



HAL
open science

Méthode d'analyse pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos dans l'expérience NEMO3. Etude du bruit de fond et premiers résultats.

Anne-Isabelle Etienvre

► **To cite this version:**

Anne-Isabelle Etienvre. Méthode d'analyse pour la recherche de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos dans l'expérience NEMO3. Etude du bruit de fond et premiers résultats.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2003. Français. NNT: . tel-00002824

HAL Id: tel-00002824

<https://theses.hal.science/tel-00002824>

Submitted on 16 May 2003

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.

Table des matières

I	ASPECTS PHÉNOMÉNOLOGIQUES	7
1	La physique du neutrino et la double désintégration β	9
1.1	Le Modèle Standard	10
1.1.1	Champs fermioniques et champs de jauge	10
1.1.2	Le neutrino dans le cadre du Modèle Standard	11
1.1.3	Vers une physique au-delà du Modèle Standard ?	12
1.2	Le neutrino au-delà du Modèle Standard	13
1.2.1	Quelle est la nature du neutrino ?	14
1.2.2	La masse du neutrino	15
1.3	Mesure directe de la masse des neutrinos et expériences d'oscillations	17
1.3.1	Expériences cinématiques de mesure directe de la masse des neutrinos	17
1.3.2	Recherche d'oscillations de neutrinos	18
1.4	La double désintégration bêta	21
1.4.1	La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$)	22
1.4.2	La double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$)	25
1.4.3	Approche expérimentale de la double désintégration bêta	29
1.4.4	La double désintégration bêta et les oscillations de neutrinos	32
2	Mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ impliquant une violation de la R-parité	41
2.1	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal	41
2.1.1	L'algèbre de la Supersymétrie	41
2.1.2	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)	42
2.1.3	La R-parité	44
2.1.4	Violation de la R-parité	45
2.2	Mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ faisant intervenir une violation de la R-parité	46
2.2.1	$\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un gluino massif	47
2.2.2	$\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un neutrino léger, dans le cadre d'un processus vecteur-scalaire	54
2.3	Conclusion	56
II	LE DETECTEUR NEMO3	59
3	Le détecteur NEMO3	63
3.1	Le Laboratoire Souterrain de Modane	63
3.2	Sources d'émetteur double bêta	65
3.2.1	Répartition géométrique des différents émetteurs	65

3.2.2	Estimation d'une partie du bruit de fond externe à l'expérience	66
3.2.3	Production de sources isotopiquement enrichies et pures	68
3.3	Le détecteur de traces	68
3.3.1	Description géométrique	68
3.3.2	Principe de fonctionnement	69
3.3.3	Description du mélange gazeux de la chambre à fils	71
3.3.4	Les signaux analogiques collectés	71
3.3.5	Méthode d'acquisition des temps de propagation	73
3.4	Le calorimètre	74
3.4.1	Description	75
3.4.2	Etalonnage en énergie du calorimètre	78
3.4.3	Etalonnage en temps du calorimètre	80
3.4.4	Efficacité de détection d'un photon	81
3.5	La bobine	81
3.6	Les blindages	82
3.7	Acquisition des données	82
3.8	Performances attendues	82
3.8.1	Limites obtenues avec le ^{100}Mo	83
3.8.2	Limites obtenues avec le ^{82}Se	83
3.9	Montage de l'expérience et tests au LSM	83
3.9.1	Test du fonctionnement de la chambre à fils	83
3.9.2	Test du fonctionnement du calorimètre	84
3.10	Principes généraux de l'analyse	85
3.10.1	Reconstruction des traces	85
3.10.2	Identification des particules	85
3.10.3	Analyse temporelle	86
3.11	Conclusion	89
4	Description des différentes sources de bruit de fond de l'expérience NEMO3	93
4.1	Une contribution de la radioactivité naturelle : le ^{208}Tl et le ^{214}Bi	93
4.1.1	Origines	93
4.1.2	Mécanismes de simulation d'événements de $\beta\beta0\nu$ par ces sources de bruit de fond	98
4.2	Les neutrons	101
4.2.1	Origine	101
4.2.2	Rôle des blindages et mécanismes de simulation d'événements de $\beta\beta0\nu$ par les neutrons	101
4.3	Les muons cosmiques	102
4.4	La $\beta\beta2\nu$	103
4.5	Capacité du détecteur à quantifier les bruits de fond	103
4.6	Radiopureté du détecteur NEMO3	104
4.7	Conclusion	104
5	Performances du détecteur de traces de NEMO3	107
5.1	Description du fonctionnement de la chambre à fils	107
5.1.1	Exploitation des contenus des TDC anodique et α	107

5.1.2	Caractéristiques de fonctionnement de la chambre à fils	109
5.2	Résolution et reconstruction transverses et longitudinales par cellule Geiger .	110
5.2.1	Production d'électrons de haute énergie	110
5.2.2	Sélection d'événements à un électron traversant	112
5.2.3	Reconstruction transverse	113
5.2.4	Résolution transverse	121
5.2.5	Reconstruction longitudinale	122
5.2.6	Résolution longitudinale	124
5.3	Résolution et reconstruction transverses et longitudinales du vertex des traces	126
5.3.1	Principe de l'étude	126
5.3.2	Canal à un électron	129
5.3.3	Canal à deux électrons	139
5.4	Conclusion	141
5.5	Probabilité de confusion entre un électron et un positron	141

III Analyse de données

145

6	Mesure de la radiopureté en ^{208}Tl des émetteurs $\beta\beta$ de NEMO3 ; estimation de la présence de thoron à l'intérieur du détecteur gazeux	147
6.1	Principe de l'analyse de la radiopureté des sources en ^{208}Tl	147
6.2	Etude du canal $e^-\gamma$	150
6.2.1	Coupages sur les énergies de l'électron et du photon	150
6.2.2	Analyse temporelle du canal $e^-\gamma$	151
6.2.3	Efficacités des coupures appliquées	154
6.2.4	Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^-\gamma$	155
6.3	Etude du canal $e^-2\gamma$	158
6.3.1	Coupages sur les énergies de l'électron et des photons	158
6.3.2	Analyse temporelle du canal $e^-2\gamma$	164
6.3.3	Efficacités des coupures appliquées	166
6.3.4	Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^-2\gamma$	168
6.4	Etude du canal $e^-3\gamma$	169
6.4.1	Coupages sur l'énergie de l'électron et des photons	169
6.4.2	Analyse temporelle du canal $e^-3\gamma$	174
6.4.3	Efficacités des coupures appliquées	174
6.4.4	Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^-3\gamma$	176
6.4.5	Limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^-3\gamma$	176
6.5	Activité des sources de ^{100}Mo en ^{208}Tl	177
6.6	Estimation de la présence de thoron à l'intérieur du gaz	177
6.6.1	Principe de l'analyse	177
6.6.2	Estimation de l'efficacité des coupures effectuées	179
6.6.3	Etude des données expérimentales	180
6.6.4	Ultra faible activité en thoron à l'intérieur du détecteur	181

6.7	Conclusion	182
7	Analyse de la double désintégration bêta interdite	185
7.1	Motivations	185
7.2	Principe	186
7.2.1	Choix des variables	186
7.2.2	Définition des probabilités de distribution	187
7.2.3	Vraisemblance	188
7.2.4	Coupures effectuées	189
7.3	Distributions de probabilité	189
7.3.1	Double désintégration bêta permise $\beta\beta 2\nu$	190
7.3.2	Double désintégration bêta interdite $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche V-A	192
7.3.3	Double désintégration bêta interdite $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit V+A	194
7.3.4	^{208}Tl interne	197
7.3.5	^{214}Bi interne	198
7.3.6	Bruit de fond externe : ^{214}Bi et ^{208}Tl externes	199
7.3.7	Neutrons	200
7.4	Tests de la méthode	200
7.4.1	Discrimination entre les deux types de $\beta\beta 0\nu$	200
7.4.2	Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ en présence de $\beta\beta 2\nu$ seule	201
7.4.3	Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ en présence de toutes les sources de bruit de fond	202
7.5	Application aux données expérimentales	203
7.5.1	Coupures appliquées	203
7.5.2	Caractéristiques des données acquises	205
7.5.3	Efficacités	206
7.5.4	Maximum de vraisemblance	206
7.6	Conclusion	209
	Bibliographie	217

Introduction

La physique du neutrino a fait l'objet de nombreuses recherches, dans les 30 dernières années, afin de répondre à un certain nombre de questions relatives aux caractéristiques de cette particule, que le Modèle Standard de la physique des particules présente comme électriquement neutre, de masse nulle et de chiralité gauche.

Une première interrogation portait sur la masse du neutrino : les expériences reposant sur l'étude des oscillations des neutrinos, solaires ou atmosphériques, ont conduit à une indication très forte en faveur d'une valeur non nulle de la masse des neutrinos, en mettant en évidence un signal d'oscillation des neutrinos solaires ν_e vers une autre saveur. Une seconde interrogation porte sur la nature du neutrino : ce dernier est-il une particule de Dirac ou bien une particule de Majorana ? Il est possible d'apporter des éléments de réponse à cette question en réalisant deux types d'expérience ; le premier consiste à mesurer le moment magnétique du neutrino, mais cette étude est difficile à réaliser expérimentalement. Le second, reposant sur l'étude de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, est en revanche plus prometteur : en effet, ce processus, s'il est observé, signerait l'existence de la violation de la conservation du nombre leptonique associé à l'électron. Dans le cadre du modèle d'échange d'un neutrino massif, l'existence d'un neutrino massif de Majorana serait alors prouvée.

L'expérience NEMO3 (Neutrino Ettore Majorana Observatory), située dans le Laboratoire souterrain de Modane, a pour objectif la recherche de ce processus. Ce détecteur présente un certain nombre de spécificités, parmi lesquelles figure la présence d'un détecteur de traces, la possibilité de mesurer son propre bruit de fond, et l'étude de plusieurs noyaux émetteurs double bêta. Assemblée progressivement de décembre 1999 à décembre 2001, l'expérience prend ses premières données depuis juin 2002.

Dans une première partie, phénoménologique, je présenterai tout d'abord les caractéristiques et les enjeux de la physique du neutrino, ainsi que les résultats expérimentaux actuels qui lui sont associés, en accordant une place particulière à la double désintégration bêta. Puis je montrerai les corrélations entre ce processus et un certain nombre de mécanismes supersymétriques, situés dans le cadre d'une violation trilineaire de la R-parité ; l'incidence des limites apportées par NEMO3 sur un certain nombre de constantes caractéristiques de cette violation sera montrée de façon quantitative.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à l'étude du détecteur. Dans un premier chapitre, la description des différents éléments constituant le détecteur est présentée, ainsi que les étapes successives préalables au démarrage de l'expérience. Un second chapitre est dédié à la description des différentes sources de bruit de fond de NEMO3, qu'il importe

de très bien connaître et réduire, compte tenu du faible nombre d'événements de signal attendus. Un troisième chapitre présente l'étude des performances du détecteur de traces de l'expérience, menée à bien à partir des données acquises entre juin 2002 et octobre 2002 : après avoir précisé les caractéristiques du fonctionnement de la chambre à fils, les résolutions caractéristiques, tridimensionnelles, ont été déterminées, ainsi que la probabilité de confondre un électron et un positron.

La dernière partie est consacrée à l'analyse des premières données acquises par le détecteur. Ces dernières, bien que préliminaires du fait d'un fonctionnement non encore stable de l'expérience, étaient d'une qualité suffisante pour mener à bien une analyse. Dans un premier chapitre, l'étude de différents canaux m'a permis de déterminer une limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources présentes dans l'expérience. De plus, l'absence d'une contamination gênante en thoron (^{220}Rn) au sein du détecteur de traces a été vérifiée. Le dernier chapitre présente le principe d'analyse de la double désintégration bêta interdite, reposant sur un maximum de vraisemblance permettant d'utiliser pleinement les potentialités du détecteur NEMO3. La mise en place de cette méthode d'analyse, sa validité et son application aux données expérimentales sont décrites : une limite inférieure, très préliminaire, sur la période de ce processus a ainsi pu être déterminée.

Première partie

ASPECTS
PHÉNOMÉNOLOGIQUES

Chapitre 1

La physique du neutrino et la double désintégration β

En 1914, Chadwick mesura l'énergie du rayonnement bêta du Rhodium et obtint un spectre continu ; W. Pauli, en 1930, proposa une interprétation possible à ce qui semblait alors être une anomalie en postulant l'existence d'une particule électriquement neutre, de spin $1/2$, de masse petite mais pas nécessairement nulle, baptisée neutrino par E. Fermi ; ce dernier incorpora cette particule à sa théorie des interactions faibles, bien avant qu'elle ne soit mise en évidence expérimentalement, en 1956, par C. L. Cowan et F. Reines (les antineutrinos $\bar{\nu}_e$ créés dans le réacteur nucléaire de Savannah River, en Caroline du Sud, furent identifiés par la réaction β^+ qu'ils induisent). S'ensuivirent d'autres découvertes qui vinrent affiner la description du neutrino : citons la violation de la parité (C.S.Wu;1957), la découverte du neutrino muonique en 1962, puis du neutrino tau en 2000, et enfin le déficit observé en mesurant sur la Terre le flux de neutrinos solaires et atmosphériques (ceci a amené certains théoriciens à émettre l'hypothèse selon laquelle les neutrinos pourraient osciller d'une saveur à une autre au cours de leur propagation, hypothèse étayée récemment de façon forte par l'expérience SNO [13]). Néanmoins, cette particule reste mystérieuse et soulève un certain nombre de questions auxquelles les physiciens tentent de répondre à l'heure actuelle.

L'objectif de ce chapitre est de présenter la double désintégration bêta sans émission de neutrinos tant du point de vue des enjeux théoriques que ce processus représente que du point de vue expérimental. Pour ce faire, je commencerai par présenter le neutrino dans le cadre du Modèle Standard de la Physique des particules, dont les principales caractéristiques, mais aussi les limites, seront brièvement décrites ici. Puis nous verrons quelles sont les spécificités apportées par une description du neutrino au-delà du Modèle Standard. Une revue des expériences portant d'une part sur la mesure directe des masses des neutrinos et, d'autre part, sur les oscillations des neutrinos sera présentée, afin d'avoir une vue d'ensemble des résultats dont nous disposons actuellement. Enfin, je terminerai par une description détaillée de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos en présentant les enjeux théoriques inhérents à un tel processus, les mécanismes mis en jeu ainsi que les principaux résultats expérimentaux.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard [1] est une théorie de jauge décrivant les particules de matière comme des champs fermioniques interagissant via l'échange de bosons vecteurs, de spin 1. Les interactions prises en compte par ce modèle sont l'interaction forte (Chromodynamique Quantique QCD), décrite par le groupe non abélien $SU(3)_c$, ainsi que l'interaction électrofaible, décrite par le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

1.1.1 Champs fermioniques et champs de jauge

La matière est décrite par trois familles de fermions de spin 1/2, comme le montre le tableau 1.1 ci-dessous.

leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
	$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$
quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$
	$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$
	$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$

TAB. 1.1 – *Les trois familles de quarks et de leptons du Modèle Standard.*

Les trois états propres de l'interaction faible (d' , s' et b') sont reliés aux états propres de masse (d , s et b) par la matrice de mélange de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa, relative au secteur des quarks. Chaque famille regroupe :

- les composantes gauches des quarks et des leptons, appartenant à un doublet d'isospin de $SU(2)$;
- la composante droite des quarks et du lepton (e , μ ou τ), appartenant à un singulet d'isospin de $SU(2)$.

L'invariance locale de jauge, principe de symétrie sur lequel repose le Modèle Standard, prédit l'existence de bosons de spin 1, vecteurs des interactions citées ci-dessus. Ces bosons dits "de jauge" (le photon, les W^\pm , et le Z^0 pour l'interaction électrofaible, d'une part, et, d'autre part, huit gluons de masse nulle pour l'interaction forte) ont tous été mis en évidence à ce jour. Il a été montré expérimentalement que les bosons W et Z ont une masse, que l'on ne peut pas prendre en compte brutalement dans le lagrangien, en introduisant un terme cinématique qui violerait le principe de symétrie de jauge et rendrait la théorie non-renormalisable. Le seul moyen connu pour résoudre ce problème fait appel au mécanisme de Higgs, proposé en 1964 par P.W.Higgs [2], qui consiste à introduire un doublet complexe de champs scalaires, dont la composante neutre a une valeur moyenne dans le vide non nulle. Par ce mécanisme, la symétrie électrofaible est spontanément brisée et fait apparaître un boson de Higgs massif et trois bosons de Goldstone. Le choix d'une jauge judicieuse permet de s'affranchir de ces derniers, qui n'ont pas de réelle signification physique, et de donner

une masse aux bosons W et Z , tout en conservant un photon de masse nulle.

Les physiciens se sont inspirés de ce mécanisme pour donner une masse aux fermions élémentaires (leptons chargés et quarks), en introduisant un couplage - dit de Yukawa - entre le doublet de Higgs et les leptons ou les quarks tout en respectant la symétrie locale de jauge de $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$.

1.1.2 Le neutrino dans le cadre du Modèle Standard

Présentation du neutrino vu par le Modèle Standard

Dans le cadre du Modèle Standard, les neutrinos sont décrits comme des particules électriquement neutres, de spin $1/2$, de masse nulle et de chiralité¹ gauche, leurs antiparticules étant de chiralité droite.

Le nombre de saveurs de neutrinos se couplant à l'interaction faible a été mesuré par le LEP et le SLC en 1989 ([3]) grâce à la mesure de la largeur du Z^0 : $N_\nu = 2.994 \pm 0.012$; la cosmologie, à travers l'étude de la nucléosynthèse primordiale, a fourni uniquement une limite supérieure sur le nombre de saveurs de neutrinos, égale à 4. Les neutrinos électroniques sont produits par désintégration bêta, le processus élémentaire mis en jeu dans les deux cas étant $u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ et $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$. Les neutrinos muoniques sont produits par désintégration de muons ou de pions. Soulignons que ce n'est que récemment que le neutrino ν_τ a été mis en évidence, par l'expérience DONUT ([4]), dans la désintégration du tau.

