec scintillateur non associé (on ne tolère pas d'événement avec scintillateur non associé dans cette thèse car ils sont classés dans le canal deux électron et un ou deux rayons γ).

Enfin, tous les événements enregistrés au-delà de 3 MeV dans le canal à deux électrons sont postérieurs à décembre 2006, qui correspond à la fin de l'échantillon de données analysées dans cet article.

6.3.6 Limite sur la masse de Majorana effective

La demi-vie du processus de double désintégration β sans émission de neutrino se déroulant par l'échange d'un neutrino léger de Majorana est relié à la masse de Majorana effective ($m_{\beta\beta}$) par la relation suivante (qui a déjà été présentée dans l'équation 1.29) :

$$(T_{1/2}^{2\beta 0\nu})^{-1} = G_{2\beta 0\nu} \cdot (M_{2\beta 0\nu})^2 \cdot \left(\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right)^2 \quad (6.23)$$

avec $G_{2\beta 0\nu}$ et $M_{2\beta 0\nu}$ respectivement le facteur d'espace de phase et les éléments de matrices nucléaires, et m_e la masse de l'électron.

Pour le néodyme-150 on a $G_{2\beta 0\nu} = 63,03 \times 10^{-15} \text{ ans}^{-1}$ [59] et les éléments de matrices varient dans l'intervalle $[1, 62 - 3, 34]$ selon les modèles considérés ([63, 67, 68, 69]). La limite à 90% de niveau de confiance sur la masse de Majorana effective est donc de :

$$m_{\beta\beta} < [6, 4 - 13, 2] \text{ eV} \quad (6.24)$$

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

qui est loin d'être concurrentielle avec les résultats obtenus de l'analyse du molybdène-100 (~ 7 kg) présent dans le détecteur NEMO 3 (la limite donne alors une masse plus petite que 1 eV, voir l'équation 1.41).

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

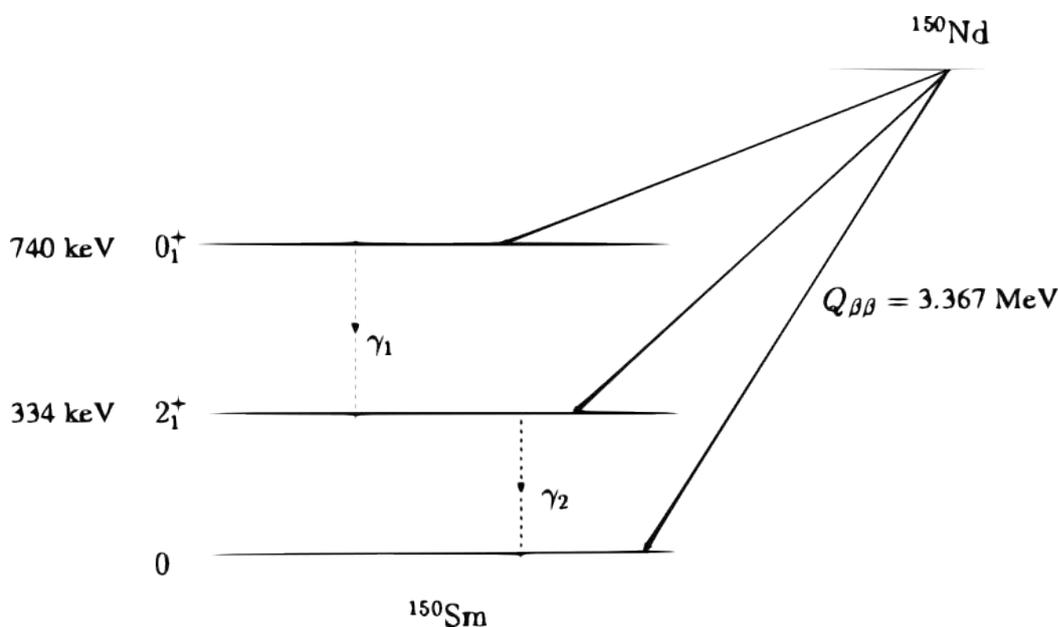


Figure 6.13: Schéma simplifié de décroissance du néodyme-150 vers le samarium-150.

Jusqu'à présent on ne s'est intéressé qu'aux décroissances double β vers l'état fondamental du noyau fils. Même si la théorie prédit que les désintégrations double β vers les états excités sont encore plus rares, les détecteurs d'aujourd'hui sont assez sensibles pour mesurer les demi-vies de certaines de ces décroissances.

L'intérêt d'observer ces décroissances est de contraindre les modèles de calcul d'élément de matrices nucléaires. En effet, dans certains de ces modèles, le comportement pour les transitions vers les états excités est totalement différent de celui vers l'état fondamental.

Dans le cas particulier du néodyme-150, le schéma simplifié de décroissance vers le samarium-150 est représenté sur la figure 6.13. On ne considère ici que les deux premiers niveaux excités à 334 et 740 keV.

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

6.4.1 Prédictions théoriques

En première approximation, la demi-vie de la désintégration double β avec émission de neutrinos varie en puissance onze de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$. En partant de la demi-vie mesurée dans la section 6.2 on peut faire une estimation des demi-vie attendue pour les décroissances vers les deux premiers niveaux excités (voir dans le tableau 6.4).

État excité	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	$T_{1/2}$ (ans)
2_1^+	3033	$2,8 \times 10^{19}$
0_1^+	2627	$1,4 \times 10^{20}$

Table 6.4: Estimation des demi-vies attendues pour la décroissance double β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les deux premiers états excités du samarium-150.

Des calculs plus précis prédisent des demi-vies plus courtes [70] :

$$\begin{aligned}
 T_{1/2}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 2_1^+}) &= 2,3 \times 10^{19} \text{ ans} \\
 T_{1/2}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) &= 2,6 \times 10^{18} \text{ ans}
 \end{aligned}
 \tag{6.25}$$

où l'on voit que celle de la transition vers l'état excité 0_1^+ est même plus courte que celle vers l'état fondamental du samarium-150 que l'on vient de mesurer (dans l'équation 6.10).

Aussi, les facteurs d'espace de phase défavorisent la transition par l'état excité 2_1^+ (ce qui n'est pas pris en compte dans l'estimation du tableau 6.4). On va donc plutôt chercher à observer la transition par l'état excité 0_1^+ .

6.4.2 Mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

Lors de cette désintégration, en plus des deux électrons et des deux neutrinos qui sont émis lors d'un double désintégration β standard, deux rayons γ sont émis emportant chacun 334 et 406 keV (l'énergie disponible alors pour les deux électrons est plus faible de 740 keV). On se place donc dans le canal deux électrons et un ou deux rayons γ décrit dans la section 4.5.6 car même si deux rayons γ sont toujours émis la probabilité de détection d'un photon par un scintillateur est d'environ 70% pour ces énergies.

Comme pour le canal un électron et un ou plusieurs rayons γ détaillé dans la section 5.4.2, on distingue ici deux sous-canaux : avec un rayon γ ou deux rayons γ . Le γ -*tracking* est aussi utilisé ici. Lorsque l'on se place dans le canal à deux électrons et deux rayons γ pour mesurer la demi-vie du processus de double désintégration β du

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 le nombre d'événements présent dans les données est très faible (7 au total). Afin de diminuer l'erreur statistique les critères de sélection ont été relâchés, et l'évolution de la mesure de la demi-vie est montrée sur la figure 6.14.

Voici la description des coupures utilisées, sachant que chaque coupure s'ajoute à la précédente :

- la coupure 1 correspond à la coupure la plus stricte, c'est-à-dire celle que l'on utiliserait si la quantité de néodyme-150 était plus importante dans le détecteur NEMO 3, ou le temps de prise de données plus long. Dans ce cas les seuils de sélection de chaque particule (électron ou photon) sont de 200 keV d'énergie déposée, les électrons détectés doivent avoir une courbure négative depuis la feuille source et les corrections laser sont appliquées ;
- pour la coupure 2, le seuil des énergies des photons est descendu à 50 keV ;
- de même pour la coupure 3, le seuil en énergie détectée pour chacun des électrons est descendu à 100 keV (on ne le descend pas aussi bas que celui des rayons γ car cela augmenterait considérablement le nombre d'événements provenant du bruit de fond) ;
- lors de la coupure 4 les corrections laser décrites en section 6.1.2 ne sont plus appliquées, car vu la statistique la mesure précise de la forme du spectre de l'énergie des électrons n'est pas nécessaire ;
- enfin pour la coupure 5 les particules chargées peuvent avoir des courbures négatives ou positives en provenant de la feuille source (rappelons qu'une proportion des traces identifiées comme positives sont simplement des électrons à haute énergie mal identifiés, car plus leur énergie est grande et plus leur trajectoire est rectiligne dans le détecteur de trace).

On voit sur la figure 6.14 que toutes les mesures sont compatibles entre-elles, que le rapport signal sur bruit de fond ne varie pas non plus, on utilisera donc la coupure 5 qui est la moins sévère et offre l'erreur statistique la plus faible. La figure 6.15 montre le résultat de l'ajustement sur l'énergie totale de l'événement en utilisant la coupure 5 et la statistique totale du détecteur NEMO 3. La demi-vie mesurée est (avec un rapport signal sur bruit de 0,9) :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [5,83 \pm 0,77 \text{ (stat.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.26)$$

Les différentes contributions des bruits de fond sont données dans le tableau 6.5. On y voit que le bruit de fond le plus important est le ^{208}Tl . Pour améliorer le rapport signal sur bruit il va donc falloir trouver un moyen efficace de réduire la contribution du ^{208}Tl .

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

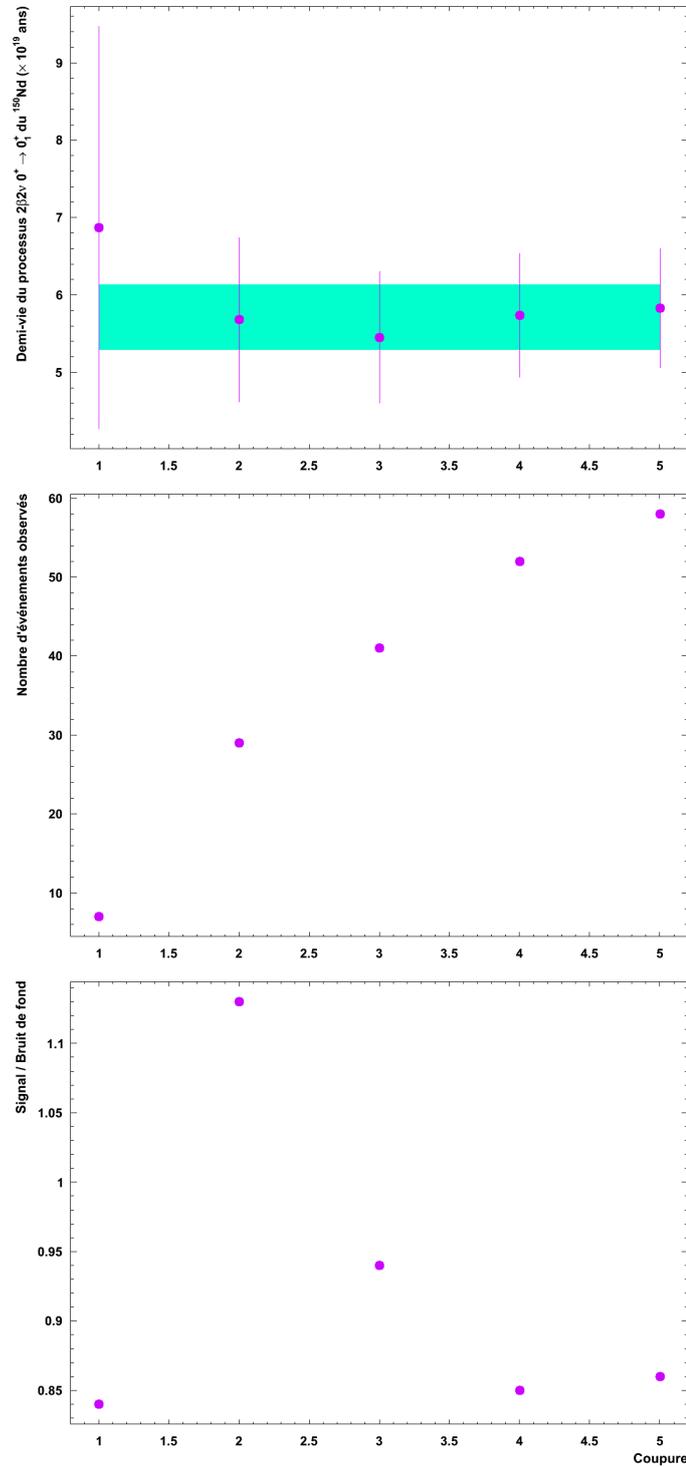


Figure 6.14: Évolution de la mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état $0^+_{1^+}$ du samarium-150, de la statistique totale et du rapport signal sur bruit dans le canal deux électrons et deux rayons γ . L'abscisse correspond aux différentes coupures explicitées dans le texte principal. La zone en turquoise indique le résultat d'un ajustement par une droite sans coefficient directeur à $\pm 1\sigma$ du résultat de cet ajustement.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

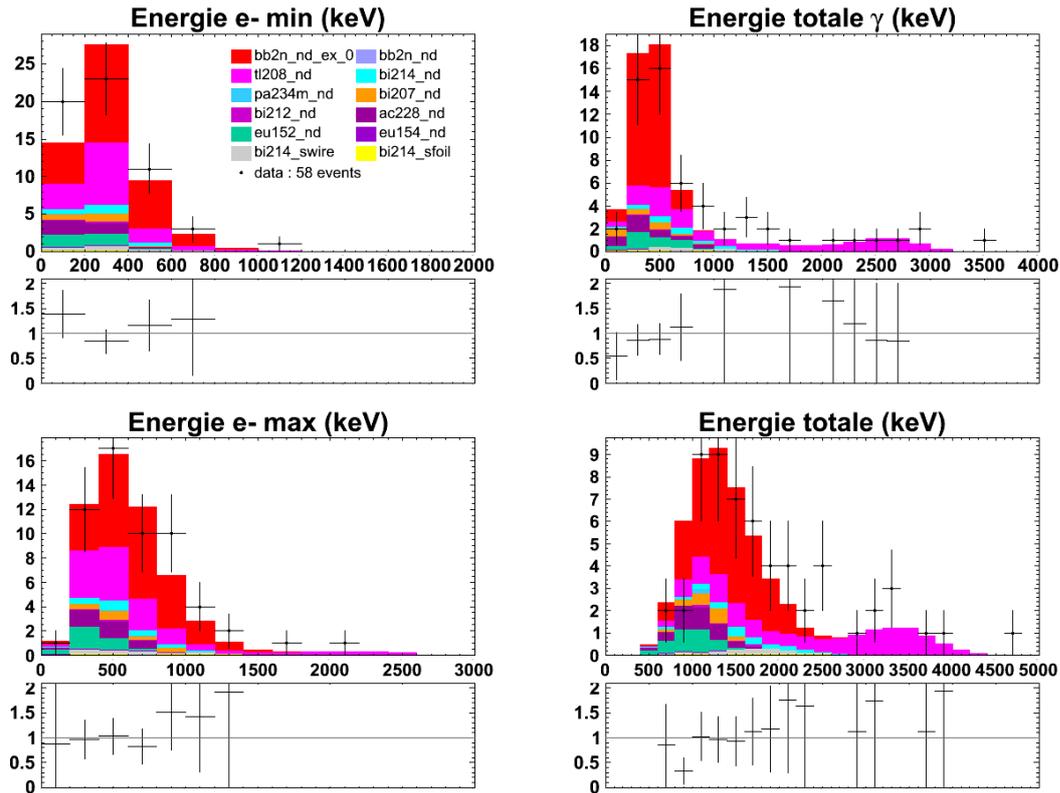


Figure 6.15: Reconstruction des événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes pour les phases I et II cumulées. En haut à gauche la distribution de l'énergie de l'électron dont l'énergie est la plus faible est représentée, en bas à gauche celle de l'électron dont l'énergie est la plus haute, en haut à droite la somme des énergies des deux rayons γ et enfin en bas à droite la distribution de l'énergie totale. La couleur rouge représente les événements reconstruits de la désintégration $2\beta 2\nu$ du néodyme-150, et les points noirs représentent les données du détecteur NEMO 3. Les couleurs de bruits de fond sont les mêmes que celles utilisées dans le chapitre précédent 5. Plus de détails sur les noms des bruits de fond sont donnés dans la figure 6.1.

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

Bruit de fond	Phase I + Phase II (evts)
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd	$0,1 \pm 0,0$
^{214}Bi interne	$2,2^{+2,6}_{-0,3}$
^{208}Tl interne	$14,6 \pm 2,6$
^{228}Ac interne	$3,6 \pm 0,7$
^{212}Bi interne	$0,3 \pm 0,1$
^{207}Bi interne	$1,8^{+0,5}_{-0,2}$
^{152}Eu interne	$3,5 \pm 1,1$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$ interne	$0,2 \pm 0,0$
^{214}Bi surface des feuilles	$0,3 \pm 0,1$
^{214}Bi surface des fils	$1,3 \pm 0,1$
Total	$27,9^{+7,8}_{-5,2}$

Table 6.5: Contribution des bruits de fond dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes.

6.4.3 Optimisation du rapport signal sur bruit de fond

L'amélioration du rapport signal sur bruit ne doit pas se faire au détriment de la statistique. On va donc chercher des coupures qui diminuent le nombre d'événements provenant du ^{208}Tl interne sans trop réduire l'efficacité de détection de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 0_1^+ .

Parmi les variables mesurées avec le détecteur NEMO 3 on dispose des énergies individuelles des quatres particules détectées (deux électrons et deux photons). Les figures 6.16 et 6.17 montrent les distributions à deux dimensions de ces énergies $E(\gamma_{min})$ en fonction de $E(\gamma_{max})$ et $E(e_{min})$ en fonction de $E(e_{max})$ respectivement, pour le signal de double désintégration β et pour le ^{208}Tl interne à la feuille de néodyme.

On définit ainsi les coupures :

$$\begin{aligned}
 E(\gamma_{max}) &< 400 \text{ keV} \\
 E(e_{min}) + E(e_{max}) &< 2000 \text{ keV} \\
 E(e_{max}) &> 200 \text{ keV}
 \end{aligned} \tag{6.27}$$

qui permettent de passer de 14,6 événements attendus provenant du ^{208}Tl interne à 3,3 événements, alors que l'efficacité de détection du signal devient 0,31% ($\epsilon = 0,33\%$ avant la coupure contre le ^{208}Tl).

La figure 6.18 représente les résultats de l'ajustement avec l'application de ces coupures. La mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 est alors (avec un

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

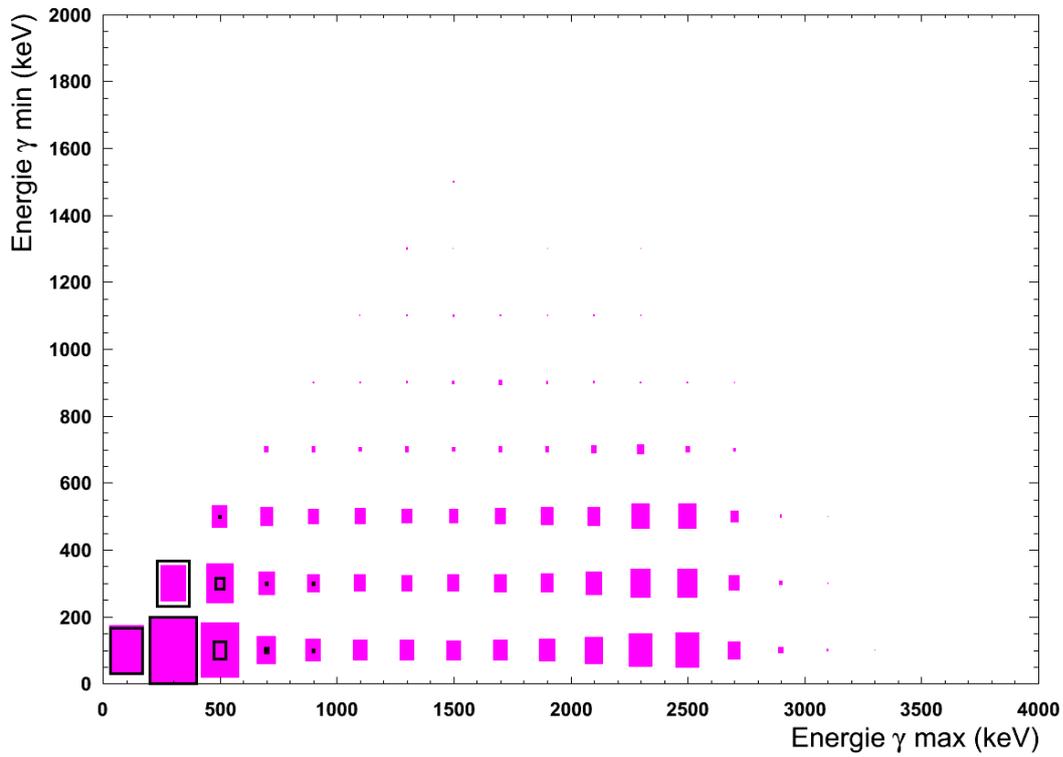


Figure 6.16: Énergie du photon de plus basse énergie en fonction de l'énergie du photon de plus haute énergie pour le signal de double désintégration β vers l'état excité 0_1^+ en noir et pour le ^{208}Tl interne en fushia. La surface recouverte par chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal ou bruit de fond dans cette zone d'énergie. La normalisation entre les deux distributions est arbitraire.