Le Modèle Standard suppose également que les nombres leptoniques associés à chacune des trois familles de leptons se conservent indépendamment les uns des autres au cours d'un processus donné et que les neutrinos se couplent aux bosons W^\pm uniquement par des courants V-A.

Le neutrino, une particule de Weyl

Le neutrino, en tant que particule de spin $1/2$, peut donc être, a priori, décrit par un spineur de Dirac à quatre composantes Ψ obéissant à l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\Psi = 0 \tag{1.1}$$

Les matrices γ_μ peuvent être définies par :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \text{ et } \gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}, \text{ } \sigma_i \text{ désignant les matrices de Pauli (i=1,2,3).$$

Ce champ Ψ peut être décomposé en ses composantes chirales :

¹la chiralité (gauche ou droite) d'une particule est un invariant de Lorentz, contrairement à l'hélicité (positive ou négative) ; cette dernière peut être définie comme étant la projection du spin de la particule sur la direction de sa quantité de mouvement : ces deux quantités ne sont confondues que si la masse de la particule est nulle.

$$\Psi = \Psi_R + \Psi_L,$$

où $\Psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\Psi$ désigne la composante de chiralité droite, $\Psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\Psi$ désigne la composante de chiralité gauche, et $\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix}$.

En règle générale, la composante de chiralité gauche d'un spineur de Dirac est la superposition de deux états d'hélicités opposées, mais, à haute énergie, il se résume à un champ d'hélicité négative associé à une composante très affaiblie, par un facteur de l'ordre de m/E , d'hélicité positive. Le neutrino étant, dans le cadre du Modèle Standard, une particule gauche de masse nulle, il correspond donc à un état d'hélicité négative.

Par ailleurs, l'équation (1.1) admet, dans le cas général d'un fermion de spin 1/2 et de masse m non nulle, quatre solutions indépendantes : deux solutions, notées ν_L et ν_R , d'énergie positive, correspondant aux deux états de spin 1/2 des particules, et deux solutions, notées $\bar{\nu}_L$ et $\bar{\nu}_R$, d'énergie négative, correspondant aux deux états de spin 1/2 des antiparticules. Dans la mesure où les seules interactions considérées dans le Modèle Standard, faisant intervenir des neutrinos, impliquent des couplages V-A pour les neutrinos gauches ou les antineutrinos droits, les neutrinos droits et les antineutrinos gauches sont stériles et peuvent donc ne pas exister. Le neutrino peut donc être décrit, dans le cadre du Modèle Standard, par un spineur à deux composantes comme une particule de Weyl.

1.1.3 Vers une physique au-delà du Modèle Standard ?

Les collisionneurs (e^+e^-) (LEP et SLC) et pp (Tevatron) ont permis des découvertes majeures, confirmant les prédictions du Modèle Standard ; certains paramètres ont fait l'objet de nombreux tests de précisions qui se sont avérés concluants ² (certains paramètres ont ainsi été mesurés avec une précision de l'ordre de 0.1%). Néanmoins, les physiciens ne sont pas pleinement satisfaits par ce Modèle et ce, pour plusieurs raisons que je vais exposer brièvement, avant de présenter les extensions du Modèle Standard envisagées.

Les limites du Modèle Standard

Dans la représentation habituelle du Modèle Standard figure un nombre important de paramètres (au moins 19) : les 3 constantes de couplage de jauge, un angle caractérisant la violation de CP pour l'interaction forte θ_{QCD} , les masses des 6 quarks et des 3 leptons chargés, 3 angles et une phase décrivant le mélange des quarks, et 2 paramètres caractérisant le mécanisme de Higgs. Outre cette profusion de paramètres, les limites du Modèle Standard peuvent être résumées en trois questions, exposées ci-dessous :

- la première concerne le problème de la masse : en effet, la masse des particules provient-elle réellement de l'existence d'un boson de Higgs et, si tel est le cas, pourquoi ces masses sont-elles si dispersées, d'une part, et, d'autre part, si éloignées de la masse de Planck $M_P \simeq 10^{19} GeV$?

²citons notamment les masses des bosons W et Z, la masse du top, la largeur du Z (Γ_Z), $\sin^2\Theta_W$, les asymétries gauche-droite et "avant-arrière",...

- la seconde concerne l’unification des interactions décrites par le Modèle Standard : peuvent-elles être réunies en un seul groupe de jauge ? Peut-on aller plus loin et trouver une théorie prenant en compte la gravitation ?
- la dernière concerne les familles : pourquoi n’existe-t-il que trois familles ? Comment expliquer la violation de CP ?

Les extensions du Modèle Standard

L’hypothèse de l’existence d’une physique au-delà du Modèle Standard a été confirmée, au cours des dernières années, par les résultats fournis par un certain nombre d’expériences, portant notamment sur les oscillations de neutrinos. Ces expériences seront décrites de façon plus détaillée dans le paragraphe 1.3. Ces résultats, accompagnés de nombreux autres, ne peuvent qu’encourager les physiciens à s’intéresser aux différentes extensions du Modèle Standard élaborées par les théoriciens.

Parmi ces théories figure la Grande Unification, qui consiste à voir le groupe de symétrie du Modèle Standard, $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, comme un sous-groupe d’un groupe G qui unifierait les interactions électrofaible et forte : au-delà d’une certaine énergie, très élevée (10^{15} GeV), ces interactions seraient décrites par une seule constante de couplage. Le candidat le plus simple pour jouer le rôle du groupe G est $SU(5)$, dont la représentation fait intervenir 12 nouveaux bosons de jauge de masse élevée (X et Y), appelés leptoquarks ; ces derniers rendraient alors possible la désintégration du proton. La durée de vie du proton prédite par le modèle minimal de $SU(5)$ est en contradiction avec les limites expérimentales actuelles (la limite inférieure donnée par le “Particle Data Group” est de quelques 10^{30} années), ce qui encourage les physiciens à se tourner vers d’autres groupes, tels que $SO(10)$ ou $SU(5)$ supersymétrique non minimal [5].

Ces théories ne parviennent pas à répondre à certaines des questions soulevées précédemment. Si les masses des scalaires et des fermions intervenant dans les boucles étaient identiques, les corrections radiatives pourraient s’annuler : la Supersymétrie, symétrie transformant bosons en fermions et fermions en bosons apporte donc des partenaires scalaires aux fermions et pourrait donc être un remède au problème de hiérarchie. Cette symétrie sera évoquée plus en détails au chapitre suivant, au travers des implications de certains mécanismes de violation de la R-parité, symétrie supplémentaire intervenant dans de nombreux modèles supersymétriques, sur la double désintégration bêta .

Mettre en évidence l’existence d’une physique au-delà du Modèle Standard est le but recherché par de nombreuses expériences, prenant actuellement des données, ou bien en phase de construction, ou encore à l’état de projet. Parmi les domaines de recherche explorés figure la physique du neutrino, qui fait l’objet d’un vaste programme d’investigation. Les raisons qui sous-tendent un tel intérêt seront exposées au paragraphe suivant.

1.2 Le neutrino au-delà du Modèle Standard

Parmi les nombreuses questions qui se posent à propos du neutrino, deux retiennent particulièrement l’attention des physiciens : la première concerne la nature du neutrino (est-ce

une particule de Dirac ou bien une particule de Majorana ?); la seconde concerne sa masse : en effet, pourquoi cette dernière serait-elle nulle, comme le suppose le Modèle Standard, postulat non justifié par un argument théorique ? Certaines extensions du Modèle Standard prévoient un neutrino massif et parviennent à expliquer une masse faible, mais non nulle, du neutrino.

1.2.1 Quelle est la nature du neutrino ?

Un fermion solution de l'équation de Dirac est associé dans le cas le plus général à quatre états distincts, notés, dans le cas des neutrinos massifs, ν_- (particule d'hélicité négative), $\bar{\nu}_-$ (antiparticule d'hélicité négative), ν_+ et $\bar{\nu}_+$ pour les états d'hélicité positive.

Le neutrino, une particule de Dirac ?

Un fermion, et en particulier un neutrino, est dit "de Dirac" si ν et $\bar{\nu}$ sont distincts. Les deux états (ν_- , $\bar{\nu}_+$), images l'un de l'autre sous CPT, conduisent à leurs partenaires (ν_+ et $\bar{\nu}_-$) par une transformation de Lorentz ou sous l'action d'un champ électrique ou magnétique externe. Les moments magnétique et électrique d'un neutrino de Dirac massif sont en général non nuls, bien que très faibles (pour plus de précisions, voir par exemple [7]).

Le neutrino, une particule de Majorana ?

Un fermion, et en particulier un neutrino, est dit "de Majorana" si ν et $\bar{\nu}$ sont identiques : il ne reste donc plus que deux états indépendants. Soulignons qu'une particule de Majorana est nécessairement électriquement neutre, l'opérateur de charge étant identiquement nul, et que ce n'est pas un état propre de l'opérateur conjugaison de charge C, dès que les interactions électrofaibles interviennent. En revanche, le neutrino de Majorana est un état propre de CP à condition de négliger la violation CP de l'interaction faible ; la parité intrinsèque CP d'un tel neutrino est imaginaire pure et vaut $\pm i$. Enfin, les moments magnétique et électrique d'un neutrino de Majorana sont rigoureusement nuls.

Mise en évidence expérimentale de la nature du neutrino

Les expériences de diffusion de neutrinos faisant intervenir des courants chargés ou neutres, sur accélérateurs, ne permettent pas de distinguer un neutrino de Dirac d'un neutrino de Majorana dans la mesure où l'amplitude de la réaction est indépendante de la nature du neutrino, le domaine de masse du neutrino étudié étant de 1 eV, dans ce type d'expériences . Une autre façon de déterminer la nature du neutrino serait de mesurer son moment magnétique, notamment dans la diffusion ν_e : aucun résultat expérimental n'a été établi à ce jour. Par conséquent, le seul mécanisme qui semble être à même d'apporter un élément de réponse à la question concernant la nature du neutrino est la double désintégration bêta sans émission de neutrinos, dont les caractéristiques seront présentées en détail au paragraphe 1.4.

1.2.2 La masse du neutrino

Prise en compte de la masse du neutrino dans le lagrangien

Le lagrangien dont dérive l'équation de Dirac (1.1) contient un terme de masse qui, dans le cas usuel, est de la forme :

$$-L_m = m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$$

Les notations utilisées sont celles introduites au paragraphe 1.1.2. Ce terme s'écrit aussi :

$$-L_m = m(\bar{\psi}_L\psi_R) + h.c.,$$

h.c. désignant l'hermitique conjugué de l'expression considérée. Si l'on souhaite généraliser ce terme de masse, en acceptant que le nombre leptonique n'est pas un bon nombre quantique, il faut construire des combinaisons de champs invariante sous une transformation de Lorentz. Pour ce faire, il est possible d'utiliser les champs ψ_c , droit et gauche, résultant de l'opération de conjugaison de charge sur les champs ψ droit et gauche. On montre aisément (voir par exemple [7]) que les seules possibilités sont ³ :

$$\bar{\psi}_L\psi_R, \bar{\psi}_R(\psi_R)_c \text{ et } \bar{\psi}_L(\psi_L)_c,$$

ainsi que leurs hermitiques conjugués.

Le terme de masse le plus général s'écrit alors :

$$-L_m = m_D[\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.] + \frac{m_L}{2}[\bar{\psi}_L(\psi_L)_c + h.c.] + \frac{m_R}{2}[\bar{\psi}_R(\psi_R)_c + h.c.]$$

où m_D , m_L et m_R désignent des scalaires réels. Le premier terme, dit "terme de Dirac" est invariant sous U(1). Les deux autres, dits "termes de Majorana" ne sont pas invariants sous U(1), ce qui n'est pas gênant puisqu'il s'agit ici de particules électriquement neutres. On peut réécrire ceci sous forme matricielle [8] :

$$-L_m = \frac{1}{2}\bar{v}\mathcal{M}v^c + h.c.$$

le vecteur v étant défini par :

$$v = \begin{pmatrix} (\psi_L)_c \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

\mathcal{M} désigne ici la matrice de masse, 2x2, symétrique réelle comme le montre son expression :

³la définition de $(\psi_L)_c$ adoptée est la suivante : $(\psi_L)_c = C(\bar{\psi}_L)^T$

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Cette matrice est donc diagonalisable ; soient χ_1 et χ_2 les deux états propres associés aux deux valeurs propres M_{χ_1} et M_{χ_2} . L_m s'écrit alors, en notant $N_1 = \chi_1 + (\chi_1)^c$ et $N_2 = \chi_2 + (\chi_2)^c$:

$$-L_m = \frac{1}{2} (M_{\chi_1} \bar{N}_1 N_1 + M_{\chi_2} \bar{N}_2 N_2)$$

Soulignons que cette réécriture du terme de masse du lagrangien semble plaider en faveur de neutrinos qui, s'ils sont massifs, seraient de Majorana puisque N_1 et N_2 , vérifiant l'égalité $N_i = N_i^c$, décrivent nécessairement des fermions de Majorana.

Avant de généraliser cette modélisation de la masse des neutrinos en prenant en compte les différentes familles de neutrinos, je vais brièvement décrire une interprétation bien connue de la masse des neutrinos, baptisée "modèle de la balançoire".

Le modèle de la balançoire (ou "see-saw") [7]

Considérons le cas simple où le couplage gauche des neutrinos de Majorana est inexistant ; la matrice de masse se réduit alors à :

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}$$

où M se rattache au terme de Majorana, m , à celui de Dirac. La diagonalisation de la matrice conduit aux valeurs propres suivantes :

$$M_{\pm} = \frac{1}{2} [M \pm \sqrt{M^2 + 4m^2}]$$

En supposant que M est rattachée à l'échelle de masse des théories de Grande Unification ($\simeq 10^{15} GeV$), il est légitime de négliger m face à M . Les masses des deux neutrinos, états propres de la matrice ci-dessus, sont alors reliées par la relation :

$$M_+ M_- = m^2$$

avec :

$$M_+ \simeq M \text{ et } M_- \simeq m^2/M$$

Par conséquent, si M augmente, un neutrino s'alourdit, l'autre s'allège, le produit de leurs deux masses restant "équilibré" car constant ! Ce modèle présente l'avantage de donner une explication naturelle à l'existence de neutrinos de très faible masse.

Le mélange des neutrinos

L'expression de la matrice de masse (1.2) se généralise aisément lorsqu'on prend en compte les différentes familles de neutrinos. En effet, il suffit de remplacer ψ_L par $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L$ et les scalaires m_D , m_L et m_R par des matrices symétriques complexes.

Soient ν_i les neutrinos de Majorana, vecteurs propres de masse résultant de la diagonalisation de la matrice de masse \mathcal{M} . Les états propres de saveur sont alors reliés aux états propres de masse par la relation suivante :

$$\nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i$$

Cette expression, qui fait intervenir la matrice U unitaire, baptisée matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), est analogue au mélange des saveurs des quarks via la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.

1.3 Mesure directe de la masse des neutrinos et expériences d'oscillations

Une limite supérieure à la masse des neutrinos a été apportée par les contraintes astrophysiques (explosion de la SN1987A) et cosmologiques. Par ailleurs, un certain nombre d'expériences sont à même d'étudier la masse des neutrinos et apportent des limites supérieures plus faibles, donc plus intéressantes [9]. Ces expériences peuvent être classées en trois catégories : les expériences de type cinématiques mesurant directement la masse des neutrinos, les expériences de recherche d'oscillations entre les neutrinos de trois saveurs et les expériences portant sur la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Cette dernière sera expliquée en détail dans le paragraphe suivant ; un aperçu du principe et des résultats des deux autres types d'expériences est présenté dans ce paragraphe.

1.3.1 Expériences cinématiques de mesure directe de la masse des neutrinos

Ces expériences reposent toutes sur le principe de conservation de l'énergie-impulsion mais se distinguent par le processus étudié, lié au type de neutrino étudié.

Limite sur la masse du neutrino électronique

Mettre une limite supérieure sur la masse du neutrino électronique par une mesure directe est actuellement effectué à partir de l'étude de l'extrémité du spectre en énergie de la désintégration bêta de noyaux judicieusement choisis. En effet, dN/dE (E étant l'énergie de l'électron) est proportionnel à $\sqrt{1 - m_\nu^2/E^2}$: une analyse fine du bout du diagramme de Kurie, ce dernier n'étant sensible à la masse du neutrino que proche du Q_β de la réaction, permet d'avoir accès à une limite supérieure sur m_{ν_e} [10]. La réaction la plus couramment étudiée utilise la désintégration bêta du Tritium (${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) : c'est le cas

des expériences Troitsk et Mainz. La limite actuelle, commune aux deux expériences citées précédemment, est la suivante :

$$m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV (à 95 \% C.L.) [11]}$$

L'expérience KATRIN (Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment), qui étudiera également la désintégration bêta du Tritium, envisage d'atteindre une limite de 0.35 eV (à 90% C.L.) ; les expériences étudiant le ^{187}Rh à l'aide de bolomètres permettront également d'atteindre des limites inférieures à celles existant actuellement.

Limite sur la masse du neutrino muonique

La limite sur la masse du neutrino muonique repose sur la mesure précise de l'impulsion du μ^+ produit par la désintégration du π^+ : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. La limite actuelle est la suivante :

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV (à 90 \% C.L.) [12]}$$

Limite sur la masse du neutrino τ

La limite sur la masse du neutrino tau découle de l'étude de la désintégration du tau, notamment à travers le processus : $\tau^- \rightarrow 5\pi^- + \nu_\tau$. L'expérience ALEPH (LEP) a donné comme limite, résultant de la combinaison des différents processus étudiés :

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV (à 95 \% C.L.) [17]}$$

1.3.2 Recherche d'oscillations de neutrinos

Dans le cas de neutrinos massifs, un état propre, de saveur donnée, est une combinaison linéaire des états propres de masse. Ceci peut donc conduire à l'observation d'un phénomène au cours duquel un neutrino, produit dans une saveur donnée, développe des composantes d'une saveur différente au cours de sa propagation. Ce processus, baptisé oscillation et évoqué pour la première fois par Pontecorvo, est interdit par le Modèle Standard Minimal puisqu'il viole le nombre leptonique de saveur. Après avoir donné un aperçu simplifié du formalisme sur lequel repose ce phénomène, je donnerai les principaux résultats expérimentaux dont nous disposons à l'heure actuelle.