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

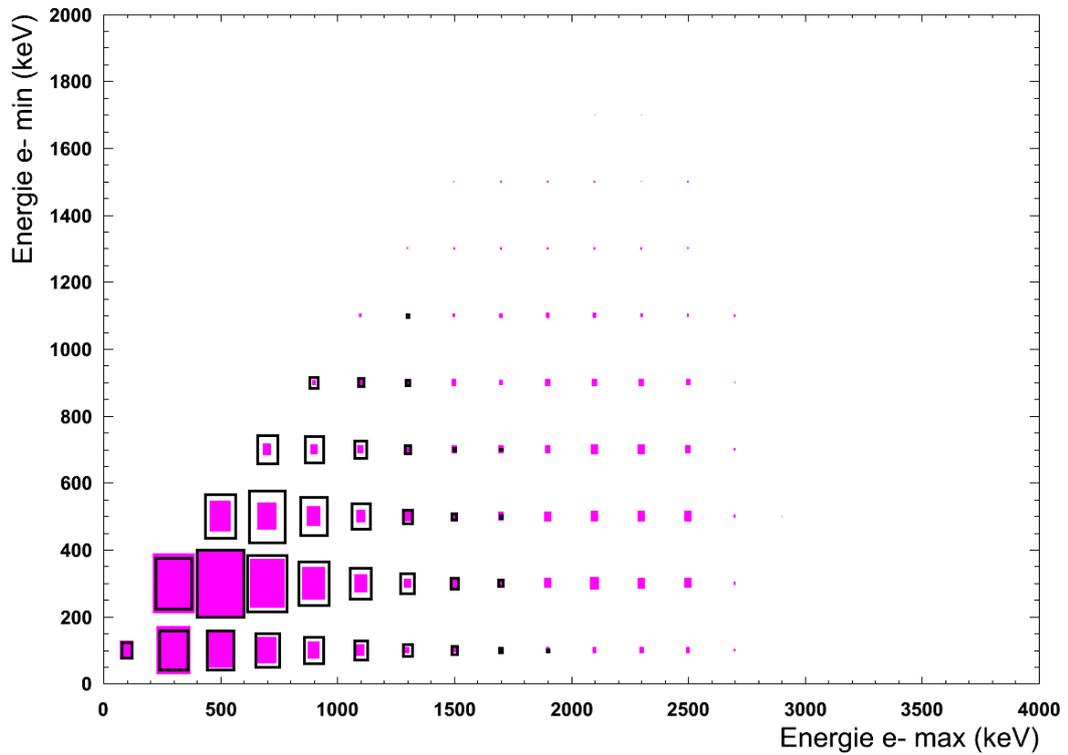


Figure 6.17: Énergie de l'électron de plus basse énergie en fonction de l'énergie de l'électron de plus haute énergie pour le signal de double désintégration β vers l'état excité 0_1^+ en noir et pour le ^{208}Tl interne en fushia. La surface recouverte par chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal ou bruit de fond dans cette zone d'énergie. La normalisation entre les deux distributions est arbitraire.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

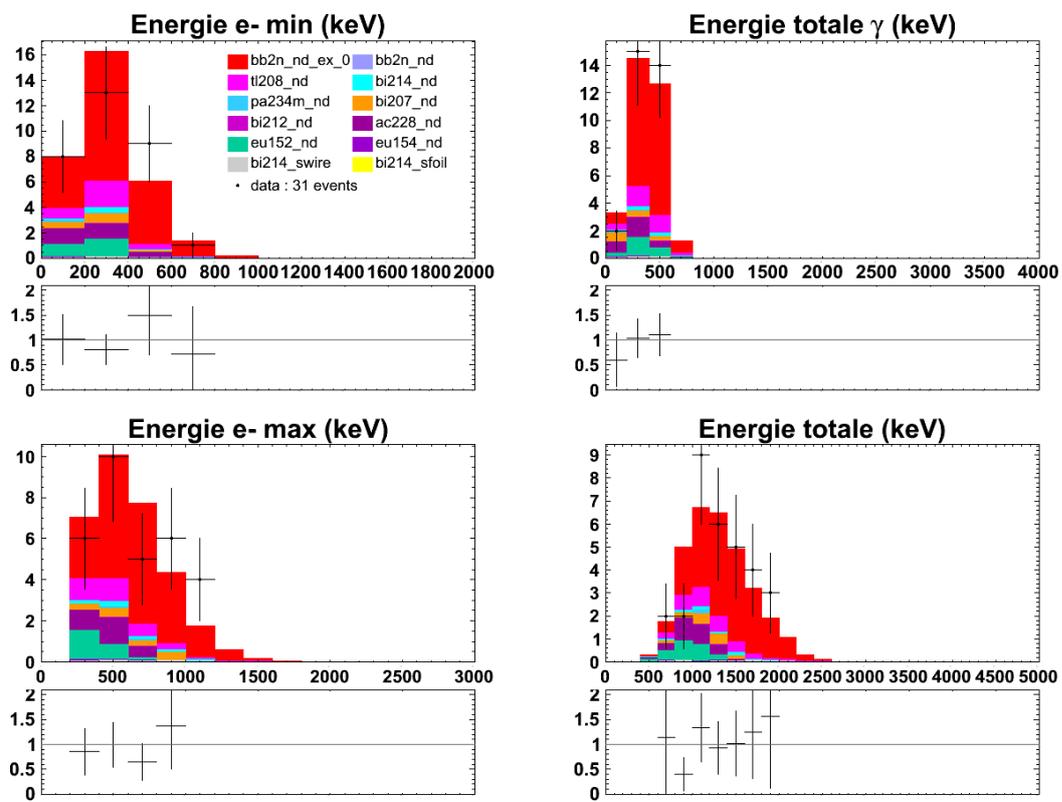


Figure 6.18: Identique à la figure 6.15 mais avec application des coupures contre le ^{208}Tl interne.

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

rapport signal sur bruit de 2,0 et une statistique de 31 événements) :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [7,12 \pm 1,28 \text{ (stat.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.28)$$

6.4.4 Cohérence avec le sous-canal deux électrons et un rayon γ

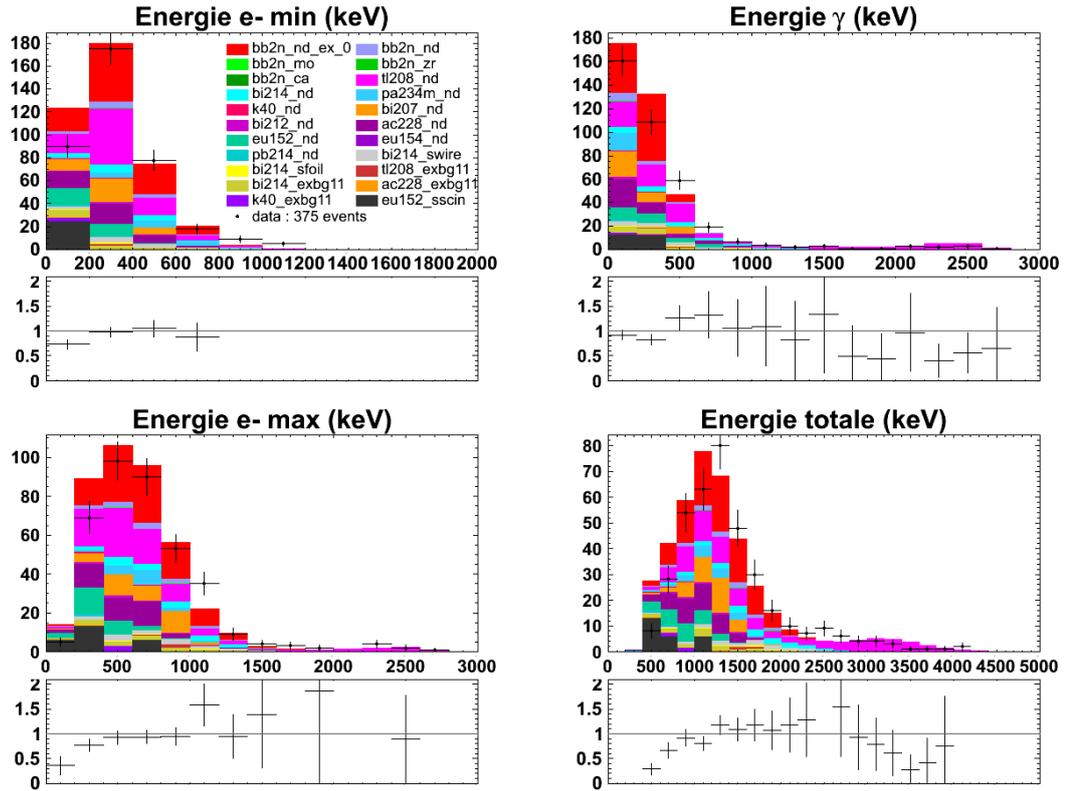


Figure 6.19: Événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 dans le canal deux électrons et un rayon γ interne pour les phases I et II cumulées. En haut à gauche la distribution de l'énergie de l'électron dont l'énergie est la plus faible est représentée, en bas à gauche celle de l'électron dont l'énergie est la plus haute, en haut à droite l'énergie du rayon γ et enfin en bas à droite la distribution de l'énergie totale. La couleur rouge représente les événements provenant de la désintégration $2\beta 2\nu$ du néodyme-150, et les points noirs représentent les données du détecteur NEMO 3. Les couleurs de bruits de fond sont les mêmes que celles utilisées dans le chapitre précédent 5. Plus de détails sur les noms des bruits de fond sont donnés dans la figure 6.1.

La demi-vie que l'on vient d'obtenir a été mesurée dans le canal à deux électrons et deux rayons γ internes. On peut vérifier la cohérence de ce résultat en imposant cette demi-vie (au sein des erreurs statistiques) dans le canal avec un seul rayon γ interne et

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

voir si le nombre d'événements attendus correspond au nombre d'événements observés. C'est ce qui est représenté sur la figure 6.19. Des coupures similaires à la coupure 5 de la figure 6.14 sont appliquées.

404 événements sont alors attendus, correspondant à un écart de moins de 2σ de l'incertitude statistique des 375 événements observés.

6.4.5 Étude des incertitudes systématiques

Incertitudes systématiques liées au bruit de fond

Comme précédemment, on peut estimer du niveau de connaissance du bruit de fond sur la mesure de la demi-vie en faisant varier les activités mesurées de chacun des bruits de fond dans l'intervalle de leurs erreurs systématiques. En allant jusqu'aux deux extrêmes (bruit de fond au plus haut et bruit de fond au plus bas) la mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 varie dans l'intervalle :

$$T_{1/2}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [6,82 - 7,85] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.29)$$

Test en présence de sources d'uranium-232

Des prises de données spéciales ont été effectuées en décembre 2010 en présence de sources calibrées d'uranium-232. Une source était située dans le secteur 3 et la seconde était située dans le secteur 16. Un des descendant de l'uranium-232 est le thallium-208 (avec 36% de rapport d'embranchement). Le but de cette prise de données d'environ 13 jours est de vérifier l'incertitude systématique lorsque l'on mesure le thallium-208. On vient de voir que celui-ci génère en plus des événements à deux électrons et deux rayons γ , on peut donc tester l'incertitude systématique de mesure dans ce canal.

Seulement deux simulations de sources de thallium-208 situées chacune dans le secteur 3 ou 16 sont utilisées, on néglige la contribution des autres isotopes de la chaîne de désintégration du thorium-232 (voir figure 4.5) car elle sont faibles dans ce canal. On différencie les événements provenant de chacune des sources grâce à la position des vertex des électrons. La sélection utilisée est la même que celle pour les événements de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 avant optimisation du rapport signal sur bruit de fond, c'est-à-dire la coupure 5 de la figure 6.14.

La figure 6.20 montre le résultat de la sélection en normalisant simplement les contributions des simulations aux nombres d'événements de donnée de chaque source

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

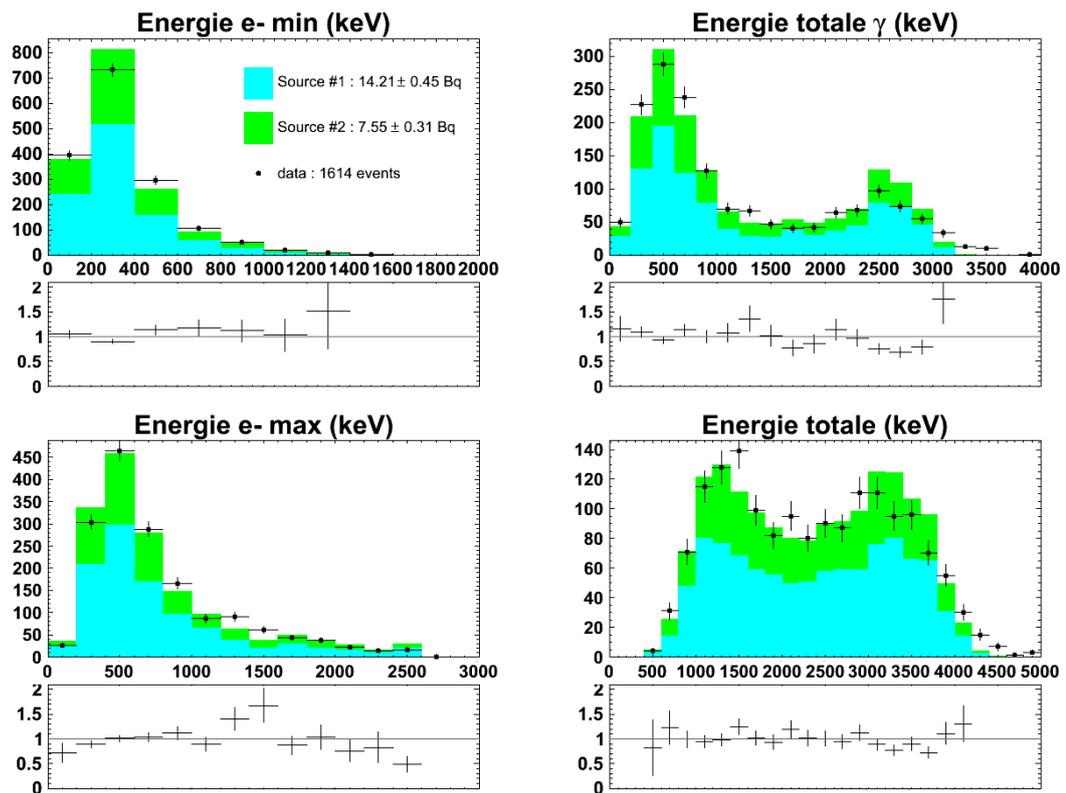


Figure 6.20: Reconstruction des événements provenant des sources d'uranium-232 dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes. En haut à gauche la distribution de l'énergie de l'électron dont l'énergie est la plus faible est représentée, en bas à gauche celle de l'électron dont l'énergie est la plus haute, en haut à droite la somme des énergies des deux rayons γ et enfin en bas à droite la distribution de l'énergie totale. La couleur cyan représente les événements provenant de la source 1 située dans le secteur 16, et verte la source 2 qui est dans le secteur 3. Les points noirs correspondent aux événements sélectionnés dans les données du détecteur NEMO 3.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSENTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

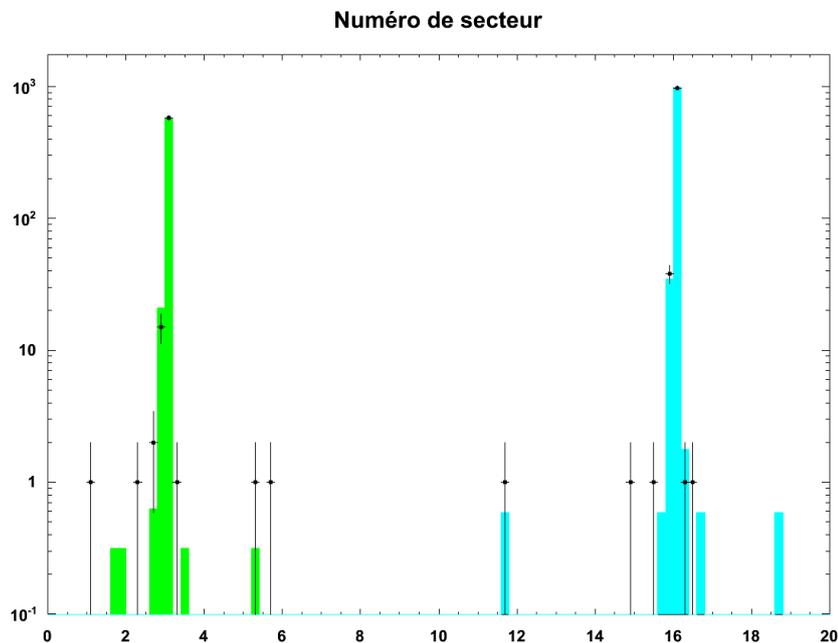


Figure 6.21: Répartition des vertex des événements provenant des sources d'uranium-232 dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes en échelle logarithmique. Les couleurs utilisées sont les mêmes que pour la figure 6.20.

(sans ajustement), et la figure 6.21 montre bien la séparation de la position des vertex. Les activités mesurées en uranium-232 sont respectivement :

$$\begin{aligned} A(\text{source1}) &= 14,21 \pm 0,45 \text{ (stat.) Bq} \\ A(\text{source2}) &= 7,55 \pm 0,31 \text{ (stat.) Bq} \end{aligned} \quad (6.30)$$

L'effet sur la haute énergie des photons déjà expliqué en section 5.4.2 apparaît à nouveau.

Si on applique maintenant les coupures cinématiques de l'équation 6.27 les activités mesurées 6.30 deviennent (voir figure 6.22) :

$$\begin{aligned} A(\text{source1}) &= 14,71 \pm 0,90 \text{ (stat.) Bq} \\ A(\text{source2}) &= 8,32 \pm 0,64 \text{ (stat.) Bq} \end{aligned} \quad (6.31)$$

La statistique est efficacement diminuée (on passe de 1614 événements dans les données à 438) car les coupures cinématiques ont été optimisées pour cela (réduire la contribution du ^{208}Tl interne).

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150
vers les états excités du samarium-150

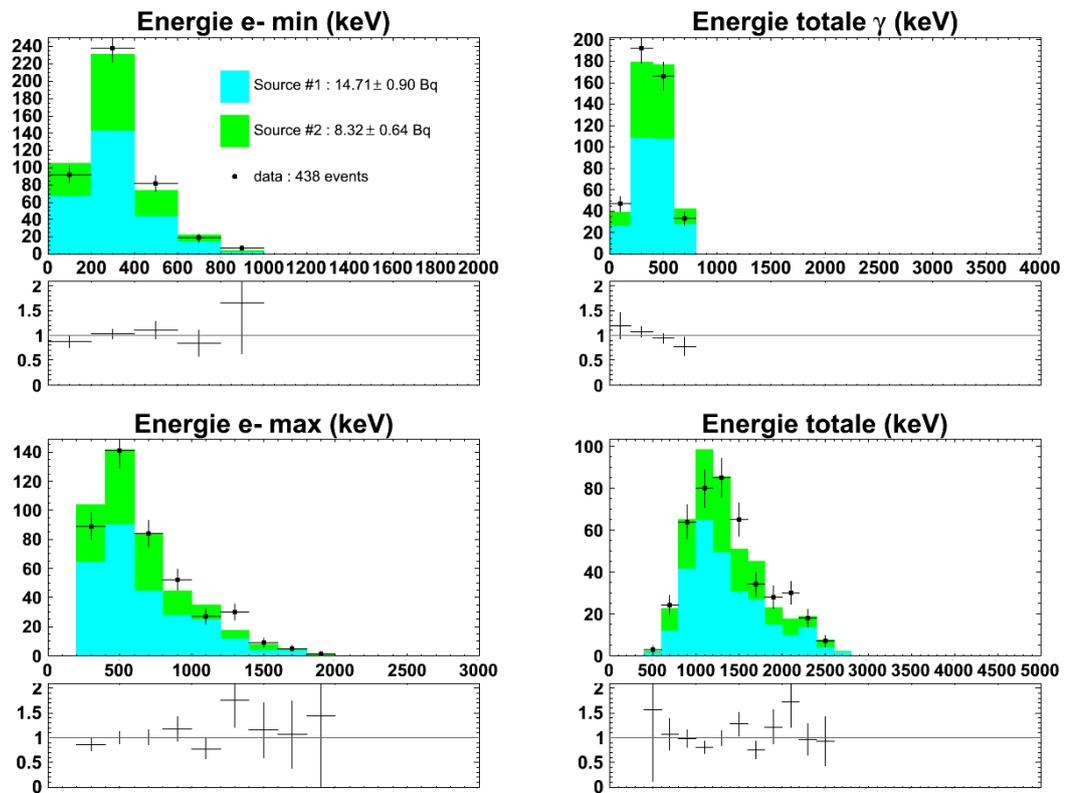


Figure 6.22: Reconstruction des événements provenant des sources d'uranium-232 dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes en utilisant les coupures cinématiques 6.27. La représentation est la même que celle de la figure 6.20.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Les mesures les plus récentes de ces sources avec un détecteur germanium donnent les activités suivantes :

$$\begin{aligned} A(\text{source1}) &= 15,91 \pm 0,09 \text{ (stat.)} \pm 0,43 \text{ (syst.) Bq} \\ A(\text{source2}) &= 7,79 \pm 0,04 \text{ (stat.)} \pm 0,21 \text{ (syst.) Bq} \end{aligned} \quad (6.32)$$

Les mesures des deux sources sont compatibles au sein des incertitudes statistiques et systématiques. Pour être conservatif on prendra une incertitude systématique due à la reconstruction sur la mesure de la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 de 8%.

6.4.6 Demi-vie mesurée du processus $2\beta 2\nu$ du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

On considérant les incertitudes sur le bruit de fond (10%) et la reconstruction (8%), on obtient une incertitude systématique totale de 12,8%.

La mesure de la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150 dans le détecteur NEMO 3 est donc de :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [7,12 \pm 1,28 \text{ (stat.)} \pm 0,91 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans} \quad (6.33)$$

où l'incertitude statistique domine.

6.4.7 Comparaison avec les précédentes mesures

Un seul résultat de mesure a été publié jusqu'à présent [71]. Il s'agit de l'équivalent de 153 g de néodyme-150 placé dans un détecteur germanium bas bruit de fond de 400 cm³. La prise de donnée a duré 11320,5 h et donne une mesure de la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 0_1^+ de :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [1,33_{-0,23}^{+0,36} \text{ (stat.)}_{-0,13}^{+0,27} \text{ (syst.)}] \times 10^{20} \text{ ans} \quad (6.34)$$

La demi-vie mesurée dans cette thèse avec le détecteur NEMO 3 se situe à un peu plus de 1σ de cette mesure germanium en considérant les erreurs statistiques et systématiques des deux mesures.