Formalisme simplifié

Considérons simplement deux familles de neutrinos, ν_e et ν_μ , par exemple. Dans ce cas, les deux états propres de saveur sont reliés aux deux états propres de masse par la matrice de mélange, unitaire, U , qui s'écrit dans ce cas :

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

θ est appelé l'angle de mélange entre les deux saveurs précitées. Si un neutrino est produit à l'instant initial dans un état de saveur ν_e , la probabilité pour que, à une distance L , se soit développée une composante de l'état propre de saveur ν_μ est donnée par la formule suivante :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, L(m)) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E}$$

où E désigne l'énergie du neutrino initial (en MeV), et Δm^2 (en eV^2), la différence du carré des masses des états propres de masse considérés.

Par conséquent, la probabilité d'apparition de l'état propre ν_μ oscille avec une période T correspondant à une longueur d'oscillation L_{osc} définie ainsi :

$$L_{osc}(m) = cT = 2.5 \frac{E(MeV)}{\Delta m^2(eV^2)}$$

La distance optimale d'observation d'un potentiel phénomène d'oscillations est donc $L_{osc}/2$.

Résultats expérimentaux

La quête d'observations de ce phénomène fait l'objet d'un certain nombre d'expériences, depuis un quart de siècle. Ces expériences se distinguent notamment par la source de neutrinos étudiés.

Neutrinos solaires

La principale source de neutrinos est le Soleil : il émet environ 2.10^{38} ν_e par seconde, ces neutrinos étant l'un des produits des réactions thermonucléaires se produisant au sein du Soleil. A partir de l'observation d'un déficit du flux de neutrinos mesuré à la surface de la Terre, deux interprétations possibles ont été avancées en termes d'oscillations : ces dernières pourraient avoir lieu au sein du Soleil, de façon résonnante (l'effet MSW explique ce phénomène de façon théorique), ou bien au cours de leur trajet entre le Soleil et la surface de la Terre. A l'effet MSW correspondent deux régions : LMA, associé à un grand angle de mélange, et SMA, associé à un faible angle de mélange. Une autre région, baptisée VO, correspond à la deuxième solution ; il existe également une région intermédiaire, charnière entre les deux solutions citées ci-dessus, notée LOW.

L'expérience SNO, installée au Canada, au fond de la mine de nickel de Sudbury, a mis en évidence l'oscillation des neutrinos solaires vers une autre saveur [39] ; de plus, les résultats de cette expérience tendent à défavoriser nettement la solution à petit angle de mélange (SMA), et à favoriser celle à grand angle (LMA), l'angle de mélange correspondant au meilleur ajustement vérifiant $\tan^2\theta = 0.34$ (99.73% C.L.) [13].

Neutrinos de réacteurs

source	oscillations	résultats expérimentaux
réacteur nucléaire	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$	exclusion pour $ \Delta m^2 > 7.10^{-4} eV^2$
neutrinos solaires [39]	$\nu_e \rightarrow \nu_x$	LMA MSW : $2.2 \cdot 10^{-5} < \Delta m^2 < 2.0 \cdot 10^{-4} (eV^2)$ (99.73% C.L.) LOW : $3.5 \cdot 10^{-8} < \Delta m^2 < 1.2 \cdot 10^{-7} (eV^2)$ (99.73% C.L.)
neutrinos atmosphériques [40]	$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$	$1.6 \cdot 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.9 \cdot 10^{-3} (eV^2)$ (90% C.L.)
Los Alamos	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$1.6 \cdot 10^{-1} < \Delta m^2 < 2.0 (eV^2)$ (95% C.L.)

TAB. 1.2 – *Résultats obtenus par les expériences recherchant les oscillations de neutrinos*

Les réacteurs nucléaires constituent une source de $\bar{\nu}_e$. A titre d'exemple, un réacteur de 3 GW émet environ $7.7 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e$ par seconde, d'une énergie de quelques MeV. Les résultats de l'expérience Chooz [18] permettent d'exclure l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ à 90 % de C.L. pour $\Delta m^2 > 0.9 \cdot 10^{-3} eV^2$ et $\sin^2 2\theta > 0.18$. L'expérience KAMLAND (Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector), située au Japon, a confirmé récemment l'hypothèse d'existence d'oscillations de ν_e , et étaye fortement l'hypothèse LMA relatives aux neutrinos solaires [14].

Neutrinos atmosphériques

L'interaction du rayonnement cosmique avec l'atmosphère terrestre produit des pions qui, à basse énergie, donnent lieu à deux ν_μ et un ν_e pour un pion. Le flux des neutrinos atmosphériques à la surface de la Terre est d'environ $10^{-1} cm^{-2} s^{-1}$. Le rapport du flux de ν_μ sur celui de ν_e est inférieur à deux, du fait d'un déficit du flux des ν_μ : un phénomène d'oscillations pourrait légitimement être à l'origine de cette observation. L'étude de ce phénomène est menée à bien par l'expérience SuperKamiokande, située au Japon, notamment.

Neutrinos d'accélérateurs

Les accélérateurs de particules produisent essentiellement des ν_μ et des $\bar{\nu}_\mu$ par désintégration des pions et des kaons. L'expérience LSND a rapporté l'apparition de ν_e dans le faisceau de ν_μ produit à Los Alamos. L'expérience OPERA, enfin, est la seule expérience étudiant l'apparition de ν_τ dans un faisceau de ν_μ , produit au CERN.

Un récapitulatif des différents résultats expérimentaux est présenté dans le tableau 1.2, et résumé sur la figure 1.1.

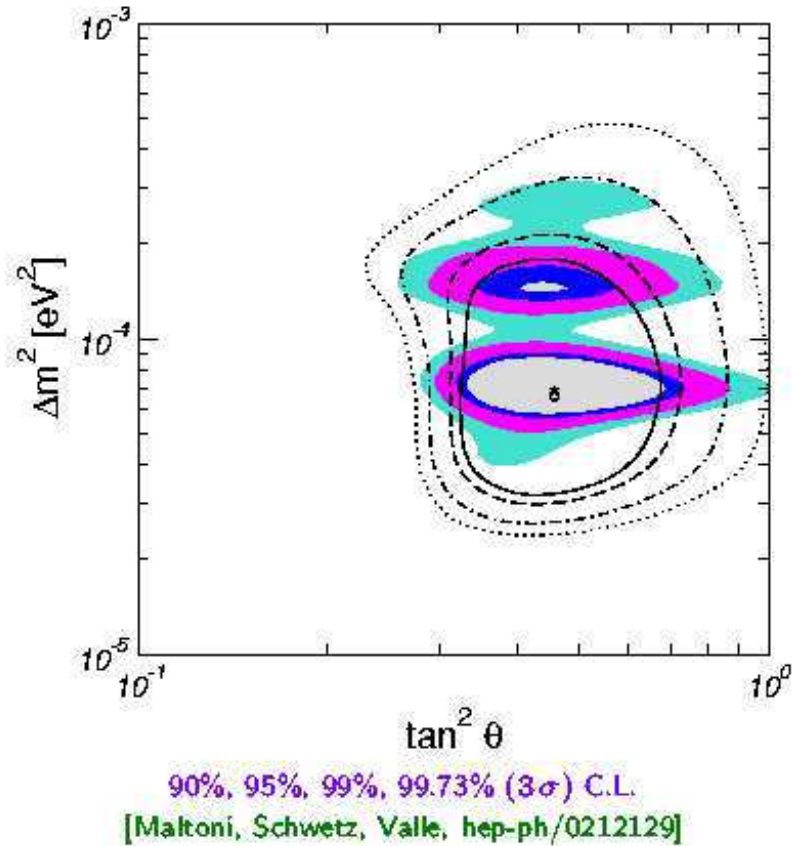


FIG. 1.1 – Bilan de l'étude des oscillations de neutrinos, solaires et produits par les réacteurs.

Vers quatre familles de neutrinos ?

Les résultats ci-dessus montrent que chacun des différents types d'expériences conduit à un ordre de grandeur différent pour Δm^2 . Or la somme des Δm^2 , portant sur les différentes familles, doit être nulle. Compte tenu des ordres de grandeur très différents des valeurs indiquées ci-dessus, cette condition ne peut pas être satisfaite, quel que soit le signe attribué à Δm^2 . Deux solutions se présentent alors pour interpréter ces résultats expérimentaux : la première consiste à rejeter le résultat de LSND, non confirmé par d'autres expériences ; la seconde consiste à postuler l'existence d'un quatrième neutrino, qualifié de stérile (ν_s) car ce dernier ne se couple pas à l'interaction faible. ⁴

1.4 La double désintégration bêta

La double désintégration bêta, au cours de laquelle un noyau (A, Z) se désintègre en un noyau ($A, Z+2$) avec émission de deux électrons, regroupe deux processus, tous deux du second ordre de l'interaction faible. Le premier, noté $\beta\beta 2\nu$, est accompagné de l'émission de deux neutrinos ; ce processus, permis par le Modèle Standard, envisagé pour la première

⁴MINIBOONE, dont le démarrage est proche, permettra de confirmer ou d'infirmer les résultats de LSND

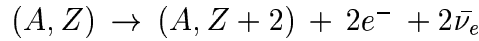
fois en 1935 par Goepper-Mayer, ne fut observé expérimentalement qu'en 1968. Le second, noté $\beta\beta 0\nu$, suggéré pour la première fois par W.H. Furry en 1939, se produit sans l'émission de neutrinos; interdit par le Modèle Standard, ce mécanisme s'inscrit dans la lignée des recherches d'une potentielle physique située au-delà du Modèle Standard, dans la mesure où il permet de tester un certain nombre de propriétés caractéristiques du neutrino, telles que sa masse et sa nature : sa mise en évidence expérimentale, qui n'a pas encore eu lieu à ce jour, prouverait l'existence d'un neutrino massif de Majorana.

Après avoir présenté les aspects phénoménologiques de ces deux processus, en décrivant notamment les différents mécanismes sur lesquels repose la $\beta\beta 0\nu$, je donnerai un aperçu expérimental de la double désintégration bêta, en précisant les contraintes imposées par ce processus ainsi que les résultats actuels.

1.4.1 La double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$)

Présentation générale

La double désintégration bêta avec émission de deux neutrinos peut se voir comme deux désintégrations bêta simples successives :



Deux neutrons se transforment en deux protons, comme le montre la figure 1.2.

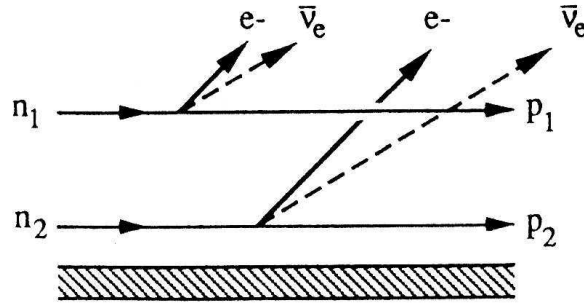


FIG. 1.2 – Processus de double désintégration β avec émission de 2 antineutrinos.

Ce processus ne peut avoir lieu qu'entre deux noyaux pair-pair (l'énergie d'appariement abaisse en effet la parabole de masse de ces noyaux [21]), lorsque la désintégration bêta simple est supprimée pour le noyau (A, Z) pour des raisons énergétiques ou bien fortement défavorisée pour des raisons de spin. En outre, il est nécessaire que les noyaux vérifient la relation : $M_A(A, Z) > M_A(A, Z + 2)$, $M_A(A, Z)$ désignant la masse atomique du noyau (A, Z) . Par ailleurs, les états fondamentaux des noyaux pair-pair étant décrits par $J^\pi = 0^+$, des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ sont attendues dans toute désintégration $\beta\beta 2\nu$. Parfois, le niveau 2^+ du noyau fils $(A, Z+2)$ peut être atteint, ce qui donne lieu à des transitions $0^+ \rightarrow 2^+$.

Le spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons émis lors d'une désintégration $\beta\beta 2\nu$ est un spectre continu, qui s'étend jusqu'à l'énergie disponible de la réaction, notée $Q_{\beta\beta}$ ou E_0 (figure 1.3).

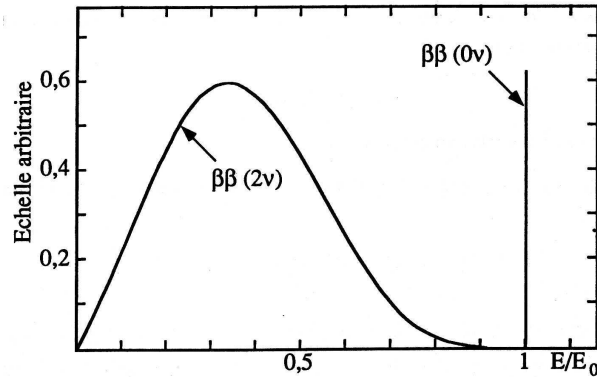


FIG. 1.3 – Spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons émis par les processus de désintégration double bêta $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$.

Le nombre de candidats à la désintégration double bêta est relativement élevé, comme le montre le tableau 1.3, mais nous verrons au paragraphe 1.4.3. que les contraintes expérimentales réduisent le nombre de candidats.

Demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$

Le processus $\beta\beta 2\nu$ peut être décrit comme deux désintégrations bêta simples successives : la première a lieu entre l'état initial du noyau (A, Z) et un état intermédiaire, virtuel, du noyau impair-impair ($A, Z+1$), de spin-parité 1^+ ; la seconde a lieu entre cet état et l'état final du noyau ($A, Z+2$). Une illustration de ce mode de désintégration est donnée sur la figure 1.4.

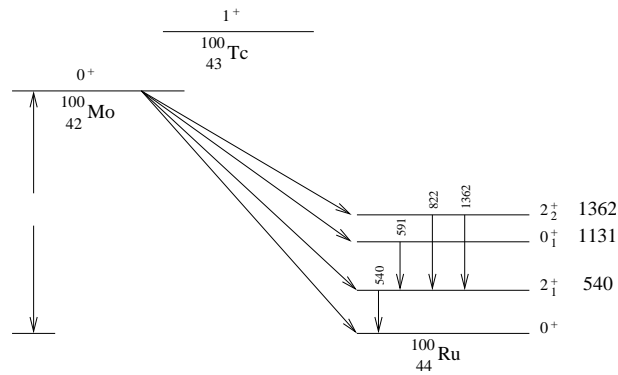


FIG. 1.4 – Schéma de désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo

Les transitions associées à une désintégration bêta simple peuvent être, dans le cas général, de deux types :

- la transition de Fermi vérifie : $\Delta J = 0$ et $\Delta\pi = 0$
- la transition de Gamov-Teller vérifie : $\Delta J = 1$ et $\Delta\pi = 0$

Transition	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance (%)
$^{146}\text{Nd} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$	70.5 ± 4.9	17
$^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{98}\text{Ru}$	112.0 ± 8.2	24
$^{80}\text{Se} \rightarrow ^{80}\text{Kr}$	133.6 ± 4.4	50
$^{122}\text{Sn} \rightarrow ^{122}\text{Te}$	366 ± 10	4.6
$^{192}\text{Os} \rightarrow ^{192}\text{Pt}$	414.0 ± 4.2	41
$^{204}\text{Hg} \rightarrow ^{204}\text{Pb}$	416.5 ± 4.2	7
$^{186}\text{W} \rightarrow ^{186}\text{Os}$	488.0 ± 4.1	29
$^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{114}\text{Sn}$	536.7 ± 4.1	29
$^{170}\text{Er} \rightarrow ^{170}\text{Yd}$	653.9 ± 4.1	15
$^{134}\text{Xe} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$	830.1 ± 3.1	10
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{232}\text{U}$	842.2 ± 3.4	100
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	867.2 ± 2.3	32
$^{46}\text{Ca} \rightarrow ^{46}\text{Ti}$	990.4 ± 2.6	0.004
$^{70}\text{Zn} \rightarrow ^{70}\text{Ge}$	1001.3 ± 3.4	0.6
$^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{198}\text{Hg}$	1047.5 ± 4.9	7
$^{176}\text{Yb} \rightarrow ^{176}\text{Hf}$	1086.6 ± 4.0	13
$^{94}\text{Zr} \rightarrow ^{94}\text{Mo}$	1144.0 ± 2.9	17
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	1145.0 ± 2.8	99
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	1251.0 ± 4.2	23
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Sr}$	1255.7 ± 2.5	17
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	1300.0 ± 6.4	19
$^{142}\text{Ce} \rightarrow ^{142}\text{Nd}$	1416.5 ± 4.1	11
$^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$	1730.1 ± 4.2	22
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	1928.6 ± 4.2	6
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2000 ± 11	12
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2038.7 ± 2.1	8
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2287.0 ± 2.1	6
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2468.4 ± 7.6	9
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$	2528.9 ± 2.1	33.8
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2804.7 ± 4.2	7.5
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995.2 ± 3.3	9.2
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034.8 ± 6.3	9.6
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350.0 ± 3.5	2.8
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3367.1 ± 4.9	5.6
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4272.0 ± 4.1	0.187

TAB. 1.3 – Noyaux candidats à la double désintégration $\beta^-\beta^-$.

Par conséquent, la désintégration $\beta\beta 2\nu$ fait intervenir deux transitions de Gamov-Teller successives, les transitions de Fermi ne pouvant pas avoir lieu.