6.4.8 Extraction de l'élément de matrice nucléaire

De la même manière que pour la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état fondamental du samarium-150, on peut calculer l'élément de matrice nucléaire à partir de la demi-vie mesurée et du facteur d'espace de phase (voir l'équation 6.12). Le facteur d'espace de phase valant $4329 \times 10^{-21} \text{ an}^{-1}$ [59] on obtient :

$$|M_{2\beta 2\nu}(0_1^+)| = 0,057 \pm 0,006 \quad (6.35)$$

On remarque que cette valeur est très proche de la valeur obtenue pour la transition vers l'état fondamental.

On peut comparer cette valeur au calcul théorique dans le cadre du modèle pSU(3) de [70] $|M_{2\beta 2\nu}(0_1^+)| = 0,0045$ qui en est plutôt éloigné.

6.4.9 Recherche du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 2_1^+ du samarium-150

On va vérifier dans un premier temps que c'est bien le processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150 que l'on vient de mesurer dans le canal à deux électrons et deux rayons γ interne et non pas vers l'état 2_1^+ . Pour ce faire on remplace tout simplement la simulation de la décroissance vers l'état 0_1^+ par celle de la décroissance vers l'état 2_1^+ lorsque l'on ajuste les événements dans ce canal. C'est ce qui est représenté sur la figure 6.23.

On voit très nettement sur cette figure que les énergies des rayons γ reconstruits à basse énergie ne correspondent pas, et que c'est bien l'autre état excité qui a été observé jusqu'à présent.

Lors de la désintégration vers l'état excité 2_1^+ du samarium-150 un seul photon de 334 keV est émis. Il est donc plus judicieux de se placer maintenant dans le canal deux électrons et un rayon γ interne maintenant. En imposant la demi-vie du processus $2\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_1^+ à la valeur que l'on vient de mesurer on n'observe pas d'excès d'événements des données par rapport aux simulations dans ce canal. On va donc pouvoir mettre une limite sur la demi-vie de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 2_1^+ du samarium-150.

Optimisation

Dans le canal deux électrons et un rayon γ on dispose des énergies individuelles des particules. Un fenêtrage en énergie va être optimisé sur chacune de ces trois variables. avec la même procédure que dans la section 6.9.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

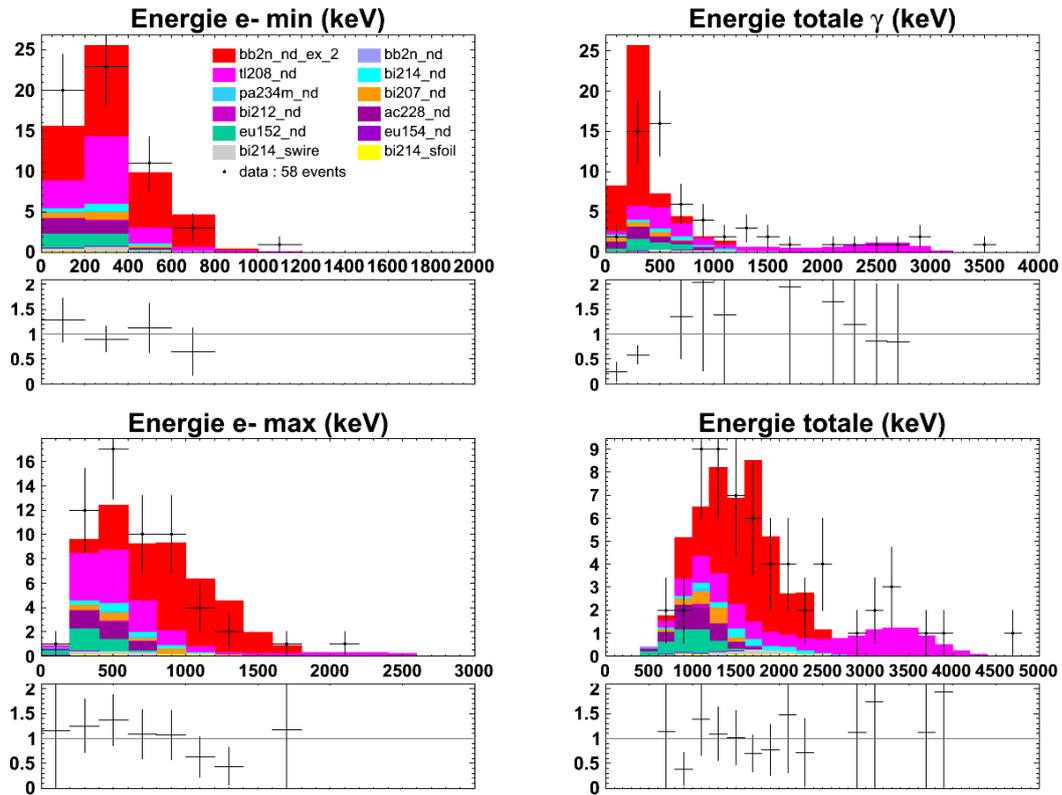


Figure 6.23: Reconstruction des événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état 2_1^+ du samarium-150 dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes pour les phases I et II cumulées. La représentation est la même que celle de la figure 6.15 mis à part que la couleur rouge représente ici les événements de la décroissance vers l'état excité 2_1^+ .

6.4 Double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150

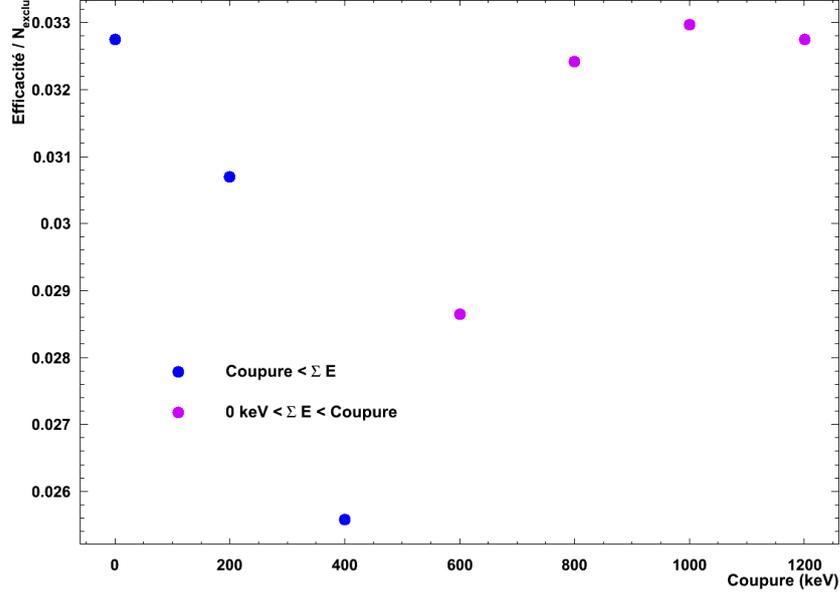


Figure 6.24: Optimisation de la fenêtre en énergie de l'électron ayant la plus faible énergie pour la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 2_1^+ . Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[0 - 1]$ MeV.

Les figures 6.24, 6.26 et 6.26 montre le résultat de ces optimisations. On applique donc les coupures suivantes (en plus de la coupure 5 de la figure 6.14) :

$$\begin{aligned}
 E(e_{min}) &< 1000 \text{ keV} \\
 800 &< E(e_{max}) < 2200 \text{ keV} \\
 E(\gamma) &< 400 \text{ keV}
 \end{aligned} \tag{6.36}$$

Limite sur la demi-vie du processus

Avec cette sélection l'efficacité de détection du signal provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état excité 2_1^+ du samarium-150 est de 0,73%. Le nombre d'événements observés est 80, correspondant à un nombre exclu de 14,7 en utilisant la relation (qui suppose un bruit de fond gaussien) :

$$N_{exclu} = 1,64 \times \sqrt{N_{obs}} \tag{6.37}$$

à 90% de niveau de confiance.

On obtient alors une limite à 90% de niveau de confiance sur la demi-vie :

$$T_{1/2}^{2\beta 2\nu} (^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 2_1^+}) > 2,4 \times 10^{20} \text{ ans} \tag{6.38}$$

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

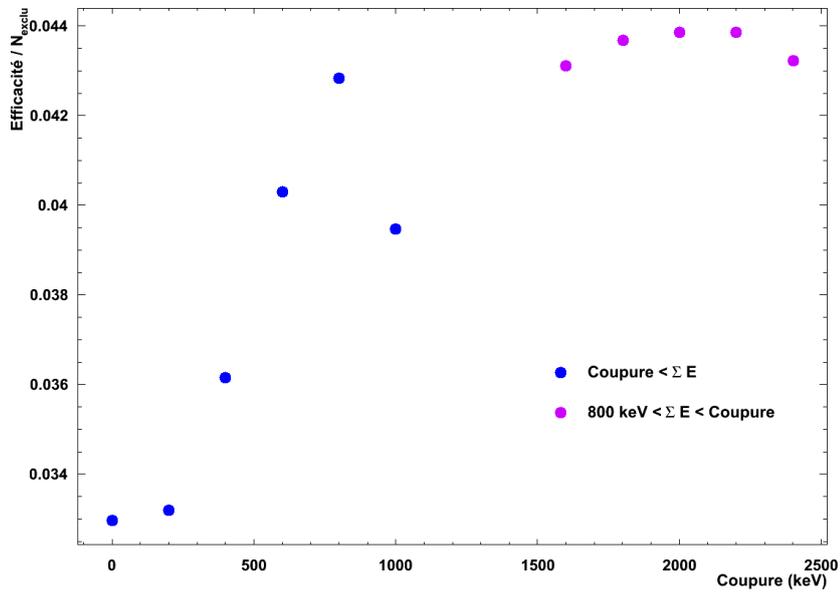


Figure 6.25: Optimisation de la fenêtre en énergie de l'électron ayant la plus grande énergie pour la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 2_1^+ . Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[0, 8 - 2, 2]$ MeV.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

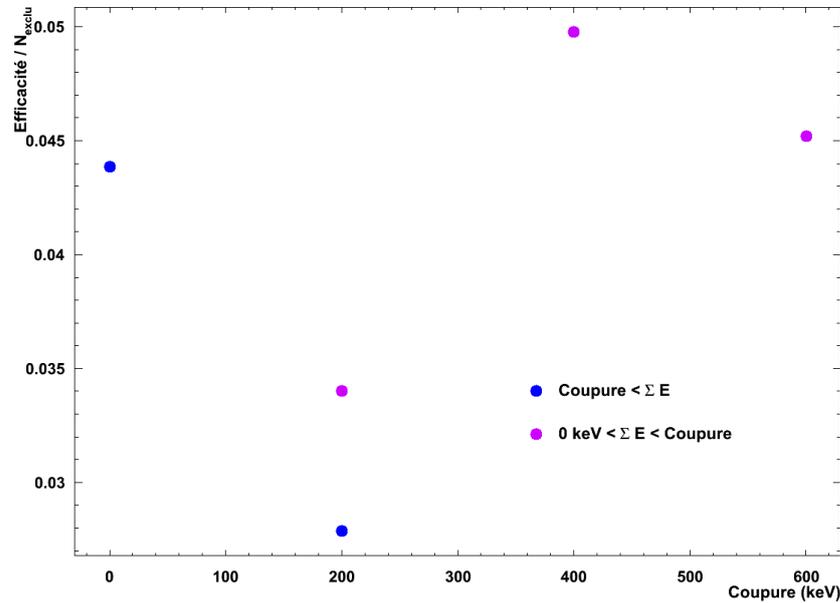


Figure 6.26: Optimisation de la fenêtre en énergie du rayon γ pour la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 2_1^+ . Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[0 - 400]$ keV.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

On peut, comme précédemment, chercher à observer la double désintégration β sans émission de neutrino. On se place au bout du spectre en énergie des deux électrons émis (et non pas du spectre en énergie totale car la mesure des énergies des électrons est plus précise que celle des photons) qui se situe à 2627 keV pour la décroissance vers l'état 0_1^+ . On se place à nouveau dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes. La figure 6.27 représente le spectre de l'énergie des deux électrons uniquement, pour le cumul des phases I et II. Les coupures cinématiques pour réduire la contribution du thallium-208 ne sont pas appliquées car elles rejetteraient la zone en énergie où l'on recherche la désintégration $2\beta 0\nu$.

On voit bien sur cette figure que dans la zone autour de 2627 keV c'est le thallium-208 qui domine, on n'appliquera donc pas les corrections laser de la section 6.1.2 car cela réduirait l'efficacité de détection du processus $2\beta 0\nu$ sans diminuer la contribution du processus $2\beta 2\nu$.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

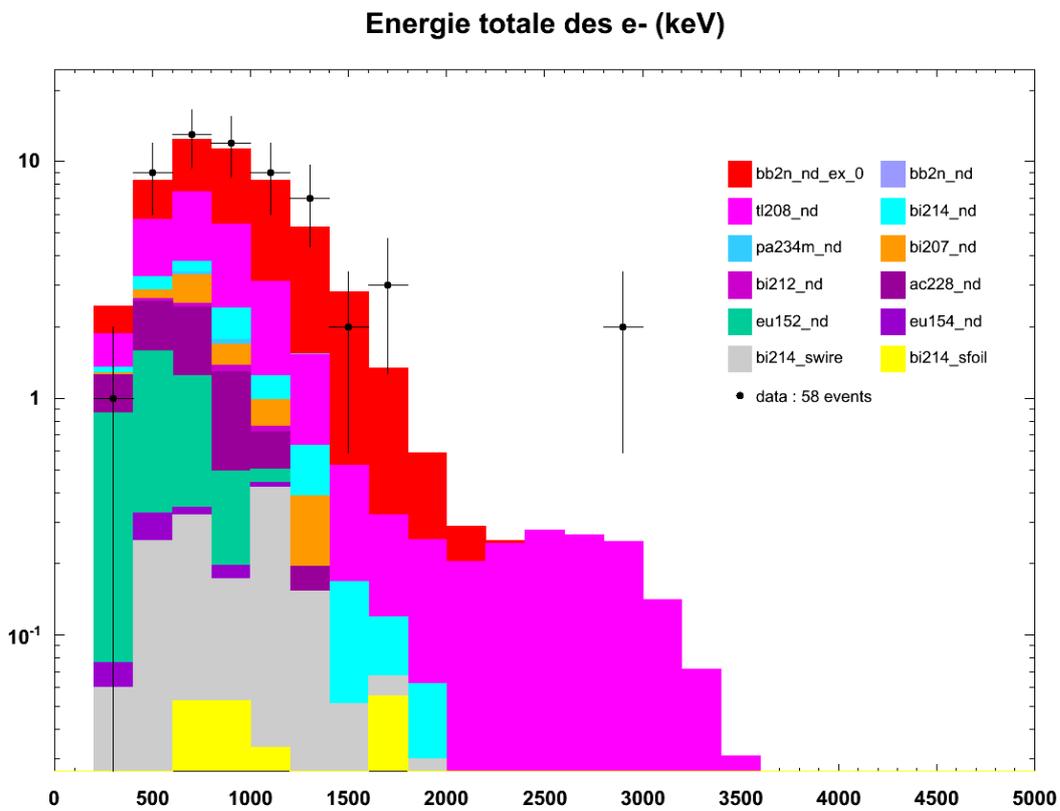


Figure 6.27: Somme des énergies des deux électrons dans la canal à deux électrons et deux rayons γ internes. La représentation est similaire à celle de la figure 6.15.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

6.5.1 Coupure contre le thallium-208

La coupure cinématique appliquée sur les énergies des photons reconstruits de la section 6.4.3 est toujours applicable car la distribution des énergies des photons est identique pour la désintégration $2\beta 2\nu$ et $2\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_1^+ .

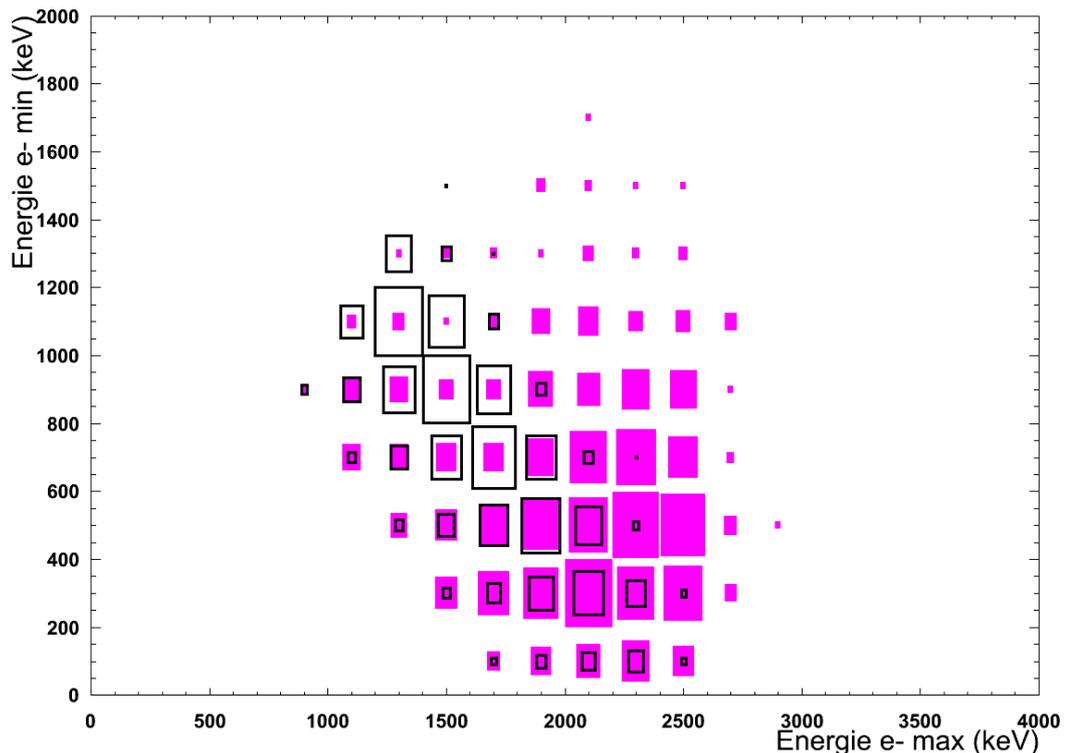


Figure 6.28: Énergie de l'électron de plus basse énergie en fonction de l'énergie de l'électron de plus haute énergie pour le signal de double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ en noir et pour le ^{208}Tl interne en fushia. La surface recouverte par chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal ou bruit de fond dans cette zone d'énergie. La normalisation entre les deux distributions est arbitraire.

Ce n'est pas le cas pour la distribution en énergie des électrons. La figure 6.28 représente les distributions de ces énergies pour le signal recherché $2\beta 0\nu$ et le bruit de fond provenant du thallium-208. On ne s'intéresse qu'aux énergies totales des deux électrons supérieures à 1800 keV.

En rejetant :

$$\begin{aligned} E(\gamma_{max}) &> 400 \text{ keV} \\ E(e_{max}) &> 2000 \text{ keV} \end{aligned} \tag{6.39}$$

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

l'efficacité de détection du signal passe de 0,76% à 0,63% (au dessus de 1800 keV) tandis que le nombre d'événements attendus de bruit de fond provenant du thallium-208 interne est réduit de 1,71 à 0,26 événement.

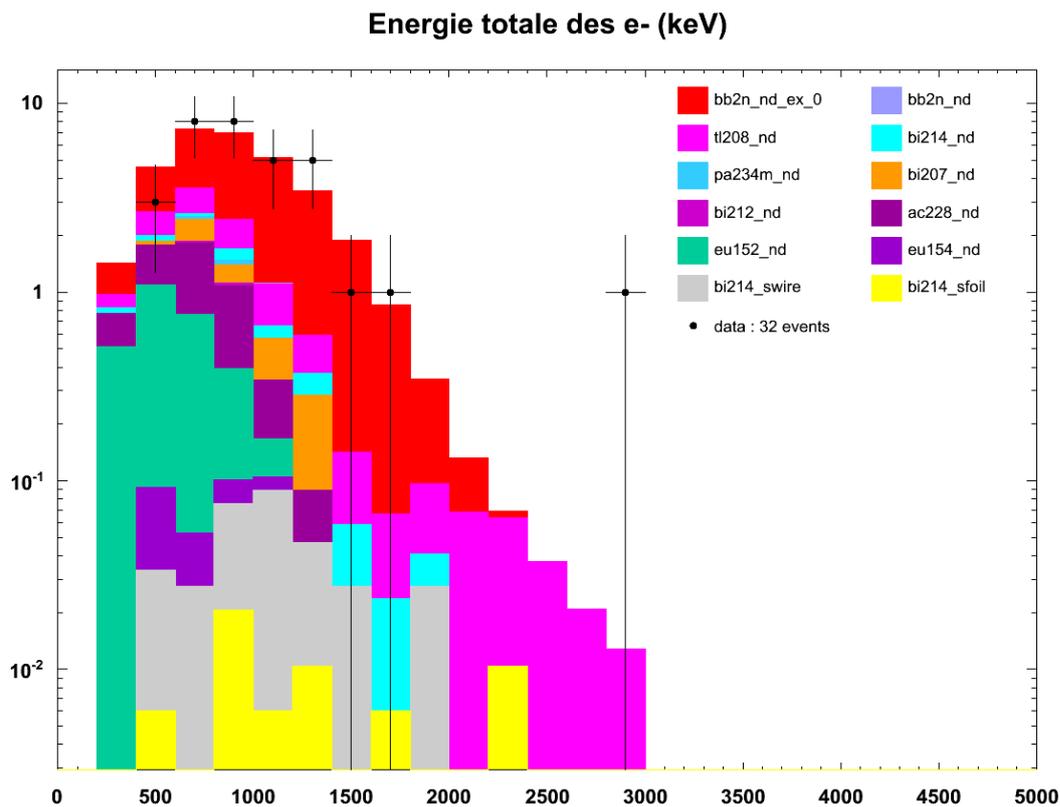


Figure 6.29: Somme des énergies des deux électrons dans la canal à deux électrons et deux rayons γ internes Après application des coupures contre le thallium-208 interne. La représentation est similaire à celle de la figure 6.27.