La période de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ ([20], [22]) peut se mettre sous la forme suivante :

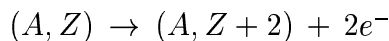
$$(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta})|M_{GT}^{2\nu}|^2 \quad (1.4)$$

où $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta})$ est un facteur d'espace des phases, variant selon $Q_{\beta\beta}^{11}$ et $M_{GT}^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire du processus $\beta\beta 2\nu$. Le calcul de la demi-vie pour une désintégration aboutissant à un état excité 2^+ du noyau final $(A, Z+2)$ est similaire ; la valeur de l'espace des phases est plus petite, puisque l'énergie disponible est inférieure, donc la transition, défavorisée par rapport à celle précédemment étudiée.

Le calcul de cet élément de matrice peut être mené à bien en utilisant deux formalismes différents : le modèle en couches, qui prend en compte tous les états du noyau intermédiaire, ou bien le formalisme QRPA⁵ [23]. Ce dernier présente un inconvénient : en effet, la valeur de l'élément de matrice dépend de façon très sensible de l'intensité du couplage des corrélations particule-particule (g_{pp}). Les deux formalismes conduisent, pour un même noyau, à des résultats pouvant varier, suivant les auteurs, jusqu'à un facteur 3. Il est donc particulièrement important de mesurer expérimentalement la demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ de différents noyaux afin de valider un mode de calcul préférentiellement à un autre.

1.4.2 La double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$)

Le processus de double désintégration bêta sans neutrino se manifeste par l'émission de deux électrons emportant à eux deux toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$, ce qui se traduit sur le spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons par un pic de Dirac, élargi compte tenu de la résolution du détecteur utilisé, et centré sur l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$, comme le montre la figure 1.3.



Ce processus, qui concerne les mêmes noyaux que ceux susceptibles de subir une double désintégration bêta $\beta\beta 2\nu$, est interdit par le Modèle Standard, puisqu'il entraîne une violation du nombre leptonique de deux unités. La $\beta\beta 0\nu$ peut se produire via différents mécanismes, que je vais brièvement détailler dans ce paragraphe.

Echange d'un neutrino par couplage V-A

Présentation générale

⁵le formalisme QRPA (Quasi Random Phase Approximation) traite le problème à N corps dans le cadre de la physique nucléaire

Le diagramme décrivant la double désintégration $\beta\beta 0\nu$ dans le cas où seuls des couplages V-A sont pris en compte est représenté sur la figure 1.5.a.

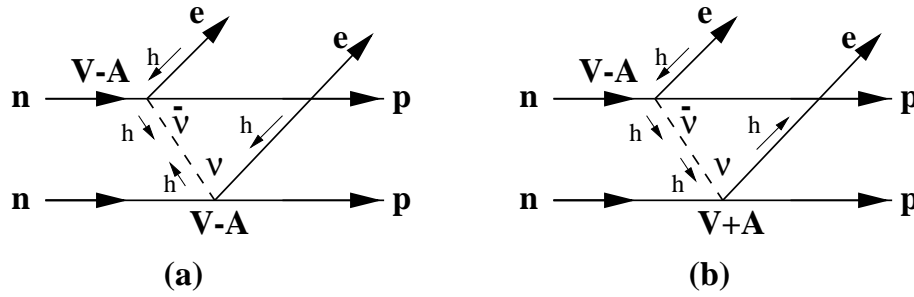


FIG. 1.5 – Diagrammes du processus $\beta\beta 0\nu$ dans le cas d'un couplage purement V-A (a) ou dans le cas de couplages V-A et V+A (b)

Au premier vertex, un antineutrino d'hélicité positive est émis puis il est absorbé au second vertex en tant que neutrino d'hélicité négative. Ce processus a lieu si et seulement si les conditions suivantes sont satisfaites :

- le neutrino doit être de Majorana : en effet, l'antineutrino émis au premier vertex doit être reconnu au second vertex comme neutrino, donc le neutrino et son antiparticule doivent être identiques
- le neutrino doit être massif, puisqu'un changement d'hélicité a lieu entre les deux vertex, ce qui n'est possible par transformation de Lorentz que pour une particule de masse non nulle

Demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ dans le cas de couplages purement V-A

La période du processus décrit ci-dessus peut se mettre sous la forme :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}) |M_{GT}^{0\nu} - \left(\frac{g_V}{g_A}\right)^2 M_F^{0\nu}|^2 | \langle m_\nu \rangle |^2 \quad (1.5)$$

où :

- $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta})$ est le facteur d'espace des phases, calculé de façon précise par la théorie
- M_{GT} et M_F sont les éléments de matrice nucléaire ; ces derniers sont différents de ceux calculés dans le cadre du processus $\beta\beta 2\nu$ bien qu'utilisant les mêmes méthodes de calcul, et font appel à des transitions différentes
- g_V et g_A sont les constantes de couplage de l'interaction faible, vecteur et axial ($g_V/g_A = 0.8$)

– $\langle m_\nu \rangle$ est la masse effective du neutrino électronique, définie par :

$$|\langle m_\nu \rangle| = \left| \sum_i m_i U_{ei}^2 \right| \quad (1.6)$$

U_{ei} désignant, dans cette expression, trois éléments de la matrice de mélange PMNS U_{ij} précédemment définie.

Par conséquent, afin d'accéder à la masse effective, il faut mesurer la période du processus $\beta\beta 0\nu$ étudié, mais aussi connaître très précisément les éléments de matrice nucléaire ; en dépit des progrès effectués dans le calcul de ces éléments, la connaissance imparfaite que l'on a d'eux entraîne une incertitude sur la masse effective non négligeable. Le tableau 1.4 résume les différentes valeurs des éléments de matrice nucléaire, relatifs à la $\beta\beta 0\nu$ et à la $\beta\beta 2\nu$, disponibles actuellement, pour les noyaux présents dans NEMO3 [22].

Noyau	$(G^{2\nu})^{-1}$ (y)	$(G^{0\nu})^{-1}$ (y)	$M^{2\nu}$	$M^{0\nu}$
^{48}Ca	$2.52 \cdot 10^{16}$	$4.10 \cdot 10^{24}$	0.007 – 0.061	0.80 - 1.14
^{82}Se	$2.30 \cdot 10^{17}$	$9.27 \cdot 10^{24}$	0.069 – 0.230	1.29 - 3.93
^{96}Zr	$5.19 \cdot 10^{16}$	$4.46 \cdot 10^{24}$	0.01 – 0.11	2.02
^{100}Mo	$1.06 \cdot 10^{17}$	$5.70 \cdot 10^{24}$	0.151 – 0.263	2.12 - 4.77
^{116}Cd	$1.25 \cdot 10^{17}$	$5.28 \cdot 10^{24}$	0.074 – 0.112	2.02 - 2.62
^{130}Te	$2.08 \cdot 10^{17}$	$5.89 \cdot 10^{24}$	0.013 – 0.112	2.50 - 6.07
^{150}Nd	$8.41 \cdot 10^{15}$	$1.25 \cdot 10^{24}$	0.025 – 0.152	0.45 - 0.61

TAB. 1.4 – Espaces de phase et éléments de matrice associés à la $\beta\beta 2\nu$ et à la $\beta\beta 0\nu$, pour les différents noyaux présents dans NEMO3

Désintégration $\beta\beta 0\nu$ en présence d'un couplage V+A

Présentation générale

L'hypothétique existence d'une interaction faible droite, telle que l'envisagent les modèles de symétrie gauche-droite [24], permet d'envisager un processus de double désintégration bêta sans émission de neutrinos faisant intervenir un couplage V+A, c'est-à-dire un courant droit. Comme le montre la figure 1.5.b, l'antineutrino émis, via un couplage V-A, au premier vertex, d'hélicité positive, est absorbé, dans ce cas, au second vertex via un couplage V+A, donc en tant que neutrino d'hélicité positive. Par conséquent, ce processus a lieu si et seulement si :

- le neutrino est de Majorana (pour les mêmes raisons que celles invoquées dans le cas du processus faisant intervenir un couplage purement V-A)
- le neutrino est massif : en effet, le renversement d'hélicité n'est plus nécessaire ici, mais une masse non nulle est nécessaire pour des raisons d'orthogonalité entre les matrices de mélange, distinctes, des neutrinos d'hélicité positive ou négative [20]

L'expression de la période, dans le cas où l'on tient compte d'hypothétiques courants droits, fait intervenir un certain nombre de paramètres liés à l'existence conjointe des interactions faibles gauche et droite. Une définition succincte de ces paramètres est donnée ci-dessous :

- les bosons vecteurs de l'interaction faible droite, notés W_R^\pm et les bosons vecteurs de l'interaction faible gauche, W_L^\pm , sont reliés aux états propres de masse de l'interaction faible, notés W_1 et W_2 , par :

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\xi & \sin\xi \\ -\sin\xi & \cos\xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix}$$

- le paramètre η , représentant le couplage entre le courant droit leptonique et le courant gauche des quarks, est défini par : $\eta \simeq \tan\xi$
- le paramètre λ , représentant le couplage entre le courant droit leptonique et le courant droit des quarks, est défini par : $\lambda \simeq (M_1/M_2)^2$, M_i désignant la masse du boson W_i .
- l'interaction faible droite implique l'existence d'une matrice de mélange des neutrinos droits, notée V, définie de façon analogue à la matrice U. On définit alors $\langle \eta \rangle$ et $\langle \lambda \rangle$ par :

$$\langle \eta \rangle = \eta \sum_j U_{ej} V_{ej} \text{ et } \langle \lambda \rangle = \lambda \sum_j U_{ej} V_{ej}$$

- $\psi_i, i = 1, 2$ désigne la phase entre la masse effective et $\langle \lambda \rangle$ et $\langle \eta \rangle$, respectivement.

La période de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos s'écrit donc, lorsque les processus pris en compte sont ceux impliquant l'échange d'un neutrino léger, avec des couplages V-A et V+A [20] :

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = C_{mm} \left(\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \right)^2 + C_{\lambda\lambda} \langle \lambda \rangle^2 + C_{\eta\eta} \langle \eta \rangle^2 +$$

$$C_{m\lambda} \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \langle \lambda \rangle \cos \psi_1 + C_{m\eta} \frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e} \langle \eta \rangle \cos \psi_2 + C_{\lambda\eta} \langle \lambda \rangle \langle \eta \rangle \cos(\psi_1 - \psi_2)$$

(Eq. 1.7)

Dans cette expression, les coefficients C_x désignent des combinaisons de huit éléments de matrice nucléaire et de neuf facteurs cinématiques. Le premier terme correspond au graphe 1 de la figure 1.6 ; les deux suivants sont associés à l'existence d'un courant droit, les trois derniers correspondent aux interférences entre les différents graphes.

Si $\langle \eta \rangle$ et $\langle \lambda \rangle$ sont nuls, l'expression de la demi-vie est identique à celle exprimée précédemment (1.5).

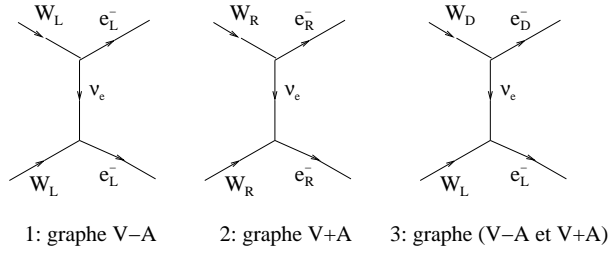


FIG. 1.6 – Graphes correspondant à la $\beta\beta 0\nu$

Autres mécanismes

D'autres mécanismes peuvent être avancés pour décrire la $\beta\beta 0\nu$. Citons tout d'abord un mécanisme couramment testé dans les expériences de double désintégration bêta : il s'agit du cas où les électrons émis sont accompagnés par un Majoron [22], [25] ; cette particule, neutre, est le boson de Goldstone associé à la brisure spontanée de la symétrie (B-L). Le spectre de la somme des énergies cinétiques des deux électrons est alors continu, se différenciant ainsi du spectre attendu dans le cas de la $\beta\beta 0\nu$ (figure 1.3). Par ailleurs, la forme du spectre de $\beta\beta 0\nu$ avec production d'un Majoron se distingue de celle du spectre de $\beta\beta 2\nu$.

Par ailleurs, il existe un certain nombre de mécanismes induits par une violation bilinéaire ou trilinéaire de la R-parité, dans le cadre du MSSM. Faisant l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre suivant, je ne les détaillerai donc pas ici.

1.4.3 Approche expérimentale de la double désintégration bêta

Méthodes de mesure

Historiquement, la première expérience ayant mesuré des périodes de double désintégration bêta permise, pour le ^{130}Te , reposait sur un procédé géochimique [26] : cette méthode consiste à extraire, dans un ancien minerai d'âge connu, les noyaux fils produits par $\beta\beta 2\nu$ et à mesurer leur abondance isotopique, par spectrométrie de masse ou par analyse chimique. Le procédé radiochimique repose sur le même principe, et présente le même inconvénient : ces deux méthodes ne permettent pas de distinguer la désintégration $\beta\beta 2\nu$ de la désintégration $\beta\beta 0\nu$.

Deux procédés étudient les deux types de double désintégration bêta, en les distinguant :

- Les expériences où l'émetteur double bêta est utilisé comme détecteur (expérience à source active) présentent en général deux qualités majeures : la résolution en énergie est excellente, ce qui est un atout conséquent pour l'étude d'une raie monoénergétique, et l'efficacité est élevée (proche de 100%). En revanche, la signature du bruit de fond de l'expérience est difficile et le nombre de noyaux émetteurs utilisables, réduit.

Trois sortes de détecteurs reposent sur ce principe : les détecteurs Germanium exploitant la spectroscopie du germanium enrichi ^{76}Ge ; les détecteurs gazeux, à base de

krypton ou de xénon, présentant la particularité de reconstruire les traces des deux électrons ; les détecteurs bolométriques, enfin, exploitant le réchauffement d'un milieu diélectrique ou paramagnétique, produit par la traversée des particules chargées, pour signer la double désintégration bêta.

- les expériences où l'émetteur double bêta est distinct du système de détection (expérience à source passive) compensent une résolution en énergie généralement moins bonne par un atout de taille : en effet, ces expériences permettent de reconstruire la trajectoire des deux électrons depuis le point d'émission dans la source ainsi que leur temps de vol et donc de rejeter efficacement le bruit de fond. De plus, des noyaux émetteurs distincts peuvent être étudiés simultanément, ce qui permet de contrebalancer les incertitudes liées aux éléments de matrice nucléaire. La masse d'isotope introduit est limitée : en effet, l'épaisseur de la feuille source doit être suffisamment mince afin de réduire les pertes d'énergie des électrons émis lors de la désintégration.

La plupart des détecteurs exploitant cette technique sont gazeux : c'est notamment le cas de NEMO3, qui sera décrit en détail dans le chapitre 3.

Le choix des noyaux émetteurs

Le choix du noyau candidat à la double désintégration bêta est a priori relativement vaste, dans la mesure où 35 noyaux pair-pair sont susceptibles de donner lieu à un tel processus (Tableau 1.3.). Un certain nombre de critères conduisent les expérimentateurs à sélectionner une partie seulement de ces isotopes. Ces contraintes découlent de l'expression de la masse effective : en effet,

$$\langle m_\nu \rangle = K \frac{1}{\sqrt{T_{1/2}^{0\nu}}}$$

où K est un terme théorique prenant en compte l'espace des phases $G^{0\nu}$ et les éléments de matrice nucléaire (cf Eq. 1.5).

La limite inférieure, à 90% de niveau de confiance (C.L.), sur la période est donnée par l'équation suivante :

$$(T_{1/2}^{0\nu})_{lim} = \ln 2 \mathcal{N}_A \frac{M}{A} \Delta t \epsilon \frac{1}{N_{ex}} \quad (Eq.1.8)$$

où M est la masse d'émetteur double bêta, A , sa masse atomique molaire, \mathcal{N}_A , le nombre d'Avogadro, Δt , la durée d'observation (en années si la période est exprimée en années), ϵ , l'efficacité de détection du processus $\beta\beta 0\nu$ par le détecteur utilisé, et N_{ex} , le nombre d'événements exclus par une étude statistique (si le nombre d'événements de bruit de fond est nul, N_{ex} est égal à 2.3).

Le but recherché étant d'obtenir une limite sur la masse effective la plus petite possible, pour un noyau donné et une durée Δt donnée, il faut donc obtenir un juste compromis entre une demi-vie élevée et une constante K faible. Les critères suivants sont donc retenus :

- la masse M d'émetteur double bêta doit être la plus grande possible : une fois les dimensions géométriques de la source imposées par la structure du détecteur, le paramètre discriminant est l'abondance isotopique du noyau, afin d'introduire dans le détecteur un émetteur double bêta disponible en quantité suffisante sous forme enrichie.
- ϵ étant fixée par les caractéristiques du détecteur, il importe donc d'avoir un nombre d'événements N_{ex} le plus petit possible. Il est donc indispensable de réduire les sources de bruit de fond de l'expérience. Par ailleurs, en choisissant un noyau dont l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ est supérieure à l'énergie la plus haute de la radioactivité naturelle, correspondant à un gamma émis par le ^{208}Tl , c'est à dire à 2614 keV, le bruit de fond est limité dans la fenêtre en énergie correspondant au signal de $\beta\beta 0\nu$. Les noyaux indiqués en gras dans le tableau 1.3 satisfont à ce critère. Par ailleurs, le terme d'espace des phases $G^{2\nu}$ dépend fortement de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ ($G^{2\nu} \simeq aQ_{\beta\beta}^5 + bQ_{\beta\beta}^3 + cQ_{\beta\beta}$, a, b et c étant des constantes), donc un noyau de $Q_{\beta\beta}$ élevée est particulièrement pertinent.
- par ailleurs, la source ultime de bruit de fond de l'expérience étant le signal de $\beta\beta 2\nu$, les isotopes présentant une période $T_{1/2}^{2\nu}$ la plus élevée possible sont privilégiés : c'est notamment le cas du ^{82}Se .
- soulignons enfin que les éléments de matrice nucléaire ne peuvent pas constituer actuellement un critère discriminant, du fait des incertitudes inhérentes à leur estimation numérique

Résultats expérimentaux

Résultats obtenus

Un certain nombre d'expériences ont d'ores et déjà permis de déterminer des limites inférieures sur la période du processus interdit de double désintégration bêta.