Le spectre de la somme des énergies des deux électrons est à nouveau présenté sur la figure 6.29 après application de ces coupures.

6.5.2 Optimisation de la fenêtre en énergie

Comme dans la section 6.3.2 on va chercher à optimiser la sensibilité sur l'observation de la double désintégration β sans émission de neutrino en jouant sur les bornes de la fenêtre sélectionnée de la somme des énergies des électrons. Dans un premier temps c'est la borne inférieure que l'on fait varier, et dans un second temps la borne supérieure. L'optimisation de la sensibilité varie de manière identique au rapport de

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

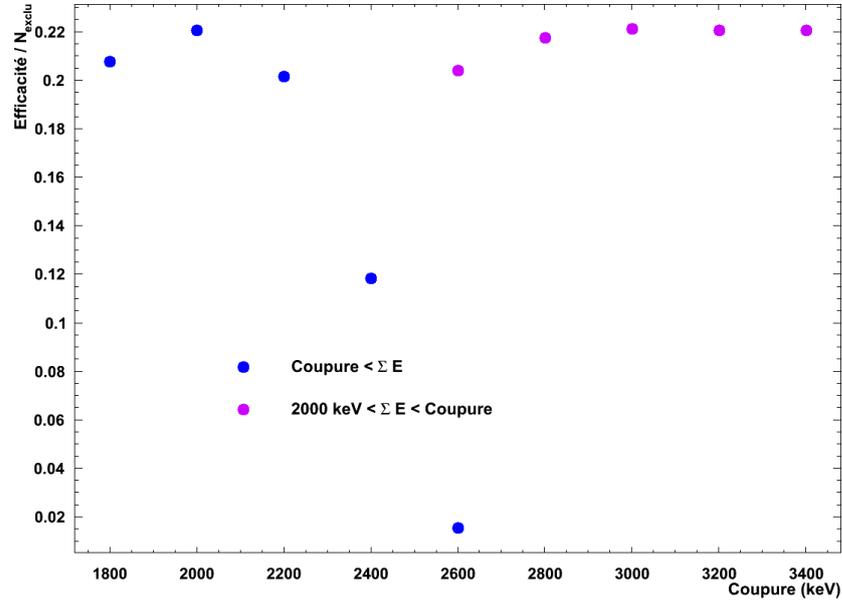


Figure 6.30: Optimisation de la fenêtre en énergie totale pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ . Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[2, 0 - 3, 0]$ MeV.

l'efficacité de détection du signal divisé par le nombre d'événements exclus (représenté sur la figure 6.30).

La fenêtre optimale est donc $[2, 0 - 3, 0]$ MeV.

6.5.3 Limite sur la demi-vie du processus

Dans cette fenêtre en énergie l'efficacité de détection de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ est de 0,61%. Le détail des bruits de fond attendus est donné dans le tableau 6.6. Cela correspond à un nombre d'événements exclus de 2,76 en supposant que l'on observe du bruit de fond uniquement. La sensibilité du détecteur est alors de (à 90% de niveau de confiance) :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) > 1,0 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.40)$$

Lorsque l'on regarde les événements observés dans cette fenêtre en énergie on en trouve un, donnant une limite observée à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) > 0,7 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.41)$$

La figure 6.31 représente l'événement observé dans la fenêtre $[2, 0 - 3, 0]$ MeV dans les données.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

Bruit de fond	Phase I + Phase II (evts)
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers le 0_1^+	$0,062 \pm 0,011$
^{208}Tl interne	$0,201 \pm 0,004$
^{214}Bi surface des feuilles	$0,013 \pm 0,004$
Total	$0,276 \pm 0,019$

Table 6.6: Contribution des bruits de fond dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes dans la fenêtre en énergie $[2,0 - 3,0]$ MeV.

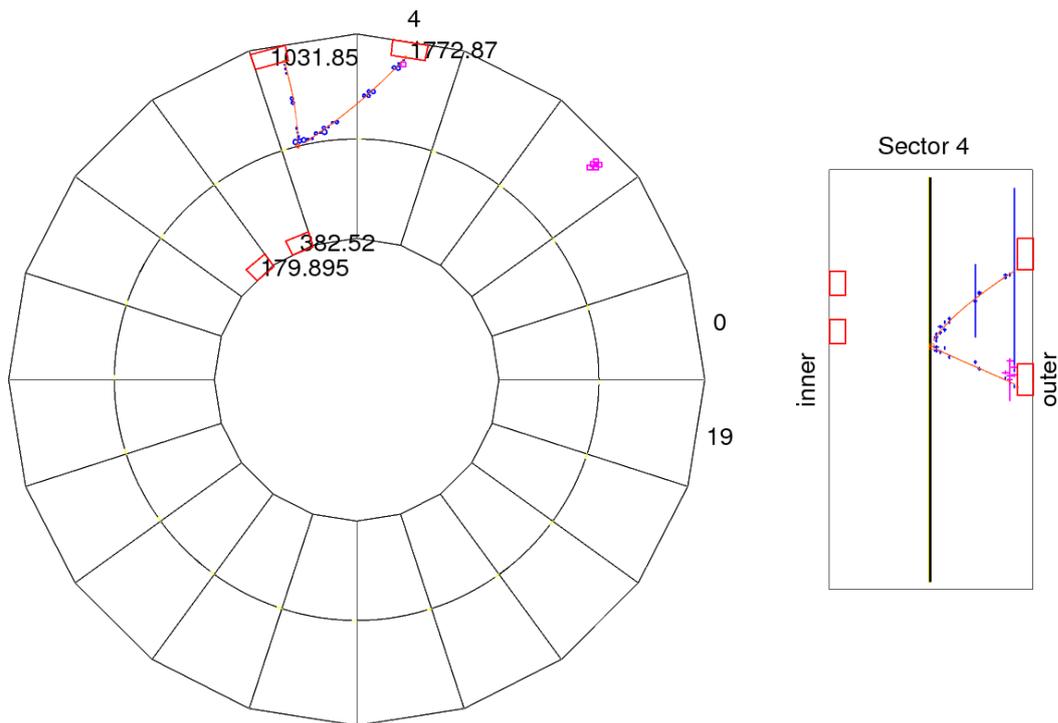


Figure 6.31: Événement restant dans la fenêtre $[2,0 - 3,0]$ MeV dans les données. Il a été enregistré le 29 octobre 2010.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

6.5.4 Limite sur la masse de Majorana effective

À partir de cette dernière limite on va pouvoir obtenir une limite sur la masse de Majorana effective en supposant que la double désintégration β sans émission de neutrino se déroule par l'échange d'un neutrino léger. On utilise toujours l'équation 6.23. Pour la décroissance vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150 la valeur du facteur d'espace de phase est $27,27 \times 10^{-15} \text{ an}^{-1}$ [59]. Le modèle IBM-2 donne pour valeur d'élément de matrice nucléaire de cette transition 0,39 [63].

La limite sur la valeur de la masse de Majorana effective ainsi obtenue (à 90% de niveau de confiance) est :

$$m_{\beta\beta} < 300 \text{ eV} \quad (6.42)$$

qui est plus d'un ordre de grandeur moins bonne que celle obtenue lors de l'étude de la transition vers l'état fondamental.

En se plaçant dans le canal à deux électrons et deux rayons γ internes l'efficacité de détection est très petite. Pour tenter d'améliorer cette limite, on va refaire cette même étude dans le canal avec un seul γ interne cette fois.

6.5.5 Canal à deux électrons et un rayon γ interne

Sur la figure 6.32 est représenté le spectre de l'énergie des deux électrons dans ce canal. Le signal de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150 doit toujours se trouver à 2627 keV et on voit que c'est encore le thallium-208 qui domine dans cette zone.

Coupure contre le thallium-208

On cherche à nouveau à réduire la contribution du thallium-208 interne sans diminuer drastiquement l'efficacité de détection du signal. On ne considère que les événements dont l'énergie des deux électrons est supérieure à 1800 keV. Les figures 6.33 et 6.34 représentent la distribution de l'énergie du rayon γ reconstruit en fonction de la somme des énergies des électrons, et les énergies individuelles des électrons respectivement, pour le bruit de fond provenant du thallium-208 et pour le signal de la désintégration $2\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_1^+ .

On rejette ainsi :

$$\begin{aligned} E(\gamma) &> 400 \text{ keV} \\ E(e_{max}) &> 2200 \text{ keV} \end{aligned} \quad (6.43)$$

qui permettent d'obtenir une contribution du thallium-208 interne de 2,7 événements (pour 9,6 événements attendus avant coupure), alors que l'efficacité de détection du

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

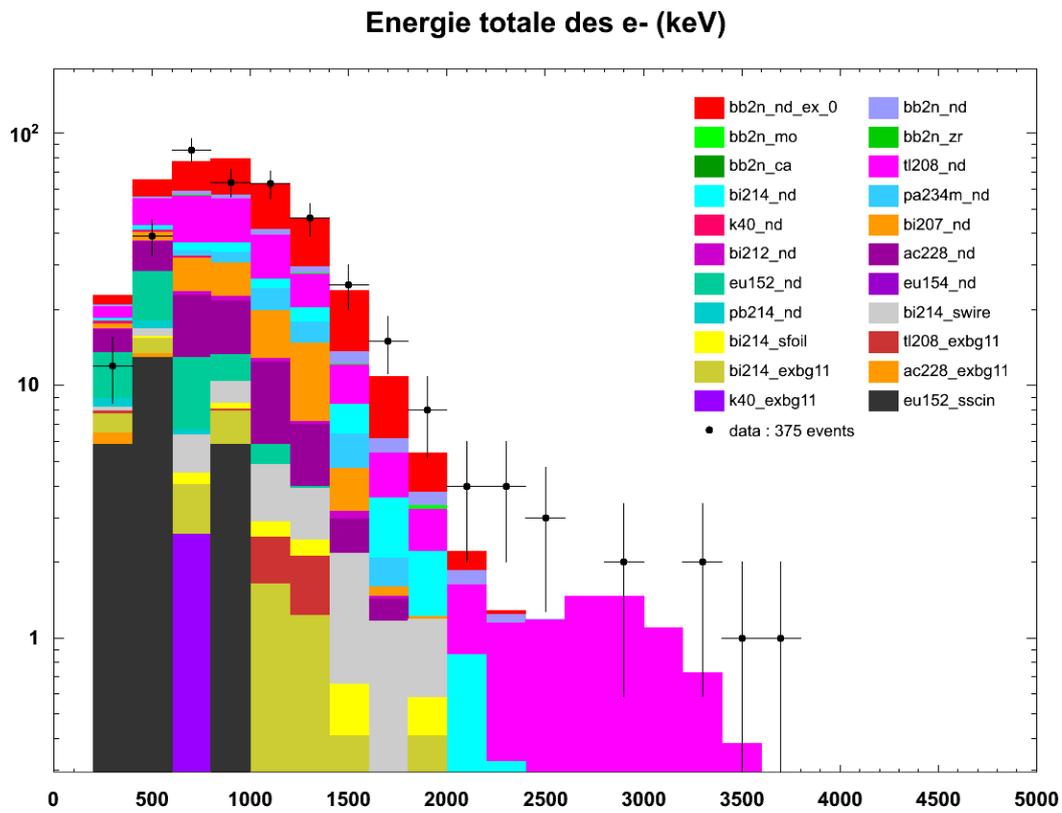


Figure 6.32: Somme des énergies des deux électrons dans la canal à deux électrons et un rayon γ interne. La représentation est similaire à celle de la figure 6.27.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

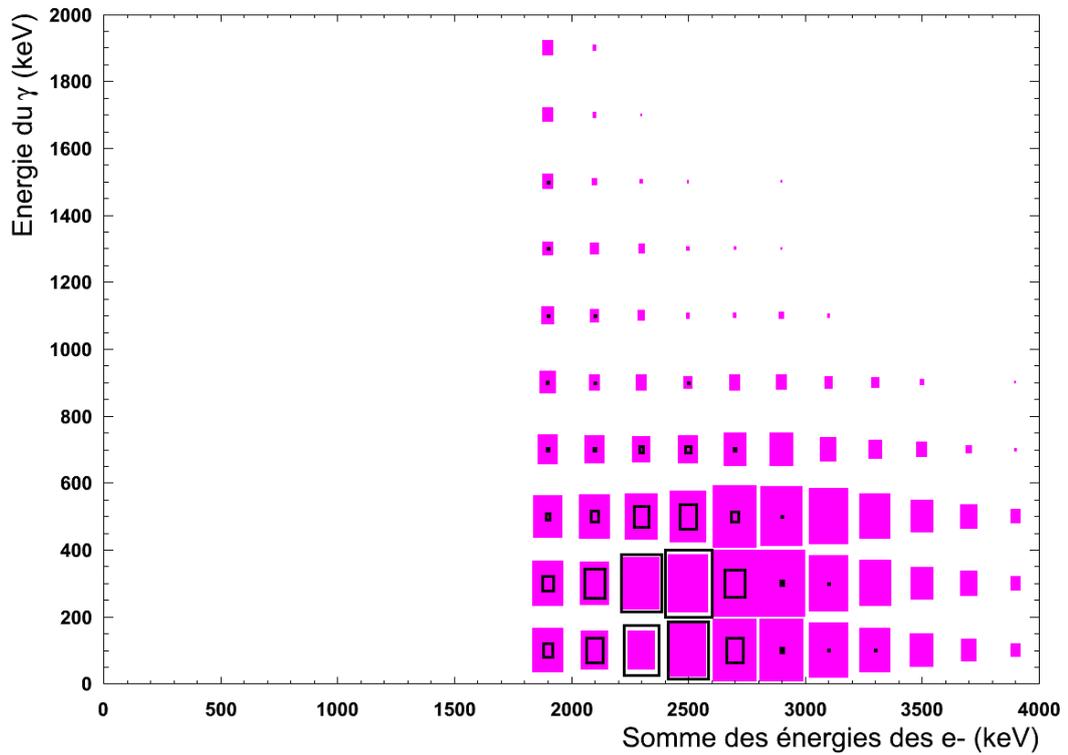


Figure 6.33: Énergie du photon en fonction de la somme des énergies des électrons pour le signal de double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ en noir et pour le ^{208}Tl interne en fushia. La surface recouverte par chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal ou bruit de fond dans cette zone d'énergie. La normalisation entre les deux distributions est arbitraire.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

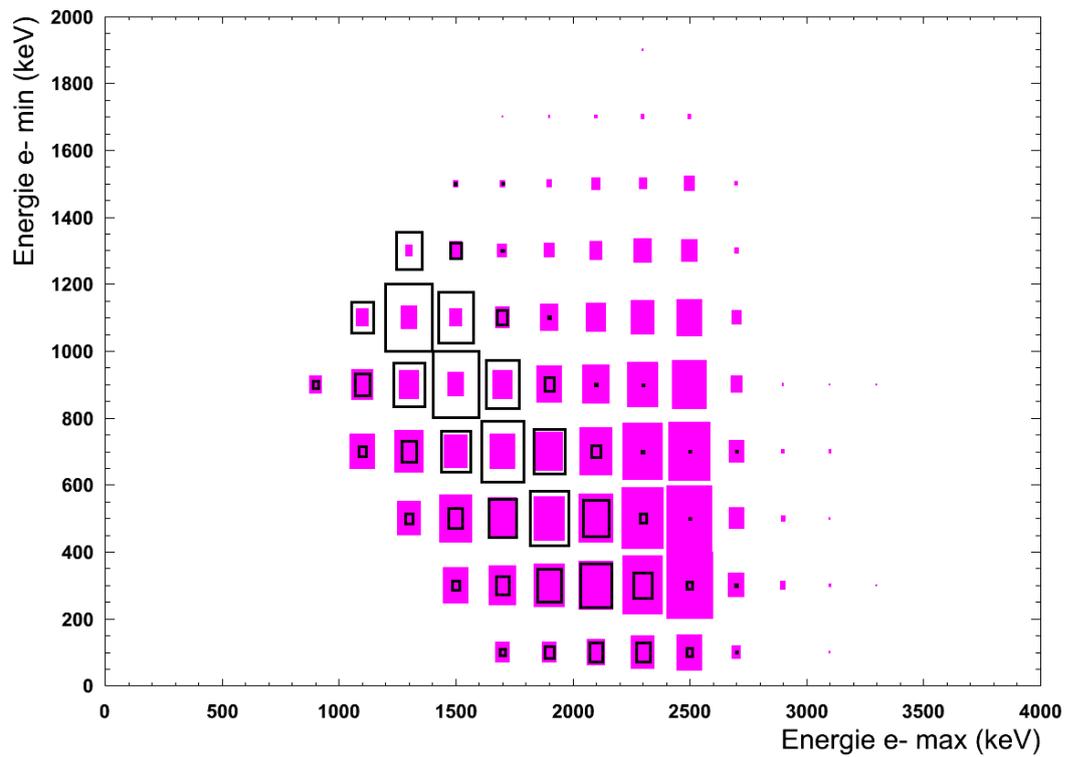


Figure 6.34: Énergie de l'électron de plus basse énergie en fonction de l'énergie de l'électron de plus haute énergie pour le signal de double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ en noir et pour le ^{208}Tl interne en fushia. La surface recouverte par chaque carré est proportionnelle à l'intensité du signal ou bruit de fond dans cette zone d'énergie. La normalisation entre les deux distributions est arbitraire.

6.5 Recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état 0_1^+ du samarium-150

signal passe de 4,15% à 3,72% (au dessus de 1800 keV). Le nouveau spectre en énergie des deux électrons après application de cette coupure est montré sur la figure 6.35.

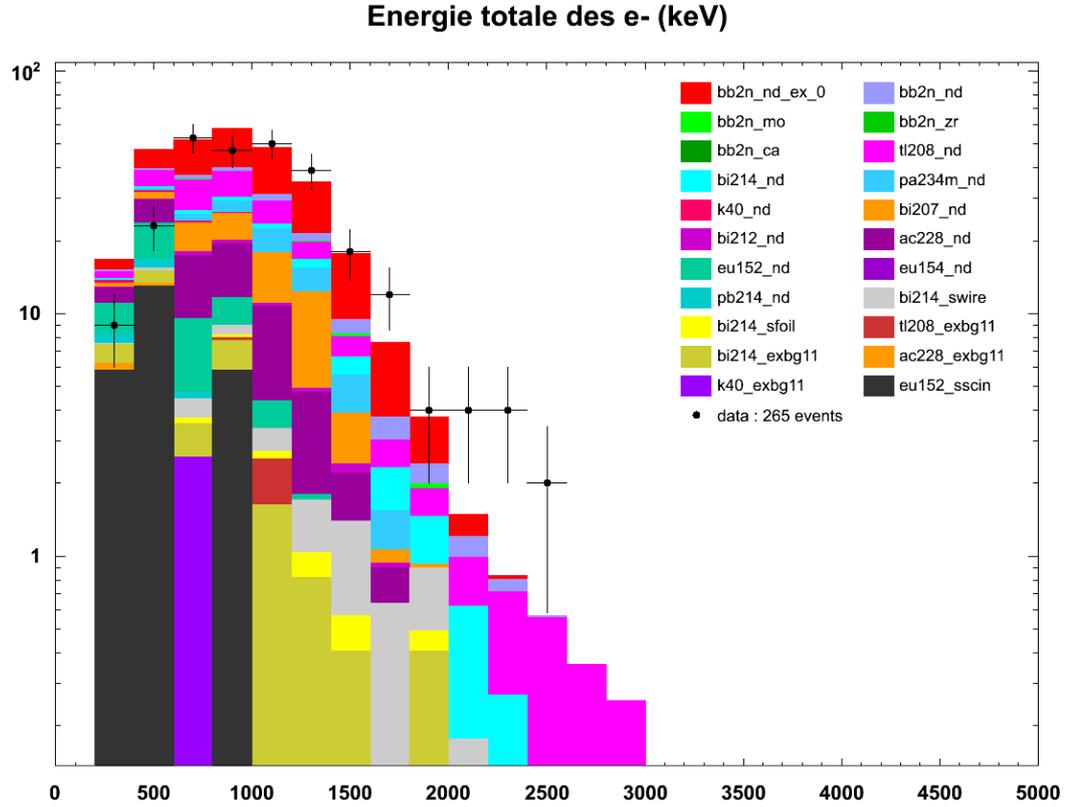


Figure 6.35: Somme des énergies des deux électrons dans la canal à deux électrons et un rayon γ interne après application des coupures contre le thallium-208 interne. La représentation est similaire à celle de la figure 6.32.

Optimisation de la fenêtre en énergie

On optimise la fenêtre en énergie sur la somme de l'énergie des deux électrons. La figure 6.36 nous montre que la fenêtre optimale est $[2, 2 - 2, 8]$ MeV. Cette fenêtre est réduite par rapport à celle du canal avec deux rayons γ car la contribution du bruit de fond est plus importante lorsque l'on ne détecte qu'un seul photon.