Quatre expériences à source active ont obtenu des résultats : l'expérience IGEX (International Germanium Experiment), utilisant 8 kg de sources enrichies à 86 % en ^{76}Ge ; l'expérience Heidelberg-Moscow, exploitant 11.5 kg du même type de sources ; le détecteur MI-BETA, bolométrique, étudiant la $\beta\beta 0\nu$ du ^{130}Te au moyen de 6.8 kg de tellure naturel (cette expérience a servi de prototype pour le détecteur Cuoricino, prenant actuellement des données) ; le détecteur gazeux GOTTHARD, utilisant du xénon à 5 bars, équivalent à 3.3 kg d'isotope ^{136}Xe . Les résultats obtenus par ces expériences sont récapitulés dans le tableau 1.5. Notons que les résultats apportés par la collaboration Heidelberg-Moscow ne tiennent pas compte des incertitudes liées aux éléments de matrice nucléaires, contrairement à ceux des autres collaborations.

Deux expériences à source passive ont également obtenu des résultats : le détecteur NEMO2, prototype de l'expérience NEMO3, utilisant différents isotopes, ainsi que l'expérience ELEGANTV, qui a étudié le ^{100}Mo . Les résultats obtenus sont récapitulés dans le tableau 1.6.

Deux expériences prennent actuellement des données : NEMO3 et Cuoricino, détecteur utilisant 42 kg de tellure naturel, soit 14 kg de ^{130}Te . Ces détecteurs permettront d'étudier un domaine de masse effective de l'ordre de 0.1 eV environ.

Un futur plus ou moins lointain permettra d'étudier une masse effective d'un ordre de grandeur inférieur : Genius et Genius-tf, à base de 100 kg de germanium naturel, et Cuore, extension de Cuoricino utilisant 775 kg de tellure naturel.

Le détecteur NEMO3, dont la description fera l'objet du chapitre 3, est à même d'apporter des informations quantitatives importantes, permettant de descendre de façon notable dans l'échelle des masses effectives.

1.4.4 La double désintégration bêta et les oscillations de neutrinos

Les expériences d'oscillations de neutrinos, qu'elles soient en cours de prise de données ou en projet, donnent accès à des informations sur des éléments de la matrice PMNS et sur les différences de masses carrées, mais aucune précision ne peut être apportée sur la masse du neutrino le plus léger, notée m_1 , ni sur les deux phases de violation CP de Majorana, définies ci-dessous ; ces trois paramètres peuvent être mieux connus grâce à l'étude conjointe des résultats fournis par les expériences de double désintégration bêta et ceux fournis par les expériences portant sur les oscillations de neutrinos, en supposant que la $\beta\beta 0\nu$ se produit via l'échange d'un neutrino léger de Majorana, par couplage à un courant gauche noté V-A .

Ceci a été étudié récemment en détail par S.M.Bilenky, S.Pascoli et S.T.Petcov [37], aussi bien dans le cas d'un scénario faisant intervenir trois familles de neutrinos que dans le cas d'un scénario, initié par les résultats de l'expérience LSND, faisant intervenir quatre familles de neutrinos dont un dit stérile. Après avoir résumé les différents cas de figure envisageables, je soulignerai, en conclusion, ce que NEMO3 pourra apporter à cette étude, dans chacun de ces deux cas de figure.

Mélange de trois neutrinos

Quelques définitions

expérience	limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (en années) (90% C.L.)	masse effective en eV (90% C.L.)
IGEX (^{76}Ge) [27]	$T_{1/2}^{0\nu} > 1.57 \cdot 10^{25}$	$\langle m_\nu \rangle < 0.33 - 1.35$
Heidelberg-Moscow (^{76}Ge) [28]	$T_{1/2}^{0\nu} > 1.60 \cdot 10^{25}$	$\langle m_\nu \rangle < 0.39$
MI-BETA (^{130}Te) [29]	$T_{1/2}^{0\nu} > 1.44 \cdot 10^{23}$	$\langle m_\nu \rangle < 1 - 2$
GOTTHARD (^{136}Xe)[30]	$T_{1/2}^{0\nu} > 4.4 \cdot 10^{23}$	$\langle m_\nu \rangle < 2.4 - 2.7$

TAB. 1.5 – Résultats obtenus par les expériences à source active

expérience	limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (90% C.L.)	masse effective (90% C.L.)
ELEGANT V (^{100}Mo) [31]	$T_{1/2}^{0\nu} > 0.43 \cdot 10^{23} \text{y}$	$\langle m_\nu \rangle < 2.3 \text{eV}$
NEMO2 (^{100}Mo) [32]	$T_{1/2}^{0\nu} > 0.64 \cdot 10^{22} \text{y}$	$\langle m_\nu \rangle < 6.0 - 18.0 \text{eV}$
NEMO2 (^{116}Cd) [33]	$T_{1/2}^{0\nu} > 0.50 \cdot 10^{22} \text{y}$	$\langle m_\nu \rangle < 9.8 \text{eV}$
NEMO2 (^{96}Zr) [34]	$T_{1/2}^{0\nu} > 0.10 \cdot 10^{22} \text{y}$	$\langle m_\nu \rangle < 23 \text{eV}$
NEMO2 (^{82}Se) [35]	$T_{1/2}^{0\nu} > 0.95 \cdot 10^{22} \text{y}$	$\langle m_\nu \rangle < 8 - 16 \text{eV}$

TAB. 1.6 – Résultats obtenus par les expériences à source passive

- La masse effective du neutrino de Majorana, définie par la relation (1.6), s'écrit également ainsi [37] :

$$|\langle m_\nu \rangle| = ||U_{e1}|^2 m_1 + |U_{e2}|^2 m_2 e^{i\alpha_{21}} + |U_{e3}|^2 m_3 e^{i\alpha_{31}}| \quad (1.9)$$

Dans cette expression, α_{ij} désigne la phase de Majorana de violation CP ($U_{ei} = |U_{ei}|e^{i\alpha_{ei}/2}$).

- Dans le cas où la symétrie CP est conservée, les deux phases précédentes sont égales à $k\pi$ (le triangle d'unitarité relatif à la matrice de mélange des neutrinos est aplati).
- m_1, m_2 et m_3 sont les masses des trois états propres de masse ($m_1 < m_2 < m_3$)
- $\Delta^2 m_{ij} = m_i^2 - m_j^2$ ($i > j$)
- Les trois paramètres caractérisant le spectre de masse sont dans cette étude : m_1 , $\sqrt{\Delta^2 m_{21}}$ et $\sqrt{\Delta^2 m_{32}}$; les valeurs relatives de ces trois grandeurs définissent les différents spectres de masse possibles, résumés sur la figure 1.7.

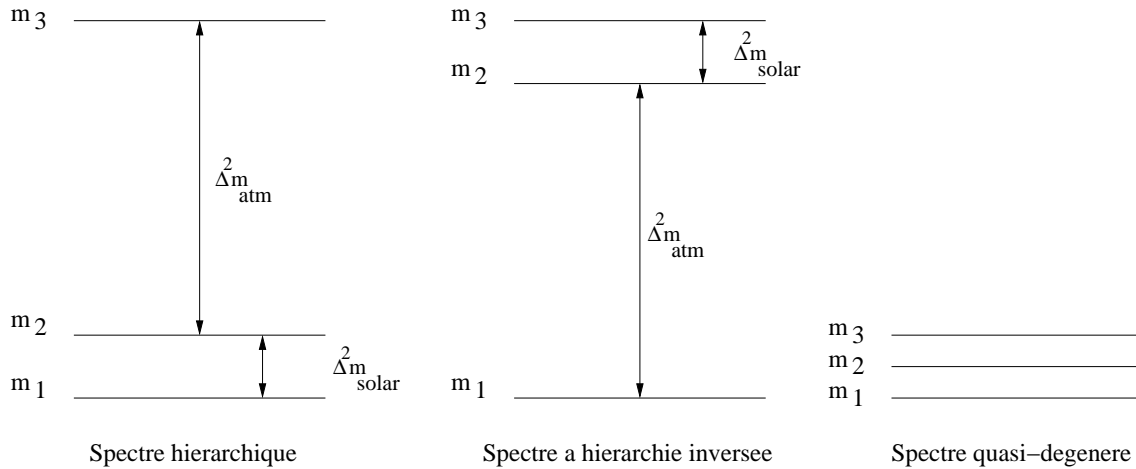


FIG. 1.7 – Spectres de masses relatifs à trois familles de neutrinos

La masse effective du neutrino électronique dépend étroitement, pour des valeurs fixées

des paramètres cités précédemment ($m_1, \Delta m_{solar}^2, \theta_{solar}, \Delta m_{atm}^2$), du type de spectre de masse considéré, mais aussi des deux phases caractérisant la violation CP des neutrinos de Majorana, notées α_{21} et α_{31} . Les différents cas de figure envisagés par les auteurs, précédemment cités, de cette étude sont résumés dans le tableau 1.7, qui indique, pour chacun des trois spectres de masses possibles, et suivant la valeur de la masse m_1 , les limites inférieure et supérieure associées à la masse effective. Ces limites ont été calculées en exploitant les résultats expérimentaux établis par les expériences d'oscillation des neutrinos solaires, dans l'hypothèse d'un grand angle de mélange (LMA) [39], et atmosphériques [40], à 99.73 et 99% de niveau de confiance, respectivement, ou en considérant le meilleur ajustement des données (noté B.F.) :

- $2.2 \cdot 10^{-5} eV^2 < \Delta m_{solar}^2 < 2.0 \cdot 10^{-4} eV^2$ (99.73% C.L.)
- $\Delta m_{solar}^2 (B.F.) = 5.0 \cdot 10^{-5} eV^2$
- $0.26 < \cos 2\theta_{solar} < 0.64$ (99.73% C.L.)
- $\cos 2\theta_{solar} (B.F.) = 0.50$
- $2.0 \cdot 10^{-3} eV^2 < \Delta m_{atm}^2 < 5.0 \cdot 10^{-3} eV^2$ (99% C.L.)
- $\Delta m_{atm}^2 (B.F.) = 2.5 \cdot 10^{-3} eV^2$
- $\sin^2 \theta_{chooz} < 0.09$ (99% C.L.)

Par ailleurs, l'existence potentielle d'une zone spécifique de violation CP, correspondant à une valeur non nulle d'au moins une phase α_{ij} dans l'espace des paramètres expérimentaux est indiquée. Notons que les limites supérieures sur la masse effective correspondent, pour chacun des spectres, à la conservation de CP ($\alpha_{ij} = k\pi$).

Spectre hiérarchique

Le spectre hiérarchique est défini par les inégalités suivantes : $m_1 \ll m_2 \ll m_3$. Dans ce cas, la masse effective est dépend de $\sqrt{\Delta m_{solar}^2}, \theta_{solar}$ (l'angle de mélange des neutrinos solaires), $\sqrt{\Delta m_{atm}^2}$, du module de l'élément de la matrice PMNS $|U_{e3}|$ ($|U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{chooz}$) et de la phase de violation CP α_{32} .

Spectre à hiérarchie inversée

Le spectre à hiérarchie inversée est défini par les inégalités suivantes : $m_1 \ll m_2 \simeq m_3$. Dans ce cas, la masse effective est une fonction de $\theta_{solar}, \sqrt{\Delta m_{atm}^2}, |U_{e1}|$ ($|U_{e1}|^2 = \sin^2 \theta_{chooz}$) et α_{32} .

Spectre de masses quasi-dégénéré

Ce spectre est défini par les inégalités suivantes : $m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$, m_i étant alors nécessairement supérieure à 0.2 eV. Dans ce cas, la masse effective est une fonction de θ_{solar} , de $|U_{e3}|$ ($|U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{chooz}$) et des deux phases de violation CP (α_{32}, α_{21}).

	spectre hiérarchique
masse effective (B.F.) (eV)	si $m_1 < 0.02 \text{ eV}$: $0.0 < \langle m_\nu \rangle < 2.0 \cdot 10^{-3}$ si $0.02 \text{ eV} < m_1 < 0.2 \text{ eV}$: $0.05 < \langle m_\nu \rangle < 0.22$
masse effective (eV) (99.73 et 99 % C.L.)	si $m_1 < 0.02 \text{ eV}$: $0.0 < \langle m_\nu \rangle < 8.2 \cdot 10^{-3}$ si $0.02 \text{ eV} < m_1 < 0.2 \text{ eV}$: $0.01 < \langle m_\nu \rangle < 0.2$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{32}
zone spécifique de violation CP	non
	spectre à hiérarchie inversée
masse effective (B.F.) (eV)	si $m_1 < 0.02 \text{ eV}$: $2.8 \cdot 10^{-2} < \langle m_\nu \rangle < 5.6 \cdot 10^{-2}$ si $0.02 \text{ eV} < m_1 < 0.2 \text{ eV}$: $0.03 < \langle m_\nu \rangle < 0.21$
masse effective (eV) (99.73 et 99 % C.L.)	si $m_1 < 0.02 \text{ eV}$: $8.5 \cdot 10^{-3} < \langle m_\nu \rangle < 8.0 \cdot 10^{-2}$ si $0.02 \text{ eV} < m_1 < 0.2 \text{ eV}$: $0.01 < \langle m_\nu \rangle < 0.21$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{32}
zone spécifique de violation CP	oui
	spectre quasi dégénéré
masse effective (B.F.) (eV)	$0.1 < \langle m_\nu \rangle < m_1$
masse effective (eV) (99.73 et 99 % C.L.)	$6.0 \cdot 10^{-2} < \langle m_\nu \rangle < m_1$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{32} et α_{21}
zone spécifique de violation CP	oui

TAB. 1.7 – *Mélange de trois neutrinos : spectres de masse et masse effective*

Mélange de quatre neutrinos

L'étude menée dans le cas d'un mélange de quatre neutrinos (les neutrinos ν_e , ν_μ et ν_τ ainsi qu'un neutrino dit stérile dans la mesure où il ne se couple pas par interaction faible aux autres particules) prend en compte les résultats fournis par les expériences d'oscillations, après avoir effectué une étude spécifique à ce scénario.

Quelques définitions

Le formalisme décrivant le mélange de quatre neutrinos est résumé ci-dessous :

- La matrice de mélange PMSN est une matrice unitaire de dimension 4
- La masse effective du neutrino de Majorana est définie par la relation suivante :

$$| \langle m_\nu \rangle | = | m_1 | U_{e1} |^2 + m_2 | U_{e2} |^2 e^{i\alpha_{21}} + m_3 | U_{e3} |^2 e^{i\alpha_{31}} + m_4 | U_{e4} |^2 e^{i\alpha_{41}} |$$

- m_1 , m_2 , m_3 et m_4 sont les masses des quatre états propres de masse, rangées par masses croissantes. Notons que les mesures fournies par les expériences cosmologiques et astrophysiques conduisent à une limite supérieure sur la somme des masses des neu-

trinos : $\sum_j m_j \leq 5.5 \text{ eV}$. L'expérience Planck fournira une limite plus contraignante : $\sum_j m_j \leq 0.4 \text{ eV}$ [43].

- Aux données issues de Superkamiokande, SNO et Chooz, viennent s'ajouter les données fournies par LSND, Karmen [41] et Bugey [42], et notamment la différence entre deux masses carrées, notée Δm_{SBL}^2 :

$$\Delta m_{SBL}^2 = \Delta m_{41}^2$$

$$1.6 \cdot 10^{-1} \text{ eV}^2 \leq \Delta m_{SBL}^2 \leq 2.0 \text{ eV}^2 \text{ (95\% C.L.)}$$

Principe de l'étude menée dans le cadre d'un mélange de quatre neutrinos

Dans l'hypothèse où la double désintégration bêta sans émission de neutrinos se produit via l'échange d'un neutrino de Majorana, dans le cadre d'un courant chargé gauche, la masse effective du neutrino électronique est, de manière générale, fonction d'un certain nombre de paramètres : la masse du neutrino le plus léger, notée m_1 , les différences de masses carrées (Δm_{solar}^2 , Δm_{atm}^2 et Δm_{SBL}^2), les trois différences de phase α_{ij} définies précédemment, l'angle de mélange solaire θ_{solar} , les éléments de la matrice de mélange $|U_{ej}|^2$, et un paramètre, noté $\cos^2\beta$, représentant la fraction de ν_e et de ν_μ oscillant vers un neutrino stérile ($\cos^2\beta = 1$ lorsque seul ν_μ peut osciller vers un neutrino stérile ; $\cos^2\beta = 0$ lorsque seul ν_e peut osciller vers un neutrino stérile), dont dépendent implicitement les paramètres d'oscillation des neutrinos solaires et atmosphériques.

Cinq spectres de masses, schématiquement représentés sur la figure 1.8, sont compatibles avec les données expérimentales actuelles ; les spectres de type "3+1" correspondent à trois neutrinos de masses très voisines, et à un quatrième, beaucoup plus léger (ou lourd), séparé des autres par $\sqrt{\Delta m_{LSND}^2}$ ⁶. Soulignons que les spectres de type "2+2" sont fortement défavorisés par les expériences d'oscillation de neutrinos solaires et atmosphériques : l'oscillation totale de ν_μ vers ν_s est très défavorisée par SuperKamiokande ($> 99\% \text{ C.L.}$), l'oscillation totale de ν_e vers ν_s est quasiment exclue (à 5σ) par l'analyse effectuée conjointement par SNO et SuperKamiokande, l'oscillation partielle de ν_μ ou ν_e vers ν_s étant quant à elle défavorisée ; les spectres de type "3+1" sont également fortement défavorisés par les expériences d'oscillation à courte distance (couramment appelées SBL).