Nouvelle limite sur la demi-vie du processus et sur la masse de Majorana effective

L'efficacité de détection de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ est maintenant de 3,29%. Le détail des bruits de fond attendus

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

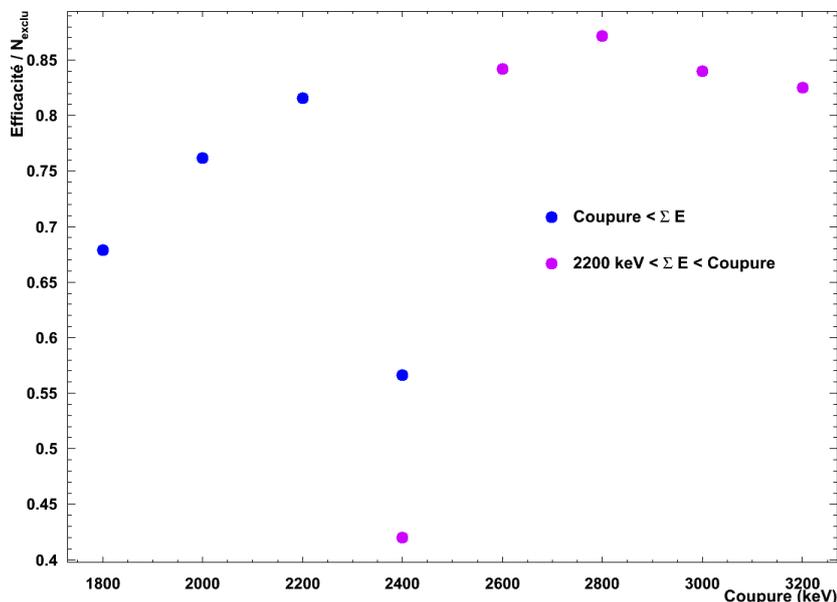


Figure 6.36: Optimisation de la fenêtre en énergie totale pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état excité 0_1^+ . Les points bleus correspondent à l'optimisation de la borne inférieure et les points fushia correspondent à la fenêtre supérieure. L'optimum est donc la fenêtre $[2, 2 - 2, 8]$ MeV.

est donné dans le tableau 6.7 correspond à un nombre d'événements exclus de 3,77 en supposant que l'on n'observe que du bruit de fond. La sensibilité du détecteur est alors de (à 90% de niveau de confiance) :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) > 4,1 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.44)$$

Bruit de fond	Phase I + Phase II (evts)
$2\beta 2\nu$ du ${}^{150}\text{Nd}$ vers le 0_1^+	$0,048 \pm 0,009$
$2\beta 2\nu$ du ${}^{150}\text{Nd}$ vers le fondamental	$0,099 \pm 0,002$
${}^{208}\text{Tl}$ interne	$1,318 \pm 0,026$
${}^{214}\text{Bi}$ interne	$0,266 \pm 0,031$
${}^{214}\text{Bi}$ surface des feuilles	$0,150 \pm 0,050$
${}^{214}\text{Bi}$ surface des fils	$0,022 \pm 0,003$
Total	$1,903 \pm 0,121$

Table 6.7: Contribution des bruits de fond dans le canal deux électrons et un rayon γ interne dans la fenêtre en énergie $[2, 2 - 2, 8]$ MeV.

Lorsque l'on regarde les événements observés dans cette fenêtre en énergie on en

trouve six, donnant une limite observée à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) > 1,6 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.45)$$

et comme limite sur la masse de Majorana effective (à 90% de niveau de confiance) :

$$m_{\beta\beta} < 198 \text{ eV} \quad (6.46)$$

Cette dernière limite est meilleure que celle que l'on obtient dans le canal à deux électrons et deux rayons γ internes, mais l'efficacité et la contamination des bruits de fond (en particulier en thallium-208) nous empêche d'obtenir des valeurs concurrentielles.

6.6 Vers SuperNEMO

Dans cette section nous allons estimer les résultats que l'on pourrait obtenir avec une extrapolation à SuperNEMO. On va supposer 100 kg de néodyme-150 pur, contaminé uniquement à hauteur de 10 $\mu\text{Bq/kg}$ en bismuth-214 et 2 $\mu\text{Bq/kg}$ en thallium-208 (qui correspondent aux limites requises pour les feuilles sources de SuperNEMO, voir section 2.5), et une durée de prise de données identique à celle de NEMO 3, soit 4,65 ans. Les efficacités utilisées sont celles calculées avec la simulation du détecteur NEMO 3.

Il est important de préciser dès maintenant que la différence principale qu'il y a avec une analyse plus exacte de SuperNEMO est la résolution en énergie du calorimètre. Celle-ci sera bien meilleure avec SuperNEMO mais n'a pas été prise en compte ici. On s'attendrait donc à avoir de meilleurs résultats sur la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino que ce qui est annoncé dans cette section.

La tableau 6.8 récapitule les caractéristiques du néodyme-150 pour les détecteurs NEMO 3 et SuperNEMO.

	NEMO 3	SuperNEMO
Masse de ${}^{150}\text{Nd}$	36,6 g	100 kg
Contamination en ${}^{208}\text{Tl}$	0,51 mBq	0,2 mBq
Contamination en ${}^{214}\text{Bi}$	0,17 mBq	1 mBq

Table 6.8: Caractéristiques du néodyme-150 pour le détecteur NEMO 3 et SuperNEMO.

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

6.6.1 Recherche du processus $2\beta 0\nu$ vers l'état fondamental

Pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150 avec SuperNEMO, le bruit de fond dominant sera la double désintégration β avec émission de neutrinos (vers l'état fondamental). On se place toujours dans le canal à deux électrons et la coupure visant à rejeter le thallium-208 est inutile ici car sa contribution est négligeable. Par contre, l'application des corrections laser de la section 6.1.2 est, elle, nécessaire (un système équivalent sera mis en place pour SuperNEMO) pour bien séparer la contribution de la double désintégration β sans émission de neutrino de celle avec émission de neutrinos. Le tableau 6.9 résume les contributions des bruits de fond en gardant la même fenêtre sur la somme des énergies des électrons que pour l'analyse NEMO 3, c'est-à-dire $[3, 0 - 3, 5]$ MeV.

Bruit de fond	NEMO 3	SuperNEMO
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd	0,174	475,4
^{208}Tl interne	1,392	0,5
^{214}Bi interne	0,015	0,1

Table 6.9: Bruit de fond attendu pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150, dans la fenêtre $[3, 0 - 3, 5]$ MeV du canal à deux électrons.

On calcule alors le nombre d'événements exclus (qui suppose un bruit de fond gaussien) de 35,8 événements qui permet de mettre une limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ à 90% de niveau de confiance, sachant que l'efficacité de détection est de 8,77% :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 3,2 \times 10^{24} \text{ ans} \quad (6.47)$$

permettant d'imposer une limite sur la masse de Majorana effective en utilisant les mêmes facteur d'espace de phase et éléments de matrice nucléaire que dans la section 6.3.6 :

$$m_{\beta\beta} < [340 - 700] \text{ meV} \quad (6.48)$$

6.6.2 Recherche du processus $2\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_1^+

Cette étude est effectuée dans le sous-canal deux électrons et un rayon γ car on a vu que celui-ci est plus sensible que le sous-canal à deux rayons γ . Le bruit de fond dominant sera ici la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état excité 0_1^+ (on suppose que celle vers l'état excité 2_1^+ du samarium-150 n'est pas observée). Pour

les mêmes raisons que dans la section 6.6.1 on n'utilise pas la réjection du thallium-208, on applique les corrections laser, et on garde la même fenêtre en énergie que dans la section 6.5.5, c'est-à-dire $[2, 2 - 2, 8]$ MeV. Les bruits de fond attendus sont récapitulés dans le tableau 6.10.

Bruit de fond	NEMO 3	SuperNEMO
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état 0_1^+	0,040	109,3
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état fondamental	0,095	259,6
^{208}Tl interne	2,437	1,0
^{214}Bi interne	0,179	1,1

Table 6.10: Bruit de fond attendu pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150, dans la fenêtre $[2, 2 - 2, 8]$ MeV du canal deux électrons et un rayon γ interne.

Le nombre d'événements exclus est alors de 31,6 événements et l'efficacité de détection du signal est de 2,61%, donnant une limite sur la demi-vie du processus $2\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150 à 90% de niveau de confiance de :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu} (^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) > 1,1 \times 10^{24} \text{ ans} \quad (6.49)$$

qui induit une limite sur la masse de Majorana effective de :

$$m_{\beta\beta} < 7,6 \text{ eV} \quad (6.50)$$

6.6.3 Optimisation de la recherche du processus $2\beta 0\nu$

En étudiant les compositions des bruits de fond on se rend compte que les fenêtres en énergies ne sont plus optimisées (comme les contributions des bruits de fond changent par rapport à NEMO 3). On vient de voir que la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino est plus sensible lorsque l'on s'intéresse à la décroissance du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150. On va donc se contenter d'optimiser uniquement la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino vers l'état fondamental du samarium-150 (dans le canal deux électrons).

En faisant la même analyse que dans la section 6.3.2 avec les conditions de SuperNEMO, on obtient que la fenêtre optimale sur la somme des énergies des électrons est $[3, 2 - 3, 6]$ MeV. Le nombre total d'événements de bruit de fond attendus est alors de 0,33 événement provenant uniquement du thallium-208 interne, correspondant à un nombre d'événements exclus de 2,8. L'efficacité de détection du signal est ici 4,46% permettant de donner une limite à 90% de niveau de confiance de :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu} (^{150}\text{Nd}) > 2,1 \times 10^{25} \text{ ans} \quad (6.51)$$

6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150 AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3

ce qui une limite sur la masse de Majorana effective en utilisant toujours les mêmes facteur d'espace de phase et élément de matrice nucléaire :

$$m_{\beta\beta} < [133 - 275] \text{ meV} \quad (6.52)$$

Ces résultats sont en fait optimiste car la connaissance du bruit de fond est limitée par la statistique simulée. En se plaçant dans le cas où un événement est observé dans cette fenêtre en énergie provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos et du bismuth-214 interne (au lieu d'aucun), le nombre d'événements de bruit de fond attendu est alors de 23,9 et 0,1 respectivement. Le nombre total d'événements de bruit de fond attendu est alors de 24,3 qui correspond à un nombre d'événements exclus de 9,4. La limite sur la demi-vie du processus sans émission de neutrino devient alors à 90% de niveau de confiance :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}({}^{150}\text{Nd}) > 6,2 \times 10^{24} \text{ ans} \quad (6.53)$$

et :

$$m_{\beta\beta} < [245 - 506] \text{ meV} \quad (6.54)$$

6.6.4 Observation des processus $2\beta 2\nu$ vers les états excités

Une indication de la décroissance du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ a été montrée avec le détecteur NEMO 3 (correspondant à $3,7\sigma$) dans la section 6.4.6. Dans l'hypothèse d'avoir 100 kg de néodyme-150 pour SuperNEMO, les coupures d'optimisation du rapport signal sur bruit de fond seraient inutiles et les corrections laser seraient appliquées pour un meilleur contrôle de la forme des spectres en énergie. Il serait possible d'observer de l'ordre de 50000 événements provenant de cette décroissance dans le canal deux électrons et deux rayons γ en un peu moins de cinq ans de prise de données en supposant la demi-vie mesurée à l'équation 6.33, comme détaillé dans le tableau 6.11. Cela correspondrait à une observation à plus de 200σ .

En ce qui concerne la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos vers l'état 2_1^+ , les bruits de fond attendus dans le canal deux électrons et un rayon γ sont présentés dans le tableau 6.12 en utilisant les mêmes coupures cinématiques qu'en section 6.4.9 mais en appliquant les corrections laser (vu que la statistique sera bien plus importante il sera capital de maîtriser très précisément la mesure des énergies).

Dans ces conditions, si l'on veut faire une observation à 5σ , il faudra détecter ~ 1434 événements provenant de la décroissance $2\beta 2\nu$ vers l'état 2_1^+ , correspondant à une demi-vie de :

$$T_{1/2}^{2\beta 2\nu}({}^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 2_1^+}) = 5,1 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (6.55)$$

avec une efficacité de détection de 0,57%.

	Bruit de fond	NEMO 3	SuperNEMO
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état 0_1^+		20, 03	54727
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état fondamental		0, 01	27
	^{208}Tl interne	11, 54	5
	^{214}Bi interne	1, 20	9

Table 6.11: Nombre d'événements attendus des différentes contributions pour la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150, dans le canal deux électrons et deux rayons γ internes en supposant la même demi-vie pour ce processus que celle de l'équation 6.33.

	Bruit de fond	NEMO 3	SuperNEMO
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état 0_1^+		26, 26	71750
$2\beta 2\nu$ du ^{150}Nd vers l'état fondamental		3, 31	9040
	^{208}Tl interne	6, 67	3
	^{214}Bi interne	3, 36	20

Table 6.12: Bruit de fond attendu pour la recherche de la double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état excité 2_1^+ du samarium-150, dans le canal deux électrons et un rayon γ interne.

6.6.5 Remarques

En passant à l'échelle de la centaine de kilogrammes de sources de néodyme-150 la sensibilité sur la masse de Majorana effective serait améliorée d'un ordre de grandeur et la découverte des décroissances du néodyme-150 vers les premiers états excités du samarium-150 serait possible. Cependant, ces résultats ne sont pas concurrentiels avec les sensibilités annoncées par d'autres expériences.

Il faut de plus pondérer ces estimations. D'une part, il est très peu probable qu'une telle quantité de néodyme-150 soit disponible prochainement pour le détecteur SuperNEMO à cause des difficultés actuelles d'enrichissement.

Mais d'autre part, toutes les efficacités utilisées ici sont issues d'un programme de simulation et d'une optimisation faite pour l'état actuel de NEMO 3. En particulier, la résolution en énergie des PM de SuperNEMO sera meilleure que celle des PM de NEMO 3, ce qui influe beaucoup sur les optimisations fenêtre en énergie (pour la séparation entre les événements provenant de la double désintégration β avec émission de neutrinos de celle sans émission de neutrino). Une étude plus poussée, utilisant cette fois une simulation du détecteur SuperNEMO, serait nécessaire pour avoir une meilleure estimation des résultats atteignables et améliorerait très certainement les sensibilités annoncées ici.

**6. ÉTUDE DES DOUBLES DÉSINTÉGRATIONS β DU NÉODYME-150
AVEC LE DÉTECTEUR NEMO 3**

Conclusion

Le caractère massif du neutrino, mis en évidence par la récente observation du phénomène d'oscillation des neutrinos, peut être expliqué par une extension assez simple du Modèle Standard qui consiste en l'ajout de neutrinos droits. Cependant cette extension ne permet pas d'expliquer la petitesse de cette masse. En revanche, si le neutrino est une particule de Majorana, c'est-à-dire identique à l'anti-neutrino, le mécanisme de la balançoire propose une solution à la génération de ces faibles masses. L'observation de la double désintégration β sans émission de neutrino est le moyen expérimental le plus efficace de prouver que le neutrino est une particule de Majorana.

Les détecteurs NEMO, avec leur technique de détection "tracko-calorimétrie", cherchent à observer cette double désintégration β , ainsi qu'à étudier la double désintégration β avec émission de neutrinos. Ces processus de désintégration étant très rares, il est nécessaire d'avoir une excellente réduction du bruit de fond, qui provient essentiellement de la radioactivité naturelle. Deux axes principaux permettent cela : la présence de blindages et la sélection de matériaux radiopurs, ainsi que l'identification des différentes particules.

Le premier axe est exploré dans cette thèse à travers l'étude de l'optimisation du blindage contre les neutrons pour le module démonstrateur de SuperNEMO, l'expérience nouvelle génération de la lignée des NEMO. Il a été montré que l'ajout de plaques de polyéthylène boré de part et d'autre du blindage en fer permet d'atteindre un niveau de bruit de fond provenant des neutrons suffisamment faible.

Lors de l'analyse de données de la feuille de néodyme placée dans le détecteur NEMO 3, les différents bruits de fond ont été mesurés dans des canaux indépendants grâce à l'identification des particules. Ces valeurs sont comparées à celles obtenues avec des détecteurs germanium. Ensuite, la demi-vie du processus de double désintégration β avec émission de neutrinos du néodyme-150 vers l'état fondamental du samarium-150

CONCLUSION

a été mesurée :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}) = [8,92 \pm 0,15 \text{ (stat.)} \pm 0,86 \text{ (syst.)}] \times 10^{18} \text{ ans}$$

et une indication de cette même décroissance vers l'état excité 0_1^+ a été montrée avec :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [7,12 \pm 1,28 \text{ (stat.)} \pm 0,91 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans}$$

Aucun excès d'événement n'est observé à haute énergie dans le canal à deux électrons. Il est ainsi possible de mettre une limite inférieure sur la demi-vie du processus de double désintégration β sans émission de neutrino (à 90% de niveau de confiance) :

$$T_{1/2}^{2\beta 0\nu}(^{150}\text{Nd}) > 9,1 \times 10^{21} \text{ ans}$$

qui impose une limite supérieure sur la masse de Majorana effective :

$$m_{\beta\beta} < [6,4 - 13,2] \text{ eV}$$

Annexe A

Un peu d'histoire

A.1 La radioactivité naturelle

C'est en 1896 qu'Henri Becquerel met pour la première fois en évidence la radioactivité par hasard : après la découverte (par Wilhelm Röntgen) des rayons X, il cherche à tester si la fluorescence de certains cristaux activée par la lumière correspond à l'émission de ces rayons X. Pour ce faire, il place à la lumière du Soleil une plaque photographique protégée par du papier (afin qu'elle ne s'active pas directement) et un élément fluorescent, le tout séparé par une lame en métal. Lorsqu'il développe la plaque l'ombre de la pièce métallique apparaît et ses premières expériences sont concluantes.

Cependant, la lumière du Soleil est nécessaire et un hiver grisâtre arrive, ce qui oblige Henri à ranger son matériel (plaque photographique protégée, pièce métallique, sels d'uranium) dans un placard dans l'attente d'un jour suffisamment ensoleillé. Au bout de quelques temps, lassé, il décide de développer la plaque malgré tout. C'est alors qu'il découvre, stupéfait, que l'ombre de la lame métallique est encore plus marquée que les précédentes fois et réalise qu'il y a cette fois-ci émission d'une radiation sans stimulation préalable : c'est la radioactivité naturelle.

A.2 Quel rayonnement ?

Rutherford parvient ensuite (1899) à identifier trois types de rayonnement α , β et γ selon que celui-ci parvient à traverser une épaisseur plus ou moins grande de matière (l' α est celui qui s'arrête en premier). Le rayonnement α correspond en fait à une émission de noyau d'hélium, le γ à une radiation de lumière, et pour finir le rayonnement β à un électron.

Selon les lois de conservation de l'énergie, la particule émise lors d'une désintégration doit emporter toute l'énergie disponible, soit la différence entre les deux niveaux

A. UN PEU D'HISTOIRE

d'excitation du noyau, qui est fixe. C'est effectivement ce que l'on observe pour la désintégration α et γ , mais le spectre en énergie de l'électron émi par une désintégration β , observé par James Chadwick en 1914, est lui continu. Cette mesure expérimentale va donner beaucoup de fil à retordre aux physiciens, plusieurs théories sont proposées, et Niels Bohr, qui ne veut pas remettre en question son modèle de l'atome (cœur de protons entouré d'électrons), va même jusqu'à émettre l'idée que l'énergie ne soit pas conservée.

Ce n'est qu'en 1930 que Wolfgang Pauli postule, dans sa célèbre lettre adressée aux "radioactifs" [72], que lors de la désintégration β l'émission de l'électron est accompagnée par celle d'une particule encore jamais observée, neutre et de faible masse (pas plus d'un pourcent de la masse du proton), qu'il nomme "neutron". La somme des énergies de ce "neutron" et de l'électron est alors fixe et l'énergie est conservée.

Le "neutron", remède à la désintégration β , fut donc renommé neutrino par Enrico Fermi, car le neutron que nous connaissons aujourd'hui, et qui compose le cœur des atomes avec le proton, a été découvert expérimentalement par Chadwick en 1932. Il ne reste plus qu'à mettre en évidence ce neutrino. . .

A.3 À la découverte de l'impossible

S'il y a bien une leçon que l'on peut tirer de l'histoire de la physique subatomique c'est que ce qui n'a pas encore été découvert est difficile à découvrir. Et la quête pour détecter le neutrino a été longue.

Dans les années 1930 Fermi met au point sa théorie qui illustre la désintégration β comme une interaction ponctuelle qui permet de transformer un neutron en un proton plus un électron et un neutrino. En 1934 il y a suffisamment de données disponibles pour calculer la probabilité pour que cette désintégration se produise (constante de Fermi), puis Hans Bethe et Rudolf Peierls en déduisent la probabilité d'interaction d'un neutrino avec la matière : le neutrino issu de la désintégration β peut traverser la Terre entière sans même la voir. Étant de plus de charge électrique nulle, ils en concluent donc qu'il n'existe aucun moyen pratique pour l'observer. . .

Cependant un jeune collaborateur de Fermi, Bruno Pontecorvo, trouve cette conclusion un peu extrême et rédige un article expliquant que si *un seul* neutrino est impossible à détecter, un milliard de neutrinos ne l'est pas, et si l'on met un détecteur suffisamment proche d'une source suffisamment intense de neutrinos, la chance que l'un d'entre eux interagisse n'est plus négligeable. Il décrit aussi une méthode pour les mettre en évidence : lors de l'interaction entre un noyau atomique et un neutrino on a la transformation d'un neutron en proton, ce noyau devient donc moins stable (plus

radioactif) ; il suffit de trouver un noyau radioactif vivant assez longtemps (pour avoir le temps de l'extraire) et facile à identifier, de regarder ce qui se trouve à côté dans le tableau périodique des éléments, et on obtient le chlore qui produit de l'argon par capture de neutrino.

À la lecture de cet article en 1948, Ray Davis, tout juste arrivé au Laboratoire National de Brookhaven, décide que la mise en évidence du neutrino est une mission qui lui incombe, étant donnée sa formation de radio-chimiste et le manque d'intérêt des autres physiciens pour cette particule à cette époque. Il fait construire une cuve contenant 4000 litres de tetrachlorure de carbone juste à côté du réacteur de test de Brookhaven (source de neutrino car beaucoup de désintégrations β s'y déroulent) mais lorsqu'il extrait l'argon, la quantité qu'il obtient correspond à celle qui est attendue provenant des rayons cosmiques, et ne varie pas en fonction du fonctionnement ou non du réacteur. En 1955 il retente l'expérience avec un plus gros détecteur près du nouveau réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud et obtient le même résultat : rien.

Fred Reines, après avoir participé au Projet Manhattan, veut lui aussi se lancer dans la recherche du neutrino en 1951, après avoir lu aussi l'article de Pontecorvo. Il en parle à Clyde Cowan au cours d'une discussion où ils s'interrogent de l'expérience la plus difficile de toute la physique (la détection du neutrino l'emporte sur la mesure des propriétés du positronium, assemblage d'un électron et d'un positron). Tous deux habitués des bombes atomiques, ils pensent que c'est la meilleure source possible et sont persuadés de pouvoir protéger leur détecteur (situé à environ 100 mètres de l'explosion) en le plaçant sous terre. Ce n'est qu'en 1952 qu'ils réalisent qu'il existe un moyen plus sûr et reproductible de créer des neutrinos : le réacteur nucléaire. Leur méthode de détection est la suivante : si un neutrino interagit avec un proton il y a création d'un neutron et d'un positron (anti-matière de l'électron, chargé positivement, découvert en 1932 par Carl D. Anderson) par conservation de la charge électrique, le positron crée de la lumière par annihilation avec un électron, puis, pendant un temps connu, le neutron perd son énergie dans la matière et fini par être capturé par un atome de cadmium qui émet une lumière précise lorsque cela arrive, on attend donc un signal composé de deux flashs de lumière séparés par un retard précis et connu. Le projet Poltergeist peut débiter.

Reines et Cowan construisent leur premier prototype en 1953 auprès du réacteur de Hanford, dans l'état de Washington. Ils parviennent à mesurer leurs signaux mais leur joie s'estompe lorsqu'ils voient que ces signaux sont présents même lorsque le réacteur est éteint. Ils comprennent que ce signal correspond aux rayons cosmiques puisqu'ils ne s'en sont pas bien protégés et décident de construire un nouveau détecteur plus

A. UN PEU D'HISTOIRE

grand, à Savannah River, situé 12 mètres sous terre à l'abri des rayons cosmiques et à moins de 11 mètres du cœur du réacteur. Durant l'été 1956 Poltergeist enregistre des signaux correspondant à la signature neutrino, et le 14 juin Reines et Cowan envoient un télégramme à Pauli pour lui annoncer qu'ils ont découvert le neutrino qu'il avait postulé un quart de siècle auparavant.

A.4 Comprendre le Soleil

Dans les années 1970 les raisons qui font que notre astre brille ne sont pas encore comprises. On voit bien que sa surface extérieure émet toujours de la lumière mais la question de la production d'énergie en son cœur n'est pas élucidée. Andrew Prentice suggère que le Soleil a fini de brûler laissant un cœur d'hélium en 1973 ; Fred Hoyle propose en 1975 que le cœur du Soleil contient une grande quantité d'éléments lourds issus du Big Bang et a attiré un halo d'hydrogène lors de la formation du système solaire ; à la même époque une autre équipe de chercheurs émet l'hypothèse que le Soleil ait un trou noir pour noyau.

Cette question est une des plus anciennes du monde scientifique, mais ce n'est que dans les deux derniers siècles, avec la révolution industrielle et la compréhension de la thermodynamique, que cette question a commencé à être traitée de manière juste. Le problème principal est de parvenir à expliquer comment, sans source d'énergie externe, la Soleil a-t-il pu briller aussi longtemps, c'est-à-dire au moins depuis que la Terre existe, pendant plusieurs milliards d'années.

La découverte de la radioactivité, qui était à première vue sans grand intérêt, va devenir décisive lorsque les physiciens comme Rutherford vont montrer qu'elle peut être une source d'énergie. Il montre tout d'abord que plus le nombre de particules α (noyau d'hélium) irradiées est important, plus l'énergie émise est grande ; puis la découverte du radium accélère tout , celui-ci émettant de la chaleur en continu sans source externe.

En supposant que la Terre n'est qu'un corps en refroidissement à la fin du 19^{ème}, Lord Kelvin sous-estimait l'âge de cette dernière, ce qui devenait incompatible avec la théorie de l'évolution de Darwin. Avec la radioactivité comme source de chaleur, Rutherford peut réestimer cet âge comme étant beaucoup plus grand.

La radioactivité pouvant expliquer l'âge de la Terre, il n'a fallu qu'un pas pour faire l'extrapolation au Soleil. En 1903, un astronome anglais, William Wilson, calcule qu'il suffit de quelques grammes de radium par mètre cube pour pouvoir expliquer la puissance du Soleil. La seule difficulté qui s'oppose à cette interprétation est qu'on ne trouve aucune trace de radium dans le spectre du Soleil. Par contre, un autre élément est détecté en grande quantité en provenance du Soleil : l'hélium (c'est même de là que son

nom provient, le Soleil est appelé *Hélios* en grecque), mais celui-ci n'est pas radioactif. Les scientifiques ont donc commencé à chercher les réactions produisant de l'hélium. Les désintégrations radioactives d'éléments lourds produisent bien des particules α (noyaux d'hélium), mais ces éléments lourds ne sont pas vus dans le Soleil non plus.

L'annonce de la théorie de la relativité d'Einstein en 1905 est une percée importante. L'équation $E = mc^2$ implique que toute forme de matière est en fait de l'énergie latente. Si un corps émet une énergie E , sa masse est alors diminuée de E/c^2 avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Avec cette relation, si seulement une petite partie des noyaux qui composent le Soleil se convertissent en énergie irradiée, le Soleil peut briller pour des milliers de milliards d'années, grâce à la grande valeur de la vitesse de la lumière ($c \sim 3 \times 10^8$ m/s). L'idée que le Soleil est une gigantesque chaudière nucléaire vient de naître.

Du fait que les températures dans le Soleil et sur la Terre ne soient pas du tout les mêmes, il est possible que des réactions impossibles sur Terre se produisent dans le Soleil. C'est ce que propose Sir Arthur Eddington avec la fusion de quatre atomes d'hydrogène en un atome d'hélium. De plus, un de ses collègues, Francis Aston, a mesuré qu'un atome d'hélium est plus léger (d'un $120^{\text{ème}}$ de sa masse) que quatre atomes d'hydrogène réunis. Donc, pour chaque fusion, un $120^{\text{ème}}$ de la masse est convertie en énergie irradiée.

La raison pour laquelle cette réaction ne se produit pas naturellement sur Terre est due à la température. Les atomes d'hydrogène sont composés d'un noyau à un proton. Les protons sont tous chargés positivement et vont donc se repousser si on essayait de les rapprocher (comme deux pôles sud d'aimants que l'on essaierait de coller ensemble). La température étant beaucoup plus élevée dans le Soleil, les noyaux d'hydrogène n'y sont pas au repos comme sur la Terre, ils ont donc le temps de fusionner en noyau d'hélium avant d'être repoussés l'un par l'autre.

Le processus de création de noyaux d'hélium est en fait un peu plus compliqué que la simple fusion directe de quatre noyaux d'hydrogène. En voici le déroulement (voir figure A.1) : deux noyaux d'hydrogène (protons) fusionnent pour former un deutéron (un proton et un neutron) avec l'émission d'un positron et d'un neutrino, un proton fusionne avec ce deutéron pour former maintenant un noyau d'hélium-3 excité (deux protons et un neutron) qui émet des photons pour se déexciter, il suffit alors que deux de ces noyaux d'hélium-3 se rencontrent pour créer un noyau d'hélium-4 et deux protons. On voit donc que pour chaque hélium-4 produit il y a émission de deux positrons et de deux neutrinos. Le moyen le plus sûr pour vérifier que ce sont bien ces réactions qui se déroulent au sein du Soleil serait de mesurer le flux de neutrinos qui en vient

A. UN PEU D'HISTOIRE

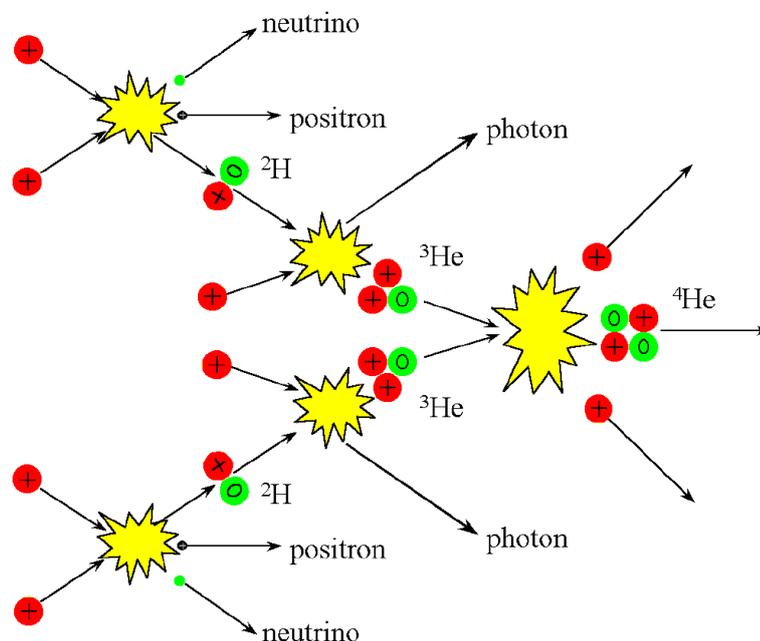


Figure A.1: Chaîne de création de noyaux d'hélium. Les ronds rouges correspondent aux protons et les verts aux neutrons.

sur la Terre, les neutrinos n'interagissant que très peu, ils peuvent sortir du Soleil sans problème.

A.5 Combien de neutrino solaire ?

Davis décide alors de chercher à détecter ces neutrinos, n'ayant pas réussi à détecter ceux provenant des réacteurs nucléaires. Le seul soucis est que les neutrinos émis lors du cycle que l'on vient de décrire ont une énergie trop faible pour être détecté par sa cuve remplie de chlore. L'espoir revient lorsque des mesures effectuées en laboratoire montrent qu'une autre réaction peut se produire dans le Soleil, comme celui-ci brûle de l'hydrogène depuis longtemps déjà. Au lieu de fusionner avec un autre noyau d'hélium-3 comme vu précédemment, un noyau d'hélium-3 peut fusionner avec un noyau d'hélium-4 déjà présent pour produire un noyau de béryllium-7 (quatre protons et trois neutrons), ce béryllium pouvant à nouveau capturer un proton (noyau d'hydrogène) pour devenir un bore-8 qui se désintègre alors en béryllium-8 avec l'émission d'un positron et d'un neutrino qui aurait cette fois une énergie suffisante pour être détecté par un détecteur à chlore. Il reste maintenant à savoir si ces neutrinos sont produits en suffisamment grande quantité pour être détectés depuis la Terre.

Les expériences effectuées en laboratoire montrent cette fois-ci que la capture d'un proton par le béryllium-7 est un processus plutôt rare, remettant en cause la possibilité de détecter les neutrinos solaires par Davis. Cependant, comme on l'a déjà vu, les conditions de notre Soleil ne sont pas les mêmes que dans le laboratoire ; même si on parvient à créer des noyaux à des énergies identiques à celles du Soleil, on ne parvient pas à reproduire la pression qui y est présente. C'est ce que met en avant un jeune physicien, John Bahcall, qui se propose de calculer le taux de réaction de la capture d'un proton par un noyau de béryllium-7 dans les conditions du Soleil grâce à des corrections induites par la mécanique quantique. Ces nouveaux calculs montrent que cette réaction est beaucoup plus probable dans le Soleil que sur la Terre.

Bahcall et Davis s'associent donc et décident qu'ils doivent passer à un détecteur contenant 400000 litres de chlore (il y en avait 4000 litres jusqu'à présent) et placer ce détecteur à au moins 1200 m de profondeur afin de se protéger du bruit de fond engendré par les rayons cosmiques. Dans ces conditions les calculs de Bahcall prédisent l'observation de $7,5 \pm 3$ neutrinos tous les six jours.

La mine de Homestake dans le Dakota fut choisie pour y accueillir le gigantesque réservoir étanche de chlore construit par une entreprise américaine habituée à construire des chambres spatiales pour la NASA. La salle où le détecteur fut construit mesurait 20 m de long pour 10 m de large et de haut (comme on le voit sur l'image A.2). Le détecteur prenait des données depuis deux ans lorsque Davis en donna les premiers résultats : si c'était bel et bien les neutrinos solaires qu'il observait, il n'en voyait que trop peu. Il en observait environ trois tous les six jours, alors que Bahcall en prédisait au minimum 4,5.

À partir de là tout fut remis en question : le bon fonctionnement du détecteur, les calculs théoriques, ainsi que le modèle du Soleil lui-même. Mais au fur et à mesure des années, les calculs de Bahcall devinrent plus précis, le détecteur fut amélioré, et le résultat restait le même : trop peu de neutrino étaient observés. Vingt ans après le début de l'expérience, dans les années 1990, le flux prédit était affiné à $7,5 \pm 1,5$ neutrinos tous les six jours, pour $2,2 \pm 0,4$ observés.

Afin de vérifier ces résultats, des expériences utilisant des techniques différentes furent construites en Europe, Russie, Japon, et États-Unis. Toutes parvinrent à la même conclusion.

Entre-temps, une propriété du neutrino fût mise au jour. Après la découverte d'un "frère" de l'électron, le muon, ayant exactement les mêmes propriétés que l'électron à l'exception de sa masse (le muon est plus lourd), les physiciens commencent à se demander s'il ne pouvait pas y avoir quelque chose de similaire pour le neutrino. En effet, lorsque ce muon se désintègre pour donner un électron, il n'y a pas émission d'un

A. UN PEU D'HISTOIRE



Figure A.2: Le détecteur à base de chlore dans le mine d'Homestake.

photon, qui est la manière la plus naturelle d'irradier de l'énergie. Si cela ne se produit pas, c'est que quelque chose dans la nature l'en empêche. C'est la mise en évidence de ce qu'on appelle la saveur, le muon est différent de l'électron non seulement par sa masse, mais aussi par sa saveur "muonique" (l'électron est de saveur "électronique"). Il en est de même pour les neutrinos, certains ont une saveur muonique, d'autres une saveur électronique. Le muon se désintègre de la sorte :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

pour conserver cette saveur (μ^- vaut une saveur muonique, ainsi que ν_μ , alors que e^- vaut une saveur électronique, et $\bar{\nu}_e$ vaut moins une saveur électronique).

Plus tard, une troisième saveur est découverte, "tauique", avec la particule τ (dans les années 1970) et son neutrino associé (en 2000).

L'idée que les neutrinos provenant du Soleil, qui sont de saveur électronique, puissent se transformer durant leur trajet jusqu'à la Terre commence à émerger. C'est Pontecorvo qui met en place les mathématiques derrière ce processus. Pour que cela arrive, il faut de plus que les neutrinos soient massifs (même si une très faible masse suffit) alors qu'ils ont toujours été supposés sans masse. Le principe de cette proposition est le suivant : les neutrinos émis du Soleil sont bien de saveur électronique, mais sur le chemin ils se transforment avec une certaine probabilité (c'est la mécanique quantique qui entre en jeu) en neutrinos muoniques, et cette probabilité est proportionnelle à la différence de masses aux carrés des deux types de neutrinos. Les détecteurs construits jusqu'à présent n'étant capable de détecter que les neutrinos électroniques, ils sous-estimaient la valeur du flux de neutrinos solaires (car ils "ratent" les neutrinos muoniques).

Afin de vérifier cette hypothèse, une nouvelle expérience est construite dans une mine au Canada, SNO pour *Sudbury Neutrino Observatory*, et commence à prendre des données en 1999. La technique de détection est différente et est sensible à tous les types de neutrinos à la fois. Lors d'une première phase cette expérience a permis de mesurer à nouveau le flux de neutrinos électroniques uniquement, toujours compatible avec les mesures précédentes, puis la seconde phase a permis de mesurer le flux de neutrinos total. En 2001, les résultats sont annoncés, le flux total de neutrinos correspond bien au flux prédit par Bahcall 30 ans auparavant. Pendant tout ce temps, seul le neutrino était en faute, le modèle solaire avait bien été compris, l'expérience de la mine d'Homestake fonctionnait correctement, et les calculs théoriques étaient justes.

Davis reçut finalement un prix Nobel de physique pour son travail en 2002 "pour des contributions pionnières en astrophysique, en particulier pour la détection des neutrino cosmiques".

A. UN PEU D'HISTOIRE

Annexe B

Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules rassemble tous les progrès accomplis durant le siècle passé dans la compréhension des interactions faible, électromagnétique et forte. Dans les années 1960, l'interaction faible (qui avait été décrite par Fermi comme une interaction de contact à quatre fermions) montre des signes de faiblesse avec les énergies accessibles par les accélérateurs de particules qui augmentent, car cette théorie diverge pour des énergies supérieures à 100 GeV. Les tentatives de décrire l'interaction faible par un échange de bosons lourds ont finalement porté leurs fruits lorsqu'elle a été unifiée à l'électromagnétisme. Cette théorie *électrofaible* a eu un succès incroyable, car elle a prédit les bosons W et Z qui ont été observés depuis, et a permis des tests de précision qui confirment la possibilité d'appliquer cette théorie à plus hautes énergies.

Ce Modèle Standard est une théorie de jauge qui repose sur le groupe de symétrie local $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, avec les indices C pour la couleur, L pour gauche (*left* en anglais), et Y pour l'hypercharge faible. L'introduction d'une brisure spontanée de symétrie par un boson scalaire permet de plus d'obtenir les masses des bosons de jauge. Le groupe de jauge impose uniquement les interactions et le nombre de bosons vecteurs de jauge qui correspondent aux générateurs du groupe. On trouve donc dans le Modèle Standard huit bosons de jauge de masse nulle que l'on appelle gluons (les huit générateurs de $SU(3)_C$) qui arbitrent l'interaction forte, et quatre autres bosons de jauge (dont trois sont massifs : Z et W^\pm , et un sans masse qui est le photon γ) correspondant à l'interaction électrofaible.

Dans le Modèle Standard on peut traiter l'interaction électrofaible indépendamment de l'interaction forte car la symétrie sous-jacente à $SU(3)_C$ demeure non brisée et il n'y a aucun mélange entre $SU(3)_C$ et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (ce dernier groupe régissant entre

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

autres les interactions des neutrinos). On ne peut pas, par contre, séparer $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ car des mélanges sont possibles entre les bosons neutres de ces groupes.

B.1 Les quarks et les leptons

Tous les fermions élémentaires sont regroupés dans le tableau B.1. Les leptons sont soumis aux interactions électrofaible et gravitationnelle, alors que les quarks sont soumis en plus à l'interaction forte.

	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération
quarks	u (haut)	c (charme)	t (vérité)
	$2, 3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	1275 ± 25 MeV	$173, 5 \pm 0, 6 \pm 0, 8$ GeV
	d (bas)	s (étrange)	b (beau)
	$4, 8_{-0,3}^{+0,7}$ MeV	95 ± 5 MeV	$4, 18 \pm 0, 03$ GeV
leptons	ν_e (neutrino électronique)	ν_μ (- muonique)	ν_τ (- tauique)
	$< 2, 05$ eV à 95% CL	$< 0, 19$ MeV à 90% CL	$< 18, 2$ MeV à 95% CL
	e (électron)	μ (muon)	τ (tau)
	$511, 0$ keV	$105, 7$ MeV	1777 MeV

Table B.1: Les différentes familles de fermions, leurs noms et leurs masses [13].

Les masses citées des quarks sont celles qui apparaissent lorsqu'on les observe à des distances inférieures au femtomètre, qui est la longueur caractéristique des particules qui interagissent par interaction forte et l'échelle au-delà de laquelle la chromodynamique quantique (QCD) devient trop forte pour utiliser la théorie des perturbations. Cependant, quand on les regarde en tant que constituants des particules interagissant par interaction forte, les quarks u et d agissent comme des quasi-particules de masses $\sim 0, 3$ GeV. Les masses correspondantes pour les quarks s , c et b sont $\sim 0, 5$, $\sim 1, 5$ et $\sim 4, 9$ GeV respectivement.

B.2 Couleur et chromodynamique quantique

Les quarks se distinguent des leptons par le fait qu'ils possèdent une charge qui leur donne trois fois plus de degré de liberté, connue sous le nom de *couleur*, et qui leur permet d'interagir fortement les uns avec les autres (une symétrie de jauge de couleur avait été proposée pour la première fois par Nambu en 1966 [73]). Plusieurs expériences ont mis en évidence le besoin de couleur :

- *statistique des quarks*. Un des hadrons les plus durs à détecter est le Δ^{++} , état excité du nucléon produit par les collisions π^+p dans le milieu des années 1950

B.2 Couleur et chromodynamique quantique

au cyclotron de l'université de Chicago. Dans le modèle des quarks on peut le représenter comme uuu (u le quark haut), donc il est totalement symétrique en saveur. Il a un spin $J = 3/2$, qui est combinaison totalement symétrique de trois spin de quark (valant chacun $1/2$). De plus, en tant qu'état fondamental, il ne doit pas avoir de moment angulaire orbital. Cela conduit à un paradoxe s'il n'y a pas de degré de liberté supplémentaire : un état composé de fermions doit être totalement antisymétrique par l'échange de deux de ses fermions (principe de Pauli). Mais ce que nous venons de décrire est symétrique sous la saveur, le spin et l'espace, donc totalement symétrique par leurs produits. L'introduction de la couleur permet d'avoir un degré de liberté supplémentaire qui rend l'état Δ^{++} antisymétrique sous l'échange de deux quarks. Le produit antisymétrique de trois triplets de couleur donne un singulet de couleur (comme on va le voir dans l'équation B.4).

- *annihilation électron-positron produisant des hadrons*. La charge électrique de tous les quarks pouvant être produits en paires en deçà d'une énergie donnée dans le centre de masse est mesurée par le rapport :

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_i Q_i^2 \quad (\text{B.1})$$

avec Q_i la charge des quarks mis en jeu. Pour les énergies auxquelles seulement $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ peuvent être produits, c'est-à-dire au dessous du seuil de création de paire de charme autour de 3,7 GeV, on attend :

$$R = N_C \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{-1}{3}\right)^2 + \left(\frac{-1}{3}\right)^2 \right] = \frac{2}{3}N_C \quad (\text{B.2})$$

avec N_C le nombre de *couleurs* des quarks. Les mesures faites au collisionneur électron-positron de Pékin [74] donnent $R = 2$ dans ce domaine d'énergie, indiquant $N_C = 3$.