Pour chacun de ces spectres, les limites sur la masse effective sont précisées, en utilisant les résultats fournis par les expériences d'oscillation (dans le cas d'un grand angle de mélange, dit LMA) et de mesure de masse directe à 95% de niveau de confiance, ainsi que l'existence potentielle d'une zone propre à la violation de CP : ceci est résumé dans le tableau 1.8.

Premier cas, baptisé 2+2A

Le spectre "2+2A" correspond à une masse m_1 inférieure à 0.1 eV, ce qui implique que la masse du neutrino électronique est comprise entre 0.4 et 1.4 eV : par conséquent, l'expérience

⁶Les notations utilisées sont celles des auteurs de l'article cité en référence [38]

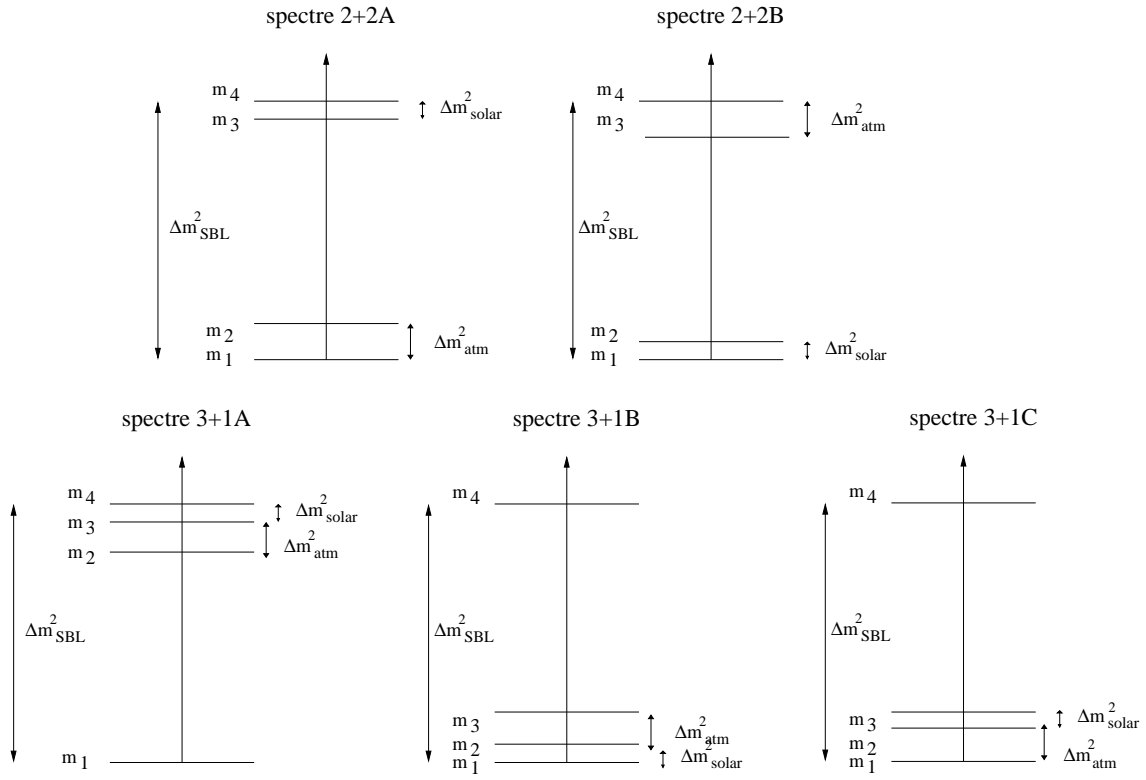


FIG. 1.8 – Spectres de masses relatifs à quatre neutrinos

Katrin, qui donnera accès à une limite supérieure sur cette masse de l'ordre de 0.5 eV, permettra de tester ce schéma.

La masse effective dépend, dans ce cas, de la masse du neutrino électronique, de l'angle de mélange θ_{solar} , de $\cos^2\beta$ et des deux phases de violation de CP α_{31} et α_{41} .

Second cas, baptisé 2+2B

La masse effective dépend, dans ce cas, de m_1 , de l'angle de mélange $\theta_{solaire}$, de $\cos^2\beta$ et des trois phases de violation de CP α_{21} , α_{31} et α_{41} , ce qui rend l'étude de ce spectre particulièrement complexe. Soulignons, de plus, la grande sensibilité des limites par rapport à la valeur de m_1 : à titre d'exemple, la limite supérieure sur $|\langle m_\nu \rangle|$ passe de $8.0 \cdot 10^{-3} \text{eV}$, pour une masse m_1 négligeable, à 0.1 eV pour une masse m_1 voisine de 0.1 eV ; une limite inférieure, de l'ordre de $3.0 \cdot 10^{-2} \text{eV}$, existe uniquement si m_1 est supérieure à 0.01 eV. En revanche, ces limites dépendent très peu de la valeur de $\cos^2\beta$.

La présence simultanée des trois phases de violation CP α_{ij} dans l'expression de la masse effective rend extrêmement complexe l'étude de cette violation, tant que les autres paramètres mis en jeu ne sont pas mesurés très précisément.

Troisième spectre, baptisé 3+1A

La masse effective a une expression voisine de celle du spectre quasi dégénéré étudié dans

le cas du mélange de trois neutrinos et dépend de m_1 , de l'angle de mélange $\theta_{solaire}$, de $|U_{e2}|^2$ et des deux phases α_{32} et α_{42} . Par ailleurs, la contrainte sur la masse du neutrino électronique évoquée dans le cas du spectre "2+2A", est également valable dans ce cas de figure.

Quatrième spectre, baptisé 3+1B

La masse effective a une expression complexe, dépendant de nombreux paramètres (m_1 , $\theta_{solaire}$, $|U_{e3}|^2$, $|U_{e4}|^2$, α_{21} , α_{31} et α_{41} , Δm_{atm}^2 , Δm_{solar}^2 et Δm_{SBL}^2). La valeur de m_1 a, de nouveau, une forte incidence sur les limites déterminées sur la masse effective.

Dernier spectre, baptisé 3+1C

La masse effective a également une expression complexe, dépendant de nombreux paramètres (m_1 , $\theta_{solaire}$, $|U_{e1}|^2$, $|U_{e4}|^2$, α_{21} , α_{31} et α_{41} , Δm_{atm}^2 , Δm_{solar}^2 et Δm_{SBL}^2). Notons que, si m_1 est de l'ordre de 0.1 eV, les spectres "3+1B" et "3+1C" ne peuvent plus être distingués l'un de l'autre, les états propres de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 étant alors dégénérés.

Conclusion

Dans le cadre d'un mélange de trois neutrinos, l'observation d'un signal de $\beta\beta 0\nu$ par le détecteur NEMO3 indiquerait que ces trois neutrinos obéissent à un spectre quasi-dégénéré ; une meilleure connaissance de m_1 , notamment via l'expérience KATRIN, permettrait alors d'étudier l'existence d'une violation CP liée à une valeur non nulle d'une ou de plusieurs phases CP des neutrinos de Majorana. En l'absence de signal, le spectre quasi-dégénéré serait fortement défavorisé, et la prochaine génération d'expériences de $\beta\beta 0\nu$, visant une limite sur la masse effective de quelques dizaines de meV, sera à même d'étudier les deux autres spectres, en bénéficiant de résultats expérimentaux, sur les différents paramètres intervenant dans cette étude, encore plus précis.

Le mélange de quatre neutrinos, bien qu'il soit défavorisé par les résultats fournis par les expériences d'oscillation des neutrinos solaires et atmosphériques, ne peut être exclu tant que l'expérience MINIBOONE n'a pas donné ses propres résultats. De manière générale, l'étude résumée dans ce chapitre conduit à des limites peu contraignantes, du fait de nombreuses incertitudes expérimentales, incluant, pour certains spectres, les valeurs de masse effective testées par NEMO3. Par conséquent, lorsque la masse du neutrino électronique sera mieux connue, grâce à l'expérience KATRIN, et que nous en saurons davantage quant à la possibilité d'un mélange de quatre neutrinos, la limite sur la masse effective - ou sa valeur - apportée par NEMO3 permettra d'étudier les différents spectres en détail.

	spectre 2+2A
masse effective (eV)	si $\alpha_{41} = \alpha_{31} = k\pi : 0.4 < \langle m_\nu \rangle < 1.4$ si $\alpha_{41} = -\alpha_{31} = k\pi$ et $\cos^2\beta = 0.3, 0.0 < \langle m_\nu \rangle < 0.80$ si $\alpha_{41} = -\alpha_{31} = k\pi$ et $\cos^2\beta = 0.5, 0.02 < \langle m_\nu \rangle < 0.67$
phase(s) de violation CP de Majorana mise en jeu	α_{41} et α_{31}
zone spécifique de violation CP	oui
	spectre 2+2B
masse effective (eV)	$0.0 < \langle m_\nu \rangle < 0.10$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{21}, α_{31} et α_{41}
zone spécifique de violation CP	complexe
	spectre 3+1A
masse effective (eV)	si $\alpha_{32} = \alpha_{42} = 2k\pi :$ $0.3 < \langle m_\nu \rangle < 1.4$ si $\alpha_{43} = \alpha_{42} + \pi = 2k\pi :$ $0.0 < \langle m_\nu \rangle < 9.8 \cdot 10^{-1}$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{32} et α_{42}
zone spécifique de violation CP	oui
	spectre 3+1B
masse effective (eV)	$0.0 < \langle m_\nu \rangle < 0.2$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{21}, α_{31} et α_{41}
zone spécifique de violation CP	complexe
	spectre 3+1C
masse effective (eV)	$0.0 < \langle m_\nu \rangle < 2.1 \cdot 10^{-1}$
phase(s) de violation CP de Majorana mise(s) en jeu	α_{21}, α_{31} et α_{41}
zone spécifique de violation CP	complexe

TAB. 1.8 – Mélange de quatre neutrinos : spectres de masse et masse effective

Chapitre 2

Mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ impliquant une violation de la R-parité

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos peut être décrite par un certain nombre de mécanismes distincts, tous situés au-delà du Modèle Standard. Certains d'entre eux ont déjà été décrits précédemment (chapitre 1). Ce chapitre étudie dans un premier temps les mécanismes induits par une violation trilineaire de la R-parité, dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) ; les limites que NEMO3 pourra apporter sur certains paramètres caractérisant cette violation sont ensuite présentées.

2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal

La Supersymétrie (notée SUSY) est une symétrie d'espace-temps introduite pour répondre aux questions laissées sans réponse par le Modèle Standard, telles que le problème de hiérarchie. Cette symétrie transforme les bosons en fermions et les fermions en bosons grâce à des charges spinorielles fermioniques.

2.1.1 L'algèbre de la Supersymétrie

Les générateurs de la Supersymétrie peuvent être représentés par des spineurs de Weyl à deux composantes Q_α et $\overline{Q}_{\dot{\alpha}}$, α et $\dot{\alpha}$ étant des indices spinoriels. Ces générateurs obéissent aux relations de commutation et d'anticommutation suivantes, P_μ désignant le quadrivecteur énergie-impulsion :

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\overline{Q}_{\dot{\alpha}}, \overline{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (1.1)$$

$$\{Q_\alpha, \overline{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\alpha}} P_\mu \quad (1.2)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = 0 \quad (1.3)$$

Les états à une particule sont représentés par des supermultiplets, représentations irréductibles de l'algèbre de la Supersymétrie. Chaque supermultiplet contient un état bosonique et un état fermionique, partenaires supersymétriques l'un de l'autre.

Les particules décrites par des états contenus dans le même supermultiplet ont certaines caractéristiques communes, imposées par l'algèbre de SUSY :

- elles ont la même masse : ceci est dû au fait que, comme l'indique la relation (1.3), Q_α commute avec l'opérateur $P_\mu P^\mu$
- elles ont la même charge électrique, le même isospin et les mêmes charges de couleur : en effet, les générateurs Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ commutent également avec les générateurs des transformations de jauge, donc les membres d'un même supermultiplet sont associés à la même représentation du groupe de jauge
- le nombre de degrés de liberté fermionique est égal au nombre de degrés de liberté bosonique, au sein d'un même supermultiplet.

Il existe deux types de supermultiplets :

- les supermultiplets chiraux contiennent un fermion de Weyl et un champ scalaire complexe ; soulignons que tous les fermions (quarks et leptons) du Modèle Standard doivent être membres d'un supermultiplet chiral
- les supermultiplets vectoriels contiennent un boson de spin 1, et un gaugino, partenaire supersymétrique du boson de jauge, de spin 1/2

La Supersymétrie, si elle existe, est nécessairement brisée ; en effet, si elle ne l'était pas, des sélectrons \tilde{e} de masse égale à celle de l'électron auraient dû être détectés expérimentalement : or aucun partenaire supersymétrique des particules élémentaires du Modèle Standard n'a été observé jusqu'à présent.

Il existe différentes façons de paramétriser la brisure de cette symétrie ; l'une d'entre elles consiste à rajouter au lagrangien supersymétrique des termes qui brisent explicitement SUSY tout en respectant l'annulation des divergences quadratiques¹ : cela revient à introduire un terme de masse pour les sfermions, un terme de masse pour les jauginos, un terme de masse pour les bosons de Higgs, un terme représentant le mélange des deux bosons de Higgs et un terme trilineaire représentant les interactions entre trois champs scalaires. C'est ce mécanisme de brisure qui est utilisé dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, dont la description fait l'objet du prochain paragraphe.

2.1.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Le modèle le plus simple utilisé pour décrire la supersymétrie est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal.

Superchamps

Le MSSM est décrit par des superchamps associés aux particules du Modèle Standard ainsi qu'à leurs partenaires supersymétriques. Les superchamps de matière sont décrits dans

¹ce terme est d'ordinaire noté V_{soft}

Superchamp	spin 0	spin 1/2	représentation dans $SU(3)_c \otimes SU(2)_Y \otimes U(1)_Y$
Q	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	(3, 2, 1/3)
U^c	\tilde{u}_R^*	u_R^c	$(\bar{3}, 1, -4/3)$
D^c	\tilde{d}_R^*	d_R^c	$(\bar{3}, 1, 2/3)$
L	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)
E^c	\tilde{e}_R^*	e_R^c	(1, 1, 2)
H_u (ou H_1)	$\begin{pmatrix} h_u^+ \\ h_u^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{h}_u^+ \\ \tilde{h}_u^0 \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)
H_d (ou H_2)	$\begin{pmatrix} h_d^0 \\ h_d^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{h}_d^0 \\ \tilde{h}_d^- \end{pmatrix}$	(1, 2, 1)

TAB. 2.1 – *Superchamps de matière du MSSM*

Superchamp	spin 1/2	spin 1	représentation
B	\tilde{B}	B_μ^0	(1, 1, 0)
W	\tilde{w}^a	W_μ^a	(1, 3, 0)
G	\tilde{G}^a	G_μ^a	(8, 1, 0)

TAB. 2.2 – *Superchamps de jauge du MSSM*

le tableau 2.1, avec la représentation qui leur est associée dans $SU(3)_c \otimes SU(2)_Y \otimes U(1)_Y$; les superchamps (Q, U^c , D^c , L et E^c) existent pour les trois familles du Modèle Standard. De plus, les notations u,d et e sont génériques pour des quarks de type haut, bas et des leptons chargés. Deux doublets de Higgs, notés H_u et H_d , et leurs partenaires supersymétriques, existent, alors que le Modèle Standard n'en contient qu'un : leur existence est nécessaire afin de donner une masse aux quarks u et d. Notons que H_u et H_d ont deux hypercharges opposées.

Les superchamps de jauge sont décrits dans le tableau 2.2 : les champs de jauge introduits dans le Modèle Standard sont donc associés aux gluinos, aux winos, et au bino.

Superpotentiel du MSSM

Le lagrangien supersymétrique décrivant l'interaction entre un superchamp chiral Ψ et un superchamp de jauge est la somme de trois termes : un terme cinétique pour le superchamp chiral, un terme cinétique pour le superchamp de jauge et un terme représentant les interactions de Yukawa ainsi qu'une partie du potentiel scalaire. Ce terme peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{interaction} = -\frac{1}{2} \frac{\delta^2 W}{\delta \Phi_i \delta \Phi_j}(A) \Psi_i \Psi_j - \left| \frac{\delta W}{\delta \phi_i}(A) \right|^2$$

La fonction W , appelée **superpotentiel**, est un polynôme analytique³ des superchamps. Dans le cadre du MSSM, le superpotentiel, compatible avec les exigences requises par la théorie (le superpotentiel doit être invariant de jauge et renormalisable), s'écrit :

$$W = \lambda_d Q \cdot H_d D^c + \lambda_u Q \cdot H_u U^c + \lambda_e L \cdot H_d E^c + \mu H_u \cdot H_d \quad (1.4)$$

Quelques précisions s'imposent :

- La sommation sur les trois familles, dans cette expression, est implicite.
- Les constantes λ_d , λ_u et λ_e désignent les couplages de Yukawa entre les familles. Ce sont des matrices 3x3 dans l'espace des familles, sans dimension.
- Le produit entre deux doublets de SU(2), tel que $Q \cdot H_d$, correspond à : $\epsilon_{ij} Q^i H_d^j$, où i et j désignent deux indices de SU(2) et ϵ_{ij} est le tenseur antisymétrique ($\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$).
- μ décrit le mélange entre les éléments des doublets de Higgs.
- Le paramètre $\tan\beta$, défini par : $\tan\beta = \frac{\langle H_u \rangle}{\langle H_d \rangle}$, $\langle H_i \rangle$ désignant la valeur moyenne dans le vide du champ de Higgs considéré, est un paramètre libre du MSSM, appartenant à l'intervalle $[1, m_t/m_b \simeq 60]$ [44].

Neutralinos et charginos

En tenant compte des termes introduits par la brisure douce de la supersymétrie, apparaissent une matrice de masse dans le secteur neutre, rendant compte du mélange entre jauginos et higgsinos neutres, ainsi qu'une matrice de masse dans le secteur chargé, représentant le mélange entre les jauginos et les higgsinos chargés. Les quatre états propres de la première matrice sont les neutralinos, notés χ_1, χ_2, χ_3 et χ_4 ; les deux états propres de masse de la seconde matrice sont les charginos, notés χ_1^\pm et χ_2^\pm .

2.1.3 La R-parité

Définition

La R-parité est une symétrie discrète, associée à un nombre quantique R_p , défini par : $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ (B, L et S désignent respectivement les nombres baryonique, leptonique et le spin). Les particules élémentaires du Modèle Standard sont associées à une R_p paire ($R_p = 1$), leurs partenaires supersymétriques, à une R_p impaire ($R_p = -1$). La R-parité ne commute pas avec les transformations de la supersymétrie puisque tous les membres d'un supermultiplet n'ont pas le même nombre quantique R_p .

La R-parité peut également être définie par le nombre quantique R_P réécrit différemment : $R_P = (-1)^{3(B-L)}(-1)^{2S}$; cette expression montre que la R-parité peut être conservée même lorsque les nombres leptonique et baryonique sont séparément non conservés, tant que (B-L)

²cette écriture du terme d'interaction correspond au lagrangien une fois éliminés les champs auxiliaires, champs ne se propageant pas et ne correspondant, par conséquent, à aucune particule

³ce polynôme est de degré 3 si le superpotentiel est renormalisable

reste conservée.

Conservation de la R-parité

Se placer dans l'hypothèse où la R-parité est conservée entraîne trois conséquences notables :

- Les particules supersymétriques sont produites par paires.
- Une particule supersymétrique se désintègre nécessairement en un nombre impair de particules supersymétriques.
- La LSP (Lightest Supersymmetric Particle) est stable, puisqu'elle ne peut pas se désintégrer en donnant naissance à des particules non supersymétriques.

Dans le cadre du MSSM, les nombres baryonique et leptonique ne sont pas nécessairement conservés; les contraintes expérimentales sur la durée de vie du proton, d'une part, et, d'autre part, le fait que la LSP est a priori un bon candidat pour la matière noire non baryonique ont motivé l'introduction de la R-parité qui, si elle est conservée, interdit la violation de B-L. Cependant, de faibles violations de la R-parité, d'une façon qui ne conduit pas à la désintégration du proton, ne sont pas exclues, et font l'objet de nombreuses études phénoménologiques [45].

2.1.4 Violation de la R-parité

La possibilité de pouvoir observer une violation de la R-parité aurait de nombreuses conséquences : ainsi, deux particules du Modèle Standard pourraient échanger une particule; par ailleurs, la LSP pourrait se désintégrer en donnant naissance exclusivement à des particules du Modèle Standard.

Violation spontanée ou violation explicite de la R-parité

Différents processus conduisent à une violation de la R-parité . Cette dernière peut être spontanément brisée par une valeur non nulle de la valeur attendue dans le vide (couramment notée VEV) du sneutrino : le boson de Goldstone, associé à la brisure de la symétrie du nombre leptonique, est alors impliqué dans de nouvelles interactions, sous le nom de Majoron. La R-parité peut également être violée de façon explicite, par la présence de termes additifs bilinéaires ou trinéaires dans le superpotentiel du MSSM ou dans V_{soft} . Cette violation explicite est détaillée dans le paragraphe ci-dessous.

Superpotentiel W_{R_p}

Une violation explicite de la R-parité peut être prise en compte dans une extension simple du MSSM, en rajoutant un terme, noté W_{R_p} , au superpotentiel du MSSM :

$$W_{R_p} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_i.L_jE_k^c + \lambda'_{ijk}L_i.Q_jD_k^c + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}U_i^cD_j^cD_k^c + \mu_i H_u.L_i \quad (1.5)$$

- Dans cette expression, les indices (i,j,k) se rapportent aux trois familles, et la sommation sur les indices de jauge est implicite : ainsi, $L_i.Q_j.D_k^c = \sum_{\alpha} \epsilon_{ab} L_i^a Q_j^{b,\alpha} (D_k^{\alpha})^c = \sum_{\alpha} (\nu_i D_j^{\alpha} - e_i U_j^{\alpha})(D_k^{\alpha})^c$, a et b (= 1, 2) étant les indices de SU(2) et α, β et γ (= 1, 2 et 3) étant les indices de SU(3).
- Le superpotentiel devant être invariant de jauge, les constantes de couplage λ_{ijk} sont antisymétriques dans l'échange des deux premiers indices et les constantes de couplage λ''_{ijk} sont antisymétriques dans l'échange des deux derniers indices. Par conséquent, la violation de la R-parité introduit 48 nouveaux paramètres dans le superpotentiel : 9 pour λ_{ijk} , 27 pour λ'_{ijk} , 9 pour λ''_{ijk} et 3 pour μ_i .
- $W_{\mathbb{R}_p}$ contient trois termes trilineaires, couplant trois superchamps de matière du MSSM et un terme bilinéaire $\mu_i H_u.L_i$. Un changement de base permettrait de s'affranchir du terme bilinéaire, mais il réapparaîtrait dans le potentiel scalaire responsable de la brisure douce de la supersymétrie.
- $W_{\mathbb{R}_p}$ peut être séparé en deux parties : la première, $\frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_i.L_j.E_k^c + \lambda'_{ijk}L_i.Q_j.D_k^c + \mu_i H_u.L_i$, correspond à la violation du nombre leptonique d'une unité. La seconde, $\frac{1}{2}\lambda''_{ijk}U_i^c.D_j^c.D_k^c$, est associée à une violation du nombre baryonique d'une unité. La stabilité du proton étant à ce jour favorisée, seules les interactions faisant intervenir λ et λ' , ou bien λ'' , sont étudiées (les mécanismes de désintégration du proton impliquent les constantes λ' et λ'' simultanément).

2.2 Mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ faisant intervenir une violation de la R-parité

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos peut être décrite par un certain nombre de mécanismes faisant intervenir une violation explicite de la R-parité, bilinéaire ou trilineaire.

Seule la violation trilineaire de la R-parité dans le cadre de la $\beta\beta 0\nu$ est étudiée en détail ici. Les mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ dans le cadre de ce modèle peuvent être séparés en deux grandes catégories : la première, dont le graphe dominant fait intervenir l'échange d'un gluino, donne accès à une limite sur la constante de couplage λ'_{111} ; la seconde, qui met en scène un processus vecteur-scalaire impliquant notamment l'échange d'un neutrino léger, donne accès à une limite sur le produit de deux constantes de couplage λ'_{ijk} .

Ces deux types de processus sont présentés ci-dessous, avec la même démarche : après avoir défini le lagrangien responsable des interactions violant, dans les mécanismes de $\beta\beta 0\nu$, la R-parité de façon trilineaire, je présenterai les principaux graphes découlant de ce lagrangien ; puis j'évoquerai succinctement comment la physique nucléaire prend en compte ce type d'interaction pour calculer les éléments de matrice nucléaire de la $\beta\beta 0\nu$. Enfin, une expression de la limite sur la (les) constante(s) de couplage, estimée en prenant en compte certaines hypothèses, est donnée, puis comparée à ce que d'autres types d'expériences apportent.

2.2.1 $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un gluino massif

Une première contribution aux mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ fait intervenir l'échange d'un neutralino ou d'un gluino [48]. Comme l'a montré par exemple F.Simkovic [49], parmi les différents graphes possibles, un seul domine : les raisons de cette prédominance sont rappelées dans ce paragraphe.

Lagrangien effectif

De l'expression du superpotentiel correspondant à la violation de la R-parité (1.5) se déduit le lagrangien relatif à une violation trilineaire faisant intervenir la constante λ'_{111} . Son expression est la suivante [46] :

$$L_{\mathbb{R}_p} = \lambda'_{111} (\bar{\nu}_L d_R \tilde{d}_L^* - \bar{u}_L e_R^c \tilde{d}_R + \bar{d}_L d_R \tilde{\nu}_L^* - \bar{u}_L d_R \tilde{e}_L^* + \bar{d}_R \nu_R^c \tilde{d}_R - \bar{e}_L d_R \tilde{u}_L^*)$$

A ceci il faut ajouter deux termes (ne brisant pas la R-parité, mais intervenant dans les processus de $\beta\beta 0\nu$ dans la mesure où ils correspondent à l'interaction des gluinos), d'une part, et, d'autre part, les neutralinos avec les fermions et leurs partenaires supersymétriques [48].

Une transformation de Fierz appliquée à ces trois termes fournit le lagrangien effectif, utile pour calculer les éléments de matrice nucléaire :

$$L_{eff} = \frac{G_F^2}{2m_p} [(\eta_{\tilde{g}} + \eta_{\chi})(J_{PS} J_{PS} - \frac{1}{4} J_{T\mu\nu} J_T^{\mu\nu}) + (\eta_{\chi\tilde{e}} + \eta'_{\tilde{g}}) J_{PS} J_{PS}] [\bar{e}(1 + \gamma_5) e^c]$$

Dans cette expression,

- J_{PS} et $J_T^{\mu\nu}$ désignent les courants hadroniques, définis ainsi : $J_{PS} = \bar{u}^\alpha(1 + \gamma_5)d_\alpha$ et $J_T^{\mu\nu} = \bar{u}^\alpha \sigma^{\mu\nu}(1 + \gamma_5)d_\alpha$ ($\sigma^{\mu\nu} = (i/2)[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$)
- Les paramètres η_i sont fonction des masses des squarks, des sleptons, du gluino et des neutralinos ; ils sont tous directement proportionnels à λ_{111}^2 .

Graphes

Les graphes associés à une désintégration $\beta\beta 0\nu$ dans le cadre d'une violation trilineaire de la R-parité avec échange d'un gluino ou d'un neutralino peuvent être déduits des lagrangiens d'interaction décrits ci-dessus : ils sont représentés sur la figure 2.1

Du lagrangien effectif au lagrangien hadronique

Afin de calculer les éléments de matrice nucléaire, il est nécessaire de passer de l'échelle des quarks à l'échelle des nucléons, c'est-à-dire de reformuler l'interaction quark-lepton en termes d'interaction effective hadron-lepton. Les mécanismes "courants" de $\beta\beta 0\nu$ (i.e. échange d'un neutrino de Majorana léger) sont ainsi étudiés en physique nucléaire en incorporant les deux quarks, séparément, dans deux neutrons, ce qui revient à schématiser la

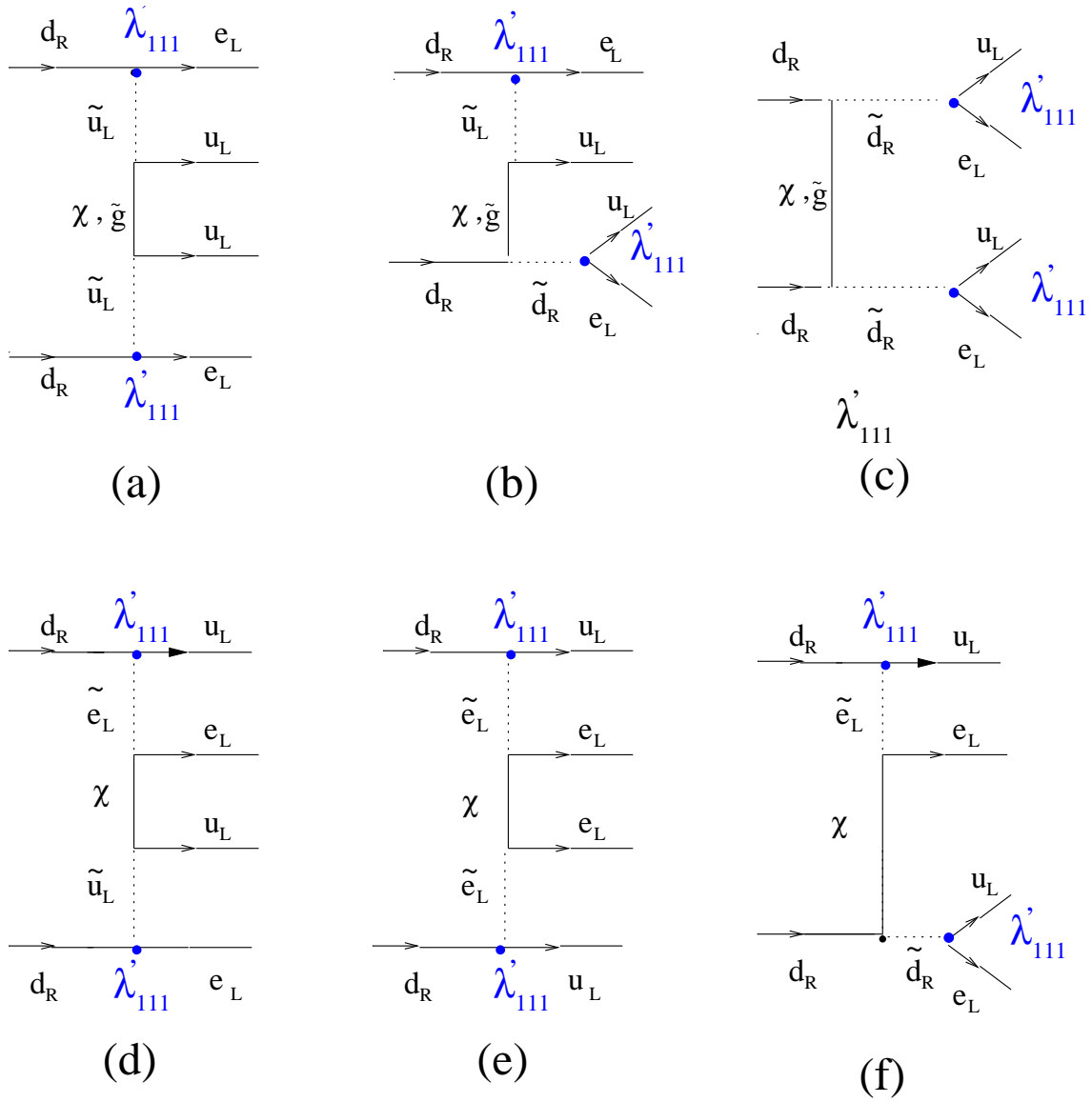


FIG. 2.1 – Graphes de $\beta\beta 0\nu$ dans le cadre d'une violation trilinéaire de la R -parité, avec échange d'un gluino ou d'un neutralino

$\beta\beta 0\nu$ sous la forme indiquée par la figure 2.2, baptisée “mode deux nucléons” ou “mode 2N” [49].

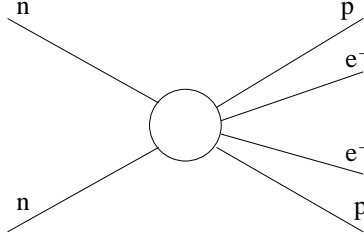


FIG. 2.2 – Mode 2N expliquant les mécanismes “courants” de $\beta\beta 0\nu$

Or la violation de la R-parité, telle que nous l’étudions ici, exige un échange de particules supersymétriques lourdes ; les deux neutrons évoqués ci-dessus devraient se rapprocher très fortement l’un de l’autre pour que l’interaction puisse avoir lieu, et l’on rentrerait alors dans la zone répulsive, à très courte portée, de l’interaction forte. D’autres modes doivent donc être privilégiés : il s’agit du mode dit “ π ” (ou un pion) et du mode “ 2π ” (ou deux pions) [49], basés sur l’échange d’un (ou deux) pion(s) entre les deux neutrons. Ces deux modes sont schématisés sur la figure 2.3.

Le lagrangien hadronique prend en compte ces différents modes ; les éléments de matrice nucléaire relatifs à chacun des modes ont été calculés par F.Simkovic et A.Faessler [49] : ils sont notés $M_{\tilde{q}}^{2N}$, $M_{\tilde{f}}^{2N}$ et $M^{\pi N}$, $M^{\pi N}$ désignant une combinaison linéaire des éléments de matrice correspondant aux modes π et 2π . L’expression de la période de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ est la suivante [51] :

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G_{01} |\eta^T M_{\tilde{q}}^{2N} + (\eta^{PS} - \eta^T) M_{\tilde{f}}^{2N} + \frac{3}{8}(\eta^T + \frac{5}{3}\eta^{PS})(\frac{4}{3}M^{1\pi} + M^{2\pi})|^2$$

Dans cette expression,

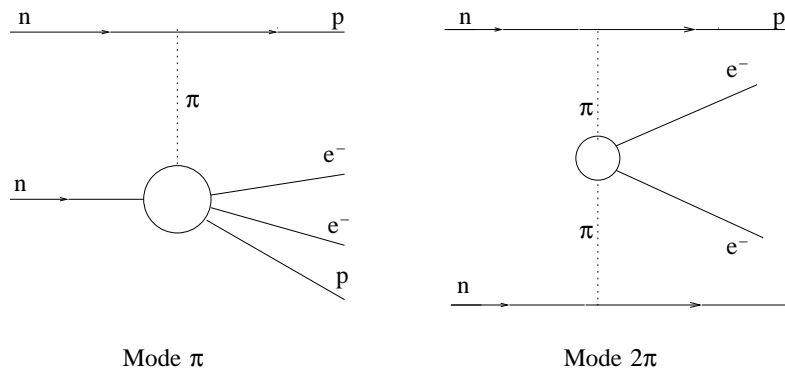


FIG. 2.3 – Mode π et 2π expliquant les mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ violant la R -parité

- G_{01} est l'espace des phases tel qu'il est calculé, et donné quantitativement, pour différents noyaux, au chapitre 1.
- $\eta^{PS} = \eta_{\tilde{\chi}\tilde{e}} - \eta_{\tilde{\chi}\tilde{f}} + 7\eta'_{\tilde{g}} + \eta_{\tilde{g}} + \eta_{\chi}$.
- $\eta^T = \eta_{\chi} - \eta_{\tilde{\chi}\tilde{f}} + \eta_{\tilde{g}} - \eta'_{\tilde{g}}$.
- M^{2N} , M^{π} et $M^{2\pi}$ sont les éléments de matrice nucléaire relatifs aux modes 2N, un pion et deux pions.