- *désintégration du pion neutre*. Le taux de décroissance du π^0 est gouverné par un diagramme en boucle de quarks dans lequel deux photons sont émis par les quarks de $\pi^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$. Le taux prédit est :

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{S^2 m_\pi^3}{8\pi f_\pi^2} \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \quad (\text{B.3})$$

avec $f_\pi = 131$ MeV et $S = N_C(Q_u^2 - Q_d^2) = N_C/3$. Le taux mesuré expérimentalement est de $7,8 \pm 0,6$ eV et l'équation précédente donne $7,6 S^2$ eV, en accord avec l'expérience si $S = 1$ donc $N_C = 3$.

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Cette transformation de couleur repose sur le groupe de symétrie $SU(3)_C$ dont l'indice C fait référence à la couleur. Les baryons sont composés de trois quarks qqq , tandis que les mésons sont faits de paires quark-antiquark $q\bar{q}$ (qui donne un nombre quarkique nul). Ceci est compatible avec la compréhension actuelle de la QCD, dans laquelle seuls les états singulets de couleur peuvent apparaître. De ce fait, les mésons M et les baryons B sont représentés par :

$$M = \frac{1}{\sqrt{3}}(q^a \bar{q}_a), \quad B = \frac{1}{\sqrt{6}}(\epsilon_{abc} q^a q'^b q''^c) \quad (\text{B.4})$$

Finalement, la mise en évidence directe des bosons de jauge de la QCD (appelés gluons) a été présentée pour la première fois en 1979 [75, 76, 77, 78], avec la production de “jets” supplémentaires de particules créées lors d'annihilations d'électron-positron en hadrons au synchrotron de DESY. On s'attendait à observer deux dépôts d'énergie associés à la fragmentation de chacun des quarks, mais pour certains événements un dépôt d'énergie supplémentaire était vu, correspondant à la radiation d'un gluon par l'un des quarks.

B.3 Unification électrofaible

L'interaction électromagnétique est décrite comme l'échange d'un photon, pour lequel l'approximation de Born donne un élément de matrice en $1/q^2$ (q est ici le moment transféré, et q^2 son carré invariant). L'électrodynamique quantique (QED) des photons et des particules ponctuelles chargées (comme les électrons) a d'abord rencontré de sérieux problèmes de calcul (quantités divergentes), mais ces problèmes ont été domptés vers la fin des années 1940 en appliquant la procédure de *renormalisation*, ce qui a mené à la prédiction correcte de quantités telles que le moment magnétique anormal de l'électron.

A contrario, dans les années 1960, l'interaction faible précédemment formulée met en jeu une interaction ponctuelle de deux courants, dont l'Hamiltonien d'interaction est : $\mathcal{H}_W = G_F J_\mu J^{\mu\dagger} / \sqrt{2}$, l'indice W dénote l'interaction faible (*weak* en anglais), G_F la constante de couplage de Fermi ($= 1,16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$) et J_μ les courants. Cette interaction ne peut être renormalisée. Suite au travail de Lee et Yang [79], Feynman et Gell-Mann [80], et Marshak et Sudarshan [81] dans les années 1957-8, les courants ont été identifiés comme ayant une forme “ $V - A$ ” (Vecteur-Axial).

Hideki Yukawa [82] et Oskar Klein [83] sont les premiers à proposer un modèle d'échange de boson pour l'interaction faible dans les années 1930. Le modèle développé par Klein tente une unification avec l'électromagnétisme et est fondé sur une symétrie locale de jauge isotopique, anticipant donc la théorie que Yang et Mills [84] mettent

au point en 1954. C'est alors Glashow [85] qui réalise qu'il est nécessaire d'introduire un nouveau boson *neutre* lourd afin de totalement unifier les interactions faible et électromagnétique. La brisure spontanée de symétrie de l'interaction électrofaible *via* le mécanisme de Higgs [86, 87, 88] permet de générer les masses de ses bosons de jauge.

Ce modèle d'échange de boson remplace alors l'interaction de Fermi, avec une nouvelle constante de couplage g aux vertex de telle sorte que $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_W^2$, avec M_W la masse des bosons chargés.

Le nouveau boson neutre Z apparaît aisément dans une théorie fondée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il engendre des interactions de courants neutres qui ont été mises en évidence par l'expérience Gargamelle en 1973 [89], ce qui en fait une confirmation frappante de la validité de cette nouvelle théorie.

L'Hamiltonien effectif de la théorie $V - A$ pour une interaction à quatre fermions (c'est-à-dire l'interaction ponctuelle de Fermi) est le suivant :

$$\mathcal{H}_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_1 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_2] [\bar{\psi}_3 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_4] = 4 \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_{1L} \gamma_\mu \psi_{2L}) (\bar{\psi}_{3L} \gamma^\mu \psi_{4L}) \quad (\text{B.5})$$

avec G_F que l'on vient de voir et $\psi_L \equiv (1 - \gamma_5)\psi/2$ le champ fermionique gauche (l'indice L fait référence à gauche, γ_5 est définie à partir des matrices de Dirac : $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$).

Afin de décrire l'interaction des particules avec les bosons chargés W , on veut écrire le Lagrangien qui reproduit cette équation lorsque l'on regarde au second ordre à bas transfert de moment. Le terme cinétique de ce Lagrangien pour les fermions est :

$$\mathcal{L}_{Kf} = \bar{\psi}(i\partial - m)\psi = \bar{\psi}_L(i\partial)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\partial)\psi_R - m\bar{\psi}\psi \quad (\text{B.6})$$

car le terme ∂ ne mélange pas ψ_L et ψ_R entre eux. Le W est introduit par la transformation :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - igT^j W_\mu^j, \quad T^j \equiv \tau^j/2 \quad (\text{B.7})$$

avec τ^j les matrices de Pauli et W_μ^j un triplet de mésons vecteurs massifs. On ne se concentre ici que sur les W^\pm , avec $W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$. D_μ est la dérivée covariante qui ne varie pas sous transformation de jauge. Le champ W_μ^+ annihile un W^+ ou créé un W^- , alors que le champ W_μ^- annihile un W^- ou créé un W^+ . On a $W_\mu^1 = (W_\mu^+ + W_\mu^-)/\sqrt{2}$ et $W_\mu^2 = i(W_\mu^+ - W_\mu^-)/\sqrt{2}$, donc :

$$T^j W_\mu^j = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} W_\mu^3 & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 \end{bmatrix} \quad (\text{B.8})$$

L'interaction provenant du terme cinétique du Lagrangien fermionique B.6 pour un lepton $l = e, \mu, \tau$ est par conséquent :

$$\mathcal{L}_{\text{int}, l}^{(W^\pm)} = \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_{lL} \gamma^\mu W_\mu^+ l_L + \bar{l}_L \gamma^\mu W_\mu^- \nu_{lL} + \text{h. c.}] \quad (\text{B.9})$$

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

pour lequel on a négligé les termes en W_μ^3 . En regardant le second ordre de cette interaction et en remplaçant le propagateur de W ($1/(M_W^2 - q^2)$) par sa valeur en $q^2 = 0$ (c'est-à-dire à bas transfert de moment), on retrouve bien une interaction effective de type de l'équation B.5 avec :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (\text{B.10})$$

Si l'on identifie les bosons W^+ et W^- comme étant les opérations de montée et de descente de $SU(2)_L$, c'est-à-dire $W^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$, alors on peut assigner aux fermions gauches les doublets de l'"isospin faible", avec $I_3(u, c, t) = I_3(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau) = +1/2$ et $I_3(d, s, b) = I_3(e, \mu, \tau) = -1/2$ (I_3 est le troisième générateur de $SU(2)_L$). Tous les fermions droits ont eux $I = I_3 = 0$. On ne peut malheureusement pas simplement identifier le photon au troisième boson W_μ^3 car celui-ci ne se couple aussi que aux fermions gauches. On doit donc introduire un nouveau boson B_μ associé au groupe de jauge $U(1)_Y$. Ce boson se mélange à W_μ^3 afin de former le photon A de masse nulle et le boson neutre Z :

$$A = B_\mu \cos \theta + W_\mu^3 \sin \theta \quad Z = -B_\mu \sin \theta + W_\mu^3 \cos \theta \quad (\text{B.11})$$

avec l'angle de mélange θ qui apparaît dans de nombreux processus électrofaible. Il a été mesuré avec une très grande précision mais la valeur $\sin^2 \theta \sim 0,23$ nous suffit ici. Les constantes de couplage associées à $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ liées à la charge électrique sont g et g' avec $e = g \sin \theta = g' \cos \theta$, de telle sorte que :

$$\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2} \quad (\text{B.12})$$

Aussi, les opérateurs de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ (respectivement I_3 et Y) se combinent pour donner la charge électrique de la manière suivante :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (\text{B.13})$$

que l'on appelle relation de Gell-Mann-Nishijima [90, 91].

La théorie électrofaible a de plus très bien prédit les masses des bosons W^\pm et Z , dont les valeurs expérimentales approximatives sont :

$$M_W \sim 38,6/\sin \theta = 80,5 \text{ GeV}, \quad M_Z = M_W/\cos \theta = 91,2 \text{ GeV} \quad (\text{B.14})$$

Le dernier élément clé de cette théorie est le boson de Higgs, qui a été le prix à payer pour obtenir la brisure de la symétrie électrofaible.

B.4 Boson de Higgs

On a mesuré les masses des bosons W^\pm et Z comme étant non nulles (B.14) mais la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne permet pas de les générer. L'introduction d'un terme de masse directement dans le Lagrangien violerait l'invariance de jauge. Il faut donc trouver un mécanisme brisant cette symétrie (pour engendrer les masses) mais qui ne doit cependant pas enlever le caractère renormalisable de la théorie. La forme du propagateur pour un boson vecteur massif étant la suivante :

$$D_{\mu\nu}(q) = \frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M^2}{q^2 - M^2} \quad (\text{B.15})$$

avec M la masse du boson, les termes $q_\mu q_\nu$ que l'on y voit, lorsqu'ils apparaissent dans les diagrammes en boucle, détruisent ce caractère renormalisable de la théorie. Ces termes sont associés à la polarisation longitudinale des bosons vecteurs, et ne sont nécessaires que pour les bosons massifs. Pour un boson de masse nulle comme le photon, il n'y a que des états de polarisation transverse $J_z = \pm J$.

Le mécanisme de Higgs permet de donner les degrés de liberté requis pour l'ajout d'un état de polarisation longitudinale à chacun des bosons W^+ , W^- et Z^0 . Dans le modèle le plus simple il suffit d'introduire un doublet de champ Higgs complexe :

$$\phi = \begin{bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{bmatrix}, \quad \phi^* = \begin{bmatrix} \bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{bmatrix} \quad (\text{B.16})$$

Les champs de Higgs ϕ^\pm fournissent les composantes longitudinales à W^\pm , et la combinaison linéaire $(\phi^0 - \bar{\phi}^0)/i\sqrt{2}$ au boson Z . Le degré de liberté supplémentaire $(\phi^0 + \bar{\phi}^0)/\sqrt{2}$ correspond à une particule que l'on nomme boson de Higgs, et qui est sujette à d'intenses recherches dans les dernières décennies qui a récemment commencé à porter ses fruits [92, 93].

La symétrie est bel est bien brisée :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \Rightarrow U(1)_Q \quad (\text{B.17})$$

mais $U(1)_Q$, qui est le groupe de symétrie de jauge de l'interaction électromagnétique associé à la conservation de la charge électrique, est conservé et donc la charge électrique aussi. Cela implique que le boson associé, le photon, a une masse nulle.

Supposons un champ scalaire de la forme vue dans l'équation B.16 qui est décrit par un Lagrangien :

$$\mathcal{L}_\phi = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi)^2 + \frac{\mu^2}{2} \phi^\dagger \phi \quad (\text{B.18})$$

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Ce Lagrangien est invariant sous le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le champ ϕ acquiert une valeur attendue du vide constante que l'on calcule en regardant la valeur stationnaire du Lagrangien :

$$\frac{\partial \mathcal{L}_\phi}{\partial(\phi^\dagger \phi)} = 0 \quad \Rightarrow \quad \langle \phi^\dagger \phi \rangle = \frac{\mu^2}{\lambda} \quad (\text{B.19})$$

À cette étape nous n'avons toujours pas précisé quelle composante de ϕ portait la valeur attendue du vide. Seul $\phi^\dagger \phi = |\phi^+|^2 + |\phi^0|^2$ est fixé, et $(\text{Re } \phi^+, \text{Im } \phi^+, \text{Re } \phi^0, \text{Im } \phi^0)$ peut se promener sur la surface d'une sphère à quatre dimensions. Le Lagrangien \mathcal{L}_ϕ B.18 est en fait invariant sous les rotations de cette sphère à quatre dimensions, un groupe $SO(4)$ isomorphe à $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'analogie à plus basse dimension de cette surface serait le fond d'une bouteille de vin comme sur la figure B.1.

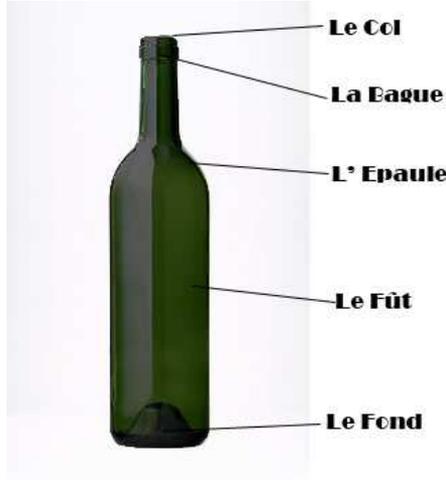


Figure B.1: Description d'une bouteille de vin.

Définissons maintenant la valeur attendue du vide (v) comme étant un paramètre réel dans la direction ϕ^0 :

$$\langle \phi \rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{bmatrix} \quad (\text{B.20})$$

Le facteur $1/\sqrt{2}$ est introduit ici par commodité. On trouve alors que les couplages de Yukawa de ϕ aux fermions ψ_i génèrent des termes de masse $m_i = g_{Yi}v/\sqrt{2}$, avec l'interaction de Yukawa définie comme suit :

$$\mathcal{L}_Y = -g_Y(\bar{\psi}_L \phi \psi_R + \text{h. c.}) \quad (\text{B.21})$$

où l'on voit que le champ ϕ se couple aux composantes droites et gauches de ψ_i . Aussi, la constante de couplage g_{Yi} est un paramètre arbitraire, ce qui signifie que les valeurs

des masses des fermions ne sont pas prédites (ni de manière absolue, ni de manière relative). On remarque cependant que plus une particule est lourde, plus son couplage au Higgs est important.

Nous allons désormais nous intéresser à l'effet de cette valeur attendue du vide sur les masses des bosons de jauge. Pour cela on doit remplacer ∂_μ par D_μ dans la partie cinétique du Lagrangien B.18. Ici :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^j W_\mu^j}{2} - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (\text{B.22})$$

où l'interaction de $U(1)_Y$ est caractérisée par une constante de couplage g' et un champ de jauge B_μ , et de même pour $SU(2)_L$ avec g et $\tau^j W_\mu^j$. Il est plus pratique de réécrire ϕ en termes de quatre champs réels indépendants (ξ^j, η) de cette manière :

$$\phi = \exp \frac{i\xi^j \tau^j}{2v} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (\text{B.23})$$

et on effectue une transformation de jauge $SU(2)_L$ pour en éliminer la dépendance en ξ :

$$\phi = \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (\text{B.24})$$

Les champs fermioniques et de jauge sont bien entendu transformés de façon identique. Réécrivons maintenant le terme cinétique des champs scalaires, en prenant en compte $Y = 1$ pour le champ de Higgs :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{K,\phi} &= (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) \\ &= \left| \left\{ \partial_\mu - \frac{ig}{2} \begin{bmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} - \frac{ig'}{2} B_\mu \right\} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v+\eta}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

Ce terme contient différentes contributions :

- le terme cinématique $\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta)$ pour le champ scalaire η
- $v\partial_\mu \eta$ est une divergence totale et peut donc être négligé (dans le contexte de la théorie des perturbations)
- il y a des interactions $WW\eta$, $BB\eta$, $WW\eta^2$ et $BB\eta^2$
- le terme en v^2 nous donne un terme de masse pour le champ de Yang-Mills :

$$\mathcal{L}_{m,YM} = \frac{v^2}{8} \{g^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] - (gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2\} \quad (\text{B.26})$$

La brisure spontanée de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ engendre donc un terme de masse pour les champs de jauge. C'est un exemple de mécanisme de Higgs [88]. Une des

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

conséquences inévitable de cette brisure est l'apparition d'un champ scalaire η , le champ de Higgs.

On peut identifier les masses des bosons chargés W en comparant l'équation précédente B.26 et B.8 ce qui nous donne :

$$(gv)^2/8 = M_W^2/2, \quad \text{ou} \quad M_W = gv/2 \quad (\text{B.27})$$

Puisque la constante de Fermi est reliée à g/M_W , on trouve :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2}, \quad \text{ou} \quad v = 2^{-1/4}G_F^{-1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (\text{B.28})$$

La combinaison $gW_\mu^3 - g'B_\mu$ acquiert elle aussi une masse, mais on doit normaliser correctement cette combinaison pour qu'elle contribue proprement au terme cinétique des champs de Yang-Mills :

$$\mathcal{L}_{K,YM} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (\text{B.29})$$

où :

$$W_{\mu\nu}^i \equiv \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k, \quad B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (\text{B.30})$$

En définissant :

$$\cos \theta \equiv \frac{g}{(g^2 + g'^2)^{1/2}}, \quad \text{de telle sorte que :} \quad \sin \theta \equiv \frac{g'}{(g^2 + g'^2)^{1/2}} \quad (\text{B.31})$$

on peut écrire que la combinaison normalisée $\sim gW_\mu^3 - g'B_\mu$ acquiert une masse :

$$Z_\mu \equiv W_\mu^3 \cos \theta - B_\mu \sin \theta \quad (\text{B.32})$$

La combinaison orthogonale n'acquiert pas de masse, elle, et peut être identifiée comme le photon :

$$A_\mu \equiv B_\mu \cos \theta + W_\mu^3 \sin \theta \quad (\text{B.33})$$

La masse du Z est donnée par :

$$\frac{(g^2 + g'^2)v^2}{8} = \frac{M_Z^2}{2}, \quad \text{ou} \quad M_Z = M_W(g^2 + g'^2)^{1/2}/g = M_W/\cos \theta \quad (\text{B.34})$$

Les bosons W et Z ont bien acquis une masse, mais celles-ci ne sont pas égales à moins que g' ne s'annule. g et g' étant non nuls, on s'attend à ce que le Z soit plus lourd que les W .

Pour résumer : on a commencé avec quatre champs scalaires ϕ^+ , ϕ^- , ϕ^0 , et $\bar{\phi}^0$, trois d'entre eux (ϕ^+ , ϕ^- , et la combinaison $(\phi^0 - \bar{\phi}^0)/i\sqrt{2}$) peuvent être absorbés dans la

transformation de jauge qui permet de passer de B.23 à B.24, ce qui est possible tant que $(\phi^0 + \bar{\phi}^0)/\sqrt{2}$ prend une valeur attendue du vide v . Le résultat est la génération de masses pour les trois bosons de jauge W^+ , W^- , et Z . La transformation de B.23 à B.24 était nécessaire afin d'éviter les mélanges des composantes longitudinales des champs de jauge aux champs scalaires.

Les trois champs scalaires non “physiques” offrent les degrés de liberté longitudinaux requis pour convertir les W^\pm et Z sans masse en champs massifs. Chaque état sans masse ne possède que deux états de polarisation ($J_Z = \pm J$), tandis qu'un champ vecteur massif en a trois ($J_Z = 0$ en plus).

Le Modèle Standard ne prédit pas la valeur de la masse du boson de Higgs, elle doit être déterminée expérimentalement même si les corrections radiatives la contraignent légèrement.

B.5 Mélanges des quarks

Le Lagrangien électrofaible de l'interaction entre les W et les quarks, avant la brisure de symétrie électrofaible, peut être écrit sous la forme (diagonale dans la base des saveurs) :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{U}'_L \gamma^\mu W_\mu^{(+)} D'_L + \text{h. c.}] \quad (\text{B.35})$$

où $U' \equiv (u', c', t')$ et $D' \equiv (d', s', b')$ sont les vecteurs colonnes décrivant les états propres de saveurs de l'interaction faible. g est toujours la constante de couplage faible de $SU(2)_L$, et ψ_L est la projection gauche du champ fermionique $\psi = U$ ou D .

Les mélanges de quarks viennent du fait que les termes de masse du Lagrangien permettent de connecter les états propres de saveur entre eux. Les matrices $\mathcal{M}_{U,D}$ dans :

$$\mathcal{L}_m = -[\bar{U}'_R \mathcal{M}_U U'_L + \bar{D}'_R \mathcal{M}_D D'_L + \text{h. c.}] \quad (\text{B.36})$$

peuvent alors avoir des termes non diagonaux. Il est possible de diagonaliser ces matrices par des transformations unitaires séparées pour les champs de quarks gauches et droits :

$$R_Q^+ \mathcal{M}_Q L_Q = L_Q^+ \mathcal{M}_Q^+ R_Q = \Lambda_Q \quad (\text{B.37})$$

avec :

$$Q'_L = L_Q Q_L, \quad Q'_R = R_Q Q_R \quad (Q = U, D) \quad (\text{B.38})$$

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

En utilisant cette relation entre les états propres de saveur et les états propres de masse on trouve :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{g}{\sqrt{2}} [\bar{U}_L \gamma^\mu W_\mu V D_L + \text{h. c.}], \quad U \equiv \begin{bmatrix} u \\ c \\ t \end{bmatrix}, \quad D \equiv \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (\text{B.39})$$

où U et D sont les états propres de masse et $V \equiv L_U^\dagger L_D$. Cette matrice V est la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [94, 95] (CKM). Elle est unitaire par construction et ne comporte aucune information sur R_U ou R_D .

Pour n quarks de type u et n quarks de type d , V est de dimension $n \times n$ et unitaire. Une matrice complexe $n \times n$ arbitraire ayant $2n^2$ paramètres libres réels, la contrainte d'unitarité en fixe n^2 , il ne reste donc plus que n^2 paramètres libres. On peut encore en enlever $2n - 1$ en redéfinissant de manière appropriée les phases relatives des quarks. Le nombre de paramètres libres restant est alors $n^2 - (2n - 1) = (n - 1)^2$. Parmi ceux-là, $n(n - 1)/2$ (nombre de rotations indépendantes dans un espace à n dimensions) correspondent à des angles, et les autres $(n - 1)(n - 2)/2$ correspondent à des phases.

Pour $n = 3$ on obtient donc trois angles et une phase. Et c'est cette phase qui, à l'époque en 1973, a motivé Kobayashi et Maskawa à introduire un troisième doublet de quarks [95] (si $n = 2$, $(n - 1)(n - 2)/2 = 0$, donc il n'y a pas de phase). Cette phase fournit une source potentielle de violation Charge-Parité (CP), ce qui lui a permis de fournir une explication pour expliquer les effets de violation CP observés dans le système de kaon, et suggérant des asymétries CP conséquentes dans la décroissance des mésons contenant des quarks b .

Une paramétrisation pratique de cette matrice CKM a été proposée par Wolfenstein [96] :

$$V \equiv \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.40})$$

$\lambda \sim 0,22$ et $A \sim 0,85$ ont été mesurés expérimentalement, et les contraintes provenant de diverses mesures et d'un ajustement global sur ρ et η sont représentées sur la figure B.2. Toutes les parties colorées se rejoignent en accord avec le Modèle Standard.

Malgré tous les succès du Modèle Standard de la physique des particules, il reste toujours des incompréhensions. Par exemple, il ne permet pas d'expliquer l'existence de trois générations de fermion dans la nature, qui ont exactement les mêmes propriétés à la différence de leurs masses, ni de prédire les masses de ces fermions (ce sont des paramètres ajustables de la théorie). Il ne parvient pas non plus à prendre en compte

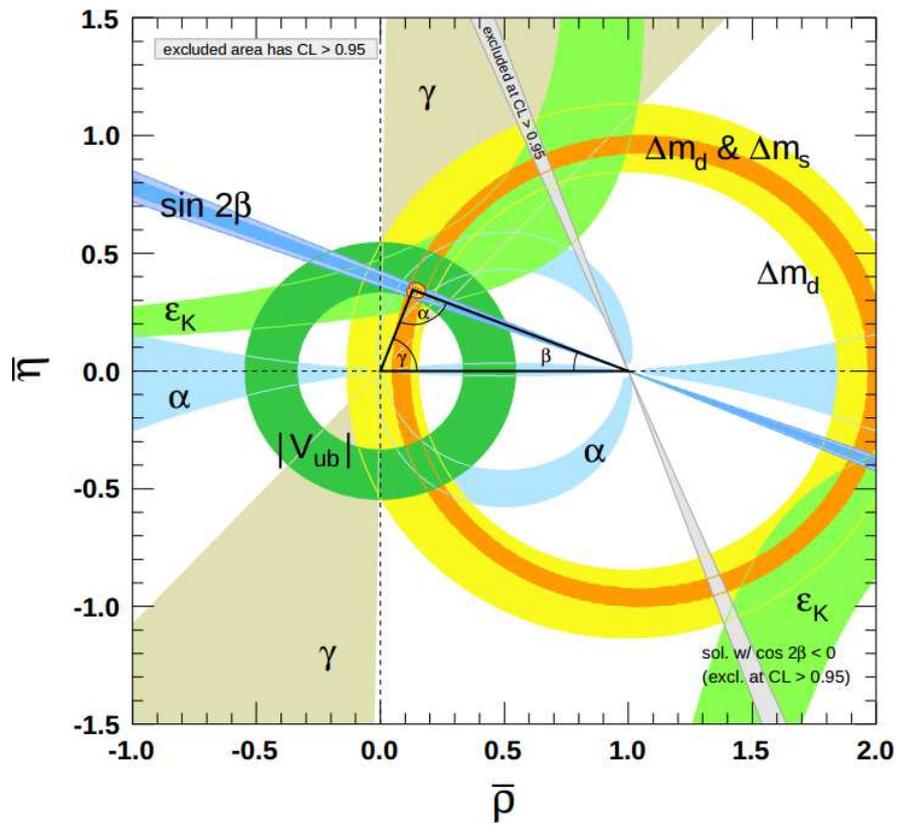


Figure B.2: Contraintes sur les paramètres $\bar{\rho} = \rho(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ et $\bar{\eta} = \eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})$ de la matrice CKM.

B. LE MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

l'interaction gravitationnelle qui est la quatrième force fondamentale. Pour toutes ces raisons il est souvent considéré comme une théorie effective à basse énergie.

Références

- [1] H. J. LIPKIN. **Quantum Theory of Neutrino Oscillations for Pedestrians : Simple Answers to Confusing Questions.** *Phys. Lett. B642*, 2006. 4
- [2] B. PONTECORVO. **Mesonium and anti-Mesonium.** *Eksp. Teor. Fiz. 33*, 1957. 5
- [3] ET S. SAKATA Z. MAKI, M. NAKAGAWA. **Remarks on the Unified Model of Elementary Particles.** *Prog. Theor. Phys. 28*, 1962. 5
- [4] H. WEYL. **Gravitation and the Electron.** *Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 15*, 1929. 6
- [5] E. MAJORANA. **Teoria Simmetrica dell'Elettrone e del Positrone.** *Nuovo Cimento 14*, 1937. 7
- [6] M. GELL-MANN *et al.* *Supergravity*, 1979. 8
- [7] T. YANAGIDA. **Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos.** *Prog. Theor. Phys. 64*, 1980. 8
- [8] R. N. MOHAPATRA ET G. SENJANOVIC. **Neutrino Mass and Spontaneous Parity Nonconservation.** *Phys. Rev. Lett. 44*, 1980. 8
- [9] M. GOEPPERT-MAYER. **Double Beta-Disintegration.** *Phys. Rev. 48*, 1935. 9
- [10] C. GIUNTI ET C. W. KIM. **Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics.** *Oxford University Press*, 2007. 11
- [11] J. SCHECHTER ET J. W. F. VALLE. **Neutrinoless Double- β Decay in $SU(2)\times U(1)$ Theories.** *Phys. Rev. D25*, 1982. 12
- [12] F. P. AN *et al.* **Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay.** *Phys. Rev. Lett. 108*, 2012. 14, 19

RÉFÉRENCES

- [13] J. BERINGER *et al.* **The Review of Particle Physics.** *Phys. Rev. D86*, 2012. 14, 18, 19, 20, 226
- [14] C. ATHANASSOPOULOS *et al.* **The Liquid Scintillator Neutrino Detector and LAMPF Neutrino Source.** *Nucl. Instrum. Meth. A388*, 1997. 15
- [15] G. MENTION *et al.* **The Reactor Antineutrino Anomaly.** *Phys. Rev. D83*, 2011. 15
- [16] ET M. LAVEDER M. A. ACERO, C. GIUNTI. **Limits on ν_e and anti- ν_e Disappearance from Gallium and Reactor Experiments.** *Phys. Rev. D78*, 2008. 15
- [17] K. N. ABAZAJIAN *et al.* **Light Sterile Neutrinos : A White Paper.** 2012. 17
- [18] R. DAVIS. **Solar Neutrinos. II. Experimental.** *Phys. Rev. Lett. 12*, 1964. 18
- [19] J. R. KLEIN ET D. L. WARK A. B. McDONALD. **Solving the Solar Neutrino Problem.** *Scientific American 288*, 2003. 18, 24
- [20] R. WENDELL *et al.* **Atmospheric Neutrino Oscillation Analysis with Sub-leading Effects in Super-Kamiokande I, II, and III.** *Phys. Rev. D81*, 2010. 18
- [21] Y. FUKUDA *et al.* **Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos.** *Phys. Rev. Lett. 81*, 1998. 18
- [22] P. ADAMSON *et al.* **Measurement of the Neutrino Mass Splitting and Flavor Mixing by MINOS.** *Phys. Rev. Lett. 106*, 2011. 18
- [23] Y. ABE *et al.* **Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment.** *Phys. Rev. Lett. 108*, 2012. 19
- [24] S.-B. KIM *et al.* **Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment.** 2012. 19
- [25] Y. ABE *et al.* **The T2K experiment.** *Nucl. Inst. Meth. A659*, 2011. 19
- [26] D.S. AYRES *et al.* **The NOvA Technical Design Report.** 2007. 19
- [27] **Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics.** <http://www.laguna-science.eu/>. 19
- [28] **LBNE Conceptual Design Report.** <http://lbne.fnal.gov/>. 19

- [29] K. ABE *et al.* **Letter of Intent : The Hyper-Kamiokande Experiment.** <http://arxiv.org/abs/1109.3262>. 19
- [30] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS *et al.* **Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay.** *Mod. Phys. Lett. A16*, 2001. 21
- [31] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS *et al.* **Search for Neutrinoless Double Beta Decay with Enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003.** *Phys. Lett. B586*, 2004. 21
- [32] C. E. AALSETH *et al.* **Comment on "Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay".** *Mod. Phys. Lett. A17*, 2002. 21
- [33] F. FERUGLIO *et al.* **Neutrino Oscillations and Signals in Beta and $0\nu 2\beta$ Experiments.** *Nucl. Phys. B637*, 2002. 21
- [34] M. CHAUVEAU. **Double Beta Decays Study with NEMO 3 and SuperNEMO.** Rencontres de Moriond *Proceedings*, 2012. 22
- [35] H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS *et al.* **Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double Beta Decay Experiment.** *Eur. Phys. J. A12*, 2001. 22
- [36] K. T. KNÖPFLE. **GERDA Status and Perspective.** *NOW Conference*, 2012. 23
- [37] A. ALESSANDRELLO *et al.* **Preliminary Results on Double Beta Decay of ^{130}Te with an Array of Twenty Cryogenic Detectors.** *Phys. Lett. B433*, 1998. 23
- [38] S. DI DOMIZIO. **CUORICINO : Final Results.** *TAUP Conference*, 2011. 23
- [39] **CUORE - Experiment.** <http://crio.mib.infn.it/wigmi/pages/cuore/the-experiment.php>. 23
- [40] T. ARAKI *et al.* **Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND : Evidence of Spectral Distortion.** *Phys. Rev. Lett. 94*, 2005. 24
- [41] A. GANDO *et al.* **Measurement of the Double- β Decay Half-Life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen Experiment.** *Phys. Rev. C85*, 2012. 24
- [42] J. HARTNELL. **Neutrinoless Double Beta Decay with SNO+.** *TAUP Conference Proceedings*, 2011. 24

RÉFÉRENCES

- [43] M. AUGER *et al.* **Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{136}Xe with EXO-200.** *Phys. Rev. Lett.* 109, 2012. 24
- [44] M. AUGER *et al.* **The EXO-200 Detector, Part I : Detector Design and Construction.** *JINST* 7, 2012. 24
- [45] X. SARAZIN. **Recherche de la Double Désintégration Beta sans Émission de Neutrino.** *Habilitation à Diriger les Recherches*, 2012. 25, 26
- [46] D. DASSIÉ *et al.* **NEMO-1 Double Beta Decay Prototype Detector with Multiwire Drift Tubes in the Geiger Mode.** *Nucl. Instr. Meth. A309*, 1991. 28
- [47] R. ARNOLD *et al.* **Performances of NEMO-2, a Prototype Tracking Detector for Double Beta Decay Measurements.** *Nucl. Instr. Meth. A354*, 1995. 29
- [48] R. ARNOLD *et al.* **Double Beta Decay of Cadmium 116.** *Z. Phys. C72*, 1996. 31
- [49] R. ARNOLD *et al.* **Double-Beta Decay of Se 82.** *Nucl. Instr. Meth. A636*, 1998. 31
- [50] R. ARNOLD *et al.* **Double-Beta Decay of Zr 96.** *Nucl. Instr. Meth. A658*, 1999. 31
- [51] D. DASSIÉ *et al.* **Two-Neutrino Double-Beta Decay Measurement of Molybdenum 100.** *Phys. Rev. D51*, 1995. 31
- [52] R. ARNOLD *et al.* **Technical Design and Performance of the NEMO 3 Detector.** *Nucl. Inst. Meth. A536*, 2005. 31
- [53] R. HEATON *et al.* **Neutron Production from Thick-Target (α , n) Reactions.** *Nucl. Instrum. Meth. A276*, 1989. 68, 69
- [54] V. CHAZAL *et al.* **Neutron Background Measurements in the Underground Laboratory of Modane.** *Astr. Phys.* 9, 1998. 70, 71
- [55] S. ROZOV *et al.* **Monitoring of the thermal neutron flux in the LSM underground laboratory.** 2010. 71
- [56] S. AGOSTINELLI *et al.* **Geant4 - A Simulation Toolkit.** *Nucl. Instrum. Meth. A506*, 2003. 77

- [57] R. ARNOLD *et al.* **Measurement of the Background in the NEMO 3 Double Beta Decay Experiment.** *Nucl. Instrum. Meth. A606*, 2009. 87
- [58] I. KISEL *et al.* **Cellular Automaton and Elastic Net for Event Reconstruction in the NEMO-2 Experiment.** *Nucl. Instrum. Meth. A387*, 1997. 91
- [59] J. KOTILA ET F. IACHELLO. **Phase Space Factors for Double- β Decay.** *Phys. Rev. C85*, 2012. 112, 165, 175, 191, 201
- [60] E. CHAUVEAU. **Double Beta Decays Study with NEMO 3 and SuperNEMO.** *Rencontres de Moriond*, 2012. 158
- [61] V. VASILIEV. **Studying NEMO Tracking Device Systematics with ^{207}Bi Electron Source.** *Note interne*, 2004. 164
- [62] J. ARGYRIADES *et al.* **Measurement of the Double Beta Decay Half-life of ^{150}Nd and Search for Neutrinoless Decay Modes with the NEMO-3 Detector.** *Phys. Rev. C80*, 2009. 164, 175
- [63] J. BAREA *et al.* **Nuclear Matrix Elements for Double- β Decay.** *Phys. Rev. C87*, 2013. 165, 175, 201
- [64] 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. A33*, 2007. 165
- [65] G. J. FELDMAN ET R. D. COUSINS. **A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals.** *Phys. Rev. D57*, 1998. 170
- [66] T. JUNK. **Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics.** *Nucl. Instrum. Meth. A434*, 1999. 175
- [67] D.-L. FANG *et al.* **Neutrinoless Double Beta Decay of Deformed Nuclei within QRPA with Realistic Interaction.** *Phys. Rev. C83*, 2011. 175
- [68] K. CHATURVEDI *et al.* **Nuclear Deformation and Neutrinoless Double- β Decay of $^{94,96}\text{Zr}$, $^{98,100}\text{Mo}$, ^{104}Ru , ^{110}Pd , $^{128,130}\text{Te}$ and ^{150}Nd Nuclei in Mass Mechanism.** *Phys. Rev. C78*, 2008. 175
- [69] T. R. RODRÍGUEZ ET G. MARTINEZ-PINEDO. **Energy Density Functional Study of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay.** *Phys. Rev. Lett. 105*, 2010. 175

RÉFÉRENCES

- [70] J. SUHONEN ET O. CIVITARESE. **Weak-Interaction and Nuclear-Structure Aspects of Nuclear Double Beta Decay.** *Phys. Rep.* 300, 1998. 177, 191
- [71] A. S. BARABASH *et al.* **Investigation of $\beta\beta$ Decay in ^{150}Nd and ^{148}Nd to the Excited States of Daughter Nuclei.** *Phys. Rev. C* 79, 2009. 190
- [72] W. PAULI. **Pauli's Letter.** <http://www.pp.rhul.ac.uk/ptd/TEACHING/PH2510/pauli-letter.html>, 1930. 216
- [73] Y. NAMBU. **A Systematics of Hadrons in Subnuclear Physics.** *Preludes in Theoretical Physics*, 1966. 226
- [74] J. Z. BAI *et al.* **Measurements of the Cross Section for $e^+e^- \rightarrow$ hadrons at Center-of-Mass Energies from 2 to 5 GeV.** *Phys. Rev. Lett.* 88, 2002. 227
- [75] R. BRANDELIK *et al.* **Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High Energies.** *Phys. Lett. B* 86, 1979. 228
- [76] D. BARBER *et al.* **Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA.** *Phys. Rev. Lett.* 43, 1979. 228
- [77] C. BERGER *et al.* **Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High Energies.** *Phys. Lett. B* 86, 1979. 228
- [78] W. BARTEL *et al.* **Observation of Planar Three-Jet Events in e^+e^- Annihilation and Evidence for Gluon Bremsstrahlung.** *Phys. Lett. B* 91, 1980. 228
- [79] T. D. LEE ET C. N. YANG. **Parity Nonconservation and a Two-Component Theory of the Neutrino.** *Phys. Rev.* 105, 1957. 228
- [80] R. P. FEYNMAN ET M. GELL-MANN. **Theory of the Fermi Interaction.** *Phys. Rev.* 109, 1958. 228
- [81] E. C. G. SUDARSHAN ET R. E. MARSHAK. **Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction.** *Phys. Rev.* 109, 1958. 228
- [82] H. YUKAWA. **On the Interaction of Elementary Particles. I.** *Proc. Phys.-Math. Soc. Japan* 17, 1935. 228
- [83] O. KLEIN. *Les Nouvelles Théories de la Physique*, 1938. 228
- [84] C. N. YANG ET R. L. MILLS. **Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance.** *Phys. Rev.* 96, 1954. 228

- [85] S. L. GLASHOW. **Partial-Symmetries of Weak Interaction.** *Nucl. Phys.* 22, 1961. 229
- [86] S. WEINBERG. **A model of Leptons.** *Phys. Rev. Lett.* 19, 1967. 229
- [87] A. SALAM. *Proc. of the 8th Nobel Symp.*, 1968. 229
- [88] P. W. HIGGS. **Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Field.** *Phys. Lett.* 12, 1964. 229, 233
- [89] F. J. HASERT *et al.* **Observation of Neutrino-like Interactions without Muon or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment.** *Phys. Lett. B*46, 1973. 229
- [90] T. NAKANO ET K. NISHIJIMA. **Charge Independence for V-particles.** *Prog. Theor. Phys.* 10, 1953. 230
- [91] M. GELL-MANN. **The Interpretation of the New Particles as Displaced Charge Multiplets.** *Il Nuovo Cimento* 4, 1956. 230
- [92] V. KHACHATRYAN *et al.* **Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC.** *Phys. Lett. B*716, 2012. 231
- [93] T. ABAJYAN *et al.* **Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC.** *Phys. Lett. B*716, 2012. 231
- [94] N. CABIBBO. **Unitary Symmetry and Leptonic Decays.** *Phys. Rev. Lett.* 10, 1963. 236
- [95] M. KOBAYASHI ET T. MASKAWA. **CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction.** *Prog. Theor. Phys.* 49, 1973. 236
- [96] L. WOLFENSTEIN. **Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix.** *Phys. Rev. Lett.* 51, 1983. 236

RÉFÉRENCES

Résumé

La série de détecteurs NEMO est conçue pour la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino qui prouverait que le neutrino est une particule de Majorana (*i.e.* identique à son antiparticule) et massif.

Après avoir présenté l'état des lieux en physique des neutrinos et les détecteurs NEMO 3 et SuperNEMO, cette thèse s'articule en deux parties indépendantes.

La première concerne l'étude du bruit de fond provenant des neutrons pour optimiser le blindage destiné au premier module de SuperNEMO. La conclusion de cette étude montre que l'ajout de plaques de polyéthylène boré par rapport au blindage de NEMO 3 (de part et d'autre du blindage en fer) permet d'obtenir un bruit de fond négligeable provenant des neutrons, dans la fenêtre en énergie du canal deux électrons où la double désintégration β sans émission de neutrino du sélénium-82 est attendue, en cinq ans de prise de données de ce premier module.

La seconde partie, *via* l'analyse des données du détecteur NEMO 3, permet une indication de la désintégration double β standard du néodyme-150 vers l'état excité 0_1^+ du samarium-150. La feuille de néodyme qui est placée dans le détecteur est analysée en détail pour obtenir cette indication à $3,7\sigma$ avec une demi-vie mesurée de :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [7, 12 \pm 1, 28 \text{ (stat.)} \pm 0, 91 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ ans}$$

Mots-clefs : NEMO - neutrino de Majorana - blindage neutron - néodyme-150 - double désintégration β - états excités

Abstract

The NEMO detector series is designed to search for the neutrinoless double β decay, which would prove that the neutrino is a Majorana particle (*i.e.* identical to its own antiparticle) and has a nonzero mass.

After an introduction to neutrino physics and a description of both the NEMO 3 and SuperNEMO detectors, this thesis is articulated in two independent parts.

The first provides an investigation of the neutron background in order to optimize the shielding for the first SuperNEMO module. The outcome of the study recommends the addition of borated polyethylene to the NEMO 3 shielding (on both sides of the iron shielding) to obtain a negligible background, coming from neutrons in the energy window of the two-electron channel where the neutrinoless double β decay of selenium-82 is expected, for the duration of five years for which data will be taken with this first module.

In the second part, the neodymium foil located in the NEMO 3 detector is deeply analyzed to obtain an indication of the standard double β decay of neodymium-150 to the 0_1^+ excited state of samarium-150. The measured half-life, with a significance of 3.7σ , is :

$$T_{1/2}(^{150}\text{Nd}_{0^+ \rightarrow 0_1^+}) = [7.12 \pm 1.28 \text{ (stat.)} \pm 0.91 \text{ (syst.)}] \times 10^{19} \text{ years}$$

Keywords : NEMO - Majorana neutrino - neutron shielding - neodymium-150 - double β decay - excited states