Si l'on considère que les neutralinos ont une masse d'au moins 20 GeV, ce qui est cohérent avec les limites expérimentales actuelles, fournies par le LEP, deux constantes η_i l'emportent sur les autres : $\eta_{\tilde{g}}, \eta'_{\tilde{g}} \gg \eta_{\chi}, \eta_{\tilde{\chi}\tilde{f}}, \eta_{\tilde{\chi}\tilde{e}}$. Ceci est vrai pour une masse du gluino allant jusqu'à 1 TeV. En combinant ces inégalités avec les valeurs des éléments de matrice nucléaire [51], **la contribution prépondérante aux mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ représentés sur la figure 2.1 correspond à l'échange d'un gluino massif**. Par ailleurs, pour les raisons invoquées précédemment, l'élément de matrice associé au mode 2N est négligeable face aux autres. Par conséquent, la demi-vie peut s'exprimer plus simplement :

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G_{01} |\eta(\frac{4}{3}M^{1\pi} + M^{2\pi})|^2 \quad (1.6)$$

Le paramètre η a l'expression suivante :

$$\eta = \frac{\pi\alpha_S}{6} \frac{\lambda'_{111}}{G_F^2 m_{\tilde{d}_R}^4 m_{\tilde{g}}} [1 + (m_{\tilde{d}_R}/m_{\tilde{u}_L})^2]^2 \quad (1.7)$$

La constante λ'_{111} peut être réécrite de façon plus quantitative ainsi :

$$\lambda'_{111} = 1.8\sqrt{\eta} \left(\frac{m_{\tilde{q}}}{100\text{GeV}}\right)^2 \left(\frac{m_{\tilde{g}}}{100\text{GeV}}\right)^{1/2}$$

$m_{\tilde{q}}$ désignant de manière générale la masse des squarks ($m_{\tilde{u}} \simeq m_{\tilde{d}} \simeq m_{\tilde{q}}$).

Compte-tenu des relations (1.6) et (1.7), la période de désintégration $\beta\beta 0\nu$ se réduit à une fonction de trois paramètres : λ'_{111} , $m_{\tilde{g}}$ et la masse des squarks.

Estimation de la sensibilité de NEMO3 à la constante de couplage λ'_{111}

Expérimentalement, en mesurant une limite inférieure sur la période de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, il est donc possible d'obtenir une limite supérieure sur la constante λ'_{111} , fonction des masses du gluino et des squarks, connaissant les éléments de matrice nucléaire relatifs au mécanisme étudié. Le tableau 2.4 résume les limites, calculées pour des masses du gluino

Isotopes	$T_{1/2}^{0\nu}$	λ'_{111}
^{82}Se	$2.7 \cdot 10^{22}$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
^{96}Zr	$3.9 \cdot 10^{19}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$
^{100}Mo	$5.2 \cdot 10^{22}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
^{116}Cd	$2.9 \cdot 10^{22}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$
^{130}Te	$8.2 \cdot 10^{21}$	$4.9 \cdot 10^{-4}$
^{150}Nd	$1.2 \cdot 10^{21}$	$4.1 \cdot 10^{-4}$
^{76}Ge	$1.1 \cdot 10^{25}$	$1.3 \cdot 10^{-4}$

TAB. 2.3 – *Limites supérieures sur le paramètre λ'_{111} obtenues à l'aide des limites sur les périodes mesurées expérimentalement, pour des masses du gluino et des squarks voisines de leurs limites inférieures actuelles (100 GeV)*

Isotopes	$T_{1/2}^{0\nu}$	λ'_{111}
^{82}Se	$1.5 \cdot 10^{24}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
^{100}Mo	$5.0 \cdot 10^{24}$	$8.7 \cdot 10^{-5}$

TAB. 2.4 – *Limites supérieures sur le paramètre λ'_{111} obtenues à l'aide des limites sur les périodes attendues pour les différents émetteurs présents dans NEMO3, pour des masses du gluino et des squarks voisines de leurs limites inférieures actuelles (100 GeV)*

et des squarks voisines de leurs limites inférieures actuelles (100 GeV), que le détecteur NEMO3 pourrait permettre d'obtenir, d'après les périodes que nous avons simulées, pour les deux noyaux présents dans l'expérience (le ^{82}Se et le ^{100}Mo) destinés à l'étude de la $\beta\beta 0\nu$: ces limites sont bien entendu plus contraignantes que celles obtenues à partir des périodes mesurées expérimentalement jusqu'à présent, présentées dans le tableau 2.3. Soulignons que l'utilisation des modes faisant intervenir un ou deux pion(s) permet de gagner un facteur au moins 2 sur cette limite.

La dépendance de λ'_{111} par rapport aux masses des squarks et du gluino est représentée sur la figure 2.4, dans le cas du ^{100}Mo .

Sensibilité des différents noyaux émetteurs $\beta\beta 0\nu$ au signal étudié

La sensibilité d'un noyau Y, émetteur $\beta\beta 0\nu$, à un signal supersymétrique correspondant au mécanisme présenté ici, est définie par :

$$\zeta(Y) = 10^5 \left| \frac{4}{3} M^{1\pi} + M^{2\pi} \right| \sqrt{G_{01}}$$

Cette quantité est une caractéristique intrinsèque au noyau Y, fonction uniquement des éléments de matrice nucléaire ($M^{1\pi}$, $M^{2\pi}$) et de l'espace des phases G_{01} . Plus $\zeta(Y)$ est élevée, plus le noyau Y est un candidat prometteur pour la recherche de connaissances supersymétriques via la double désintégration bêta sans émission de neutrinos. Les valeurs

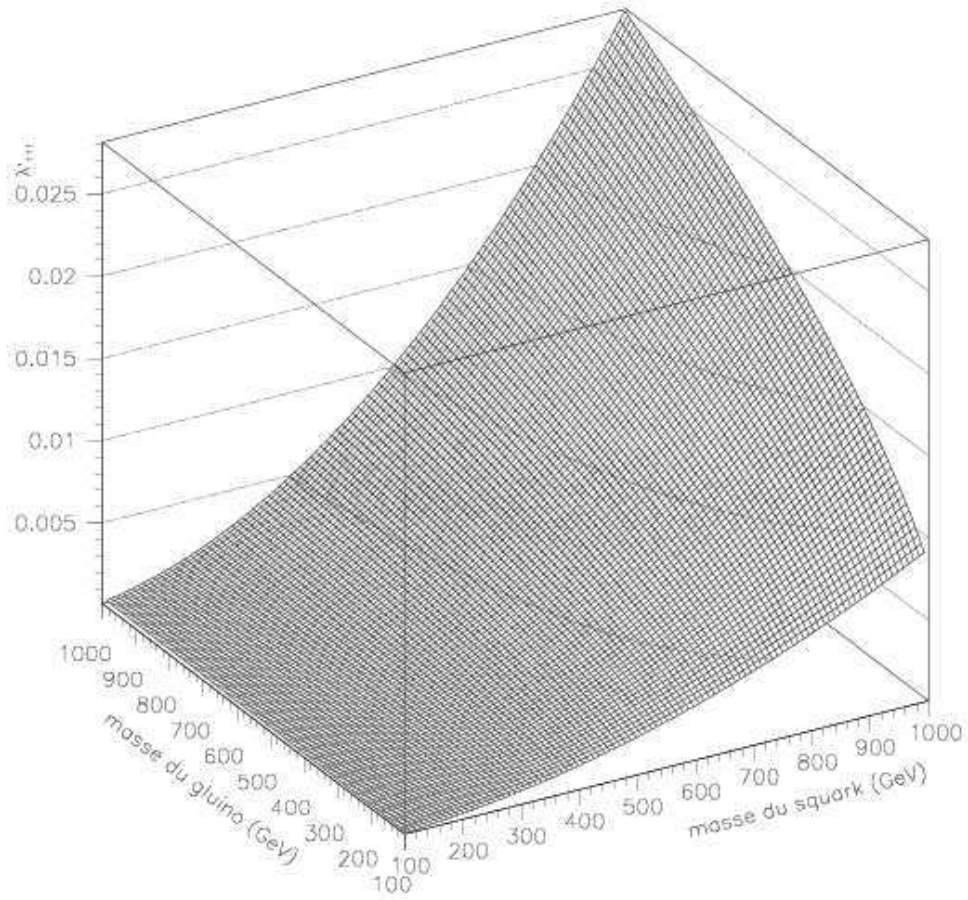


FIG. 2.4 – Illustration de la dépendance de λ'_{111} par rapport aux masses des squarks et du gluino.

Isotopes	$M_{1\pi}$	$M_{2\pi}$	$G_{01} * 10^{15}y$	$\zeta(Y)$
^{82}Se	-23.9	-551	35.2	10.8
^{96}Zr	22.1	-458	73.6	11.8
^{100}Mo	19.4	-776	57.3	18.1
^{116}Cd	-9.3	-423	62.3	10.8
^{130}Te	25.1	-660	55.4	14.9
^{150}Nd	56.4	-1129	269	55.6
^{76}Ge	-18.2	-601	7.93	5.5

TAB. 2.5 – *Eléments de matrice nucléaire (calculés par la méthode pn-QRPA renormalisée), espace des phases et sensibilité au signal SUSY des différents émetteurs présents dans NEMO3, ainsi que du ^{76}Ge*

numériques de $\zeta(Y)$ sont présentées dans le tableau 2.5, qui montre également les valeurs des éléments de matrice nucléaire calculés par la méthode pn-QRPA renormalisée [49]. Ce tableau montre clairement que le ^{150}Nd est un candidat particulièrement prometteur, suivi par le ^{100}Mo : le détecteur NEMO3, s'il contient une masse de Nd trop faible pour étudier la $\beta\beta 0\nu$ (la $\beta\beta 2\nu$ de ce noyau sera en revanche étudiée), est à même de fournir une limite contraignante sur λ'_{111} , bien que fonction des masses des particules supersymétriques.

2.2.2 $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un neutrino léger, dans le cadre d'un processus vecteur-scalaire

La double désintégration bêta sans émission de neutrinos peut avoir lieu, dans le cadre d'une violation trilineaire de la R-parité, via un processus de type vecteur-scalaire, dont les caractéristiques cinématiques présentent des similitudes avec celles relatives au processus de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit (V+A) ; ce processus implique l'échange d'un W_L , ainsi que d'une paire de bosons scalaires chargés et d'un neutrino léger, virtuel. Ce dernier ne subit pas nécessairement, comme c'était le cas lors des processus présentés au chapitre 1, de renversement d'hélicité.

Lagrangien effectif

Un processus vecteur-scalaire se traduit, dans le lagrangien effectif de ce type d'interaction, par la présence de termes violant le nombre leptonique de deux unités, caractérisés par les paramètres $\epsilon_{1,2}^{ee}$ [50].

Graphe dominant

La principale contribution aux mécanismes de $\beta\beta 0\nu$ dans le cadre du processus étudié dans ce paragraphe, est montrée sur la figure 2.5.

Les particules scalaires échangées sont dans ce cas la paire (\tilde{b}, \tilde{b}^c) et l'expression du paramètre ϵ_2^{ee} , donnée ci-dessous (1.8), fait intervenir notamment la masse du squark \tilde{b} :

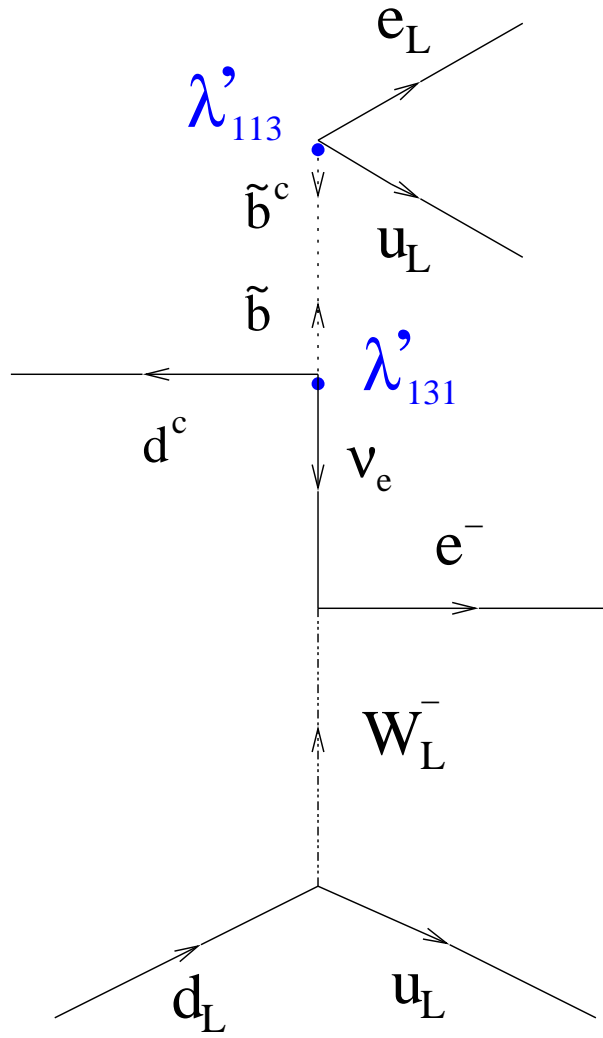


FIG. 2.5 – Graphe dominant de la contribution vecteur-scalaire

$$\epsilon_2^{ee} = \left(\frac{\lambda'_{113} \lambda'_{131}}{2\sqrt{2}G_F m_b^2} \right) \left(\frac{m_b}{m_b^2} \right) (\mu \tan \beta + A_b m_0) \quad (1.8)$$

Dans cette expression, A_b et m_0 sont des paramètres libres du MSSM, caractérisant la brisure de la supersymétrie; μ est la masse supersymétrique des bosons de Higgs et $\tan \beta$ est le rapport des deux v.e.v. $\langle H_u \rangle$ et $\langle H_d \rangle$, défini précédemment.

Lagrangien hadronique et éléments de matrice nucléaire

La démarche adoptée est semblable à celle exposée dans le paragraphe précédent; à ce jour, les éléments de matrice nucléaire associés à la $\beta\beta\nu$ se produisant via un tel mécanisme, n'ont pas été calculés. Par conséquent, seule une approximation permet d'avoir accès à ces éléments.

Etude quantitative du produit de deux constantes de couplage

La limite expérimentale obtenue sur la période de la double désintégration bêta sans émission de neutrinos donne accès à une limite supérieure sur le paramètre ϵ_2^{ee} , connaissant les éléments de matrice nucléaire calculés pour le processus étudié ici, dans la mesure où la période est inversement proportionnelle à ϵ_2^{ee} . En estimant grossièrement les éléments de matrice nucléaire, et en utilisant une limite de l'ordre de 1 eV sur la masse effective, nous obtenons la limite suivante sur ϵ_2^{ee} :

$$\epsilon_2^{ee} \leq 1.10^{-8}$$

Une limite sur le produit de deux des constantes de couplage caractéristique de la violation trilineaire de la R-parité, λ'_{113} et λ'_{131} , peut être obtenue en donnant des valeurs hypothétiques aux différents paramètres du MSSM : en choisissant la valeur de 100 GeV pour les différentes masses (μ , la masse des squarks, m_0) et la valeur 1 pour A_b et $\tan\beta$, nous obtenons :

$$\lambda'_{113} \lambda'_{131} \leq 3.5 \cdot 10^{-8}$$

Cette limite est à comparer aux limites actuelles expérimentales dont nous disposons. La désintégration des K^+ a donné la limite suivante : $\lambda'_{113} \leq 0.02$ [52]; l'étude de la violation de la parité atomique et de l'assymétrie dans la diffusion eD a donné la limite suivante : $\lambda'_{131} \leq 0.035$ [53]. Par conséquent, la limite sur le produit des deux constantes, égal à 7.10^{-4} , est moins contraignante que celle donnée par la $\beta\beta 0\nu$ dans le cas, favorable à la $\beta\beta 0\nu$, de squarks légers. Notons que le même calcul, effectué en prenant par exemple des squarks de 1 TeV, les autres paramètres restant inchangés, conduit à la limite suivante, qui reste contraignante : $\lambda'_{113} \lambda'_{131} \leq 8.0 \cdot 10^{-5}$.

Il faut également souligner que la valeur de $\tan\beta$ a une forte incidence sur la limite obtenue, comme cela est illustré sur la figure 2.6.

Le même type de graphe peut être étudié en remplaçant la paire (\tilde{b}, \tilde{b}^c) par la paire (\tilde{s}, \tilde{s}^c) . La limite obtenue porte alors sur le produit de deux autres constantes de couplage λ'_{112} et λ'_{121} , comme le montre l'expression du superpotentiel violant la R-parité (1.5) : avec les mêmes hypothèses sur les valeurs des paramètres intervenant dans ϵ_2^{ee} (masses égales à 100 GeV, $\tan\beta$ et A_b égaux à 1), nous obtenons alors une limite de l'ordre de 10^{-6} sur le produit des deux constantes.

Soulignons que les limites données ici pour la $\beta\beta 0\nu$ ne sont qu'approximatives, dans la mesure où les éléments de matrice nucléaire n'ont pas été calculés dans ce cas précis : en particulier, une valeur commune à tous les noyaux ayant été prise, nous ne pouvons donc pas savoir quel serait le noyau le plus pertinent pour étudier ce processus, contrairement au mécanisme étudié dans le paragraphe précédent.

2.3 Conclusion

Les limites obtenues expérimentalement sur la période du processus de double désintégration bêta interdite permettent d'apporter des limites sur certaines constantes caractéristiques de la violation de la R-parité, dans le cadre du MSSM, à condition d'admettre que le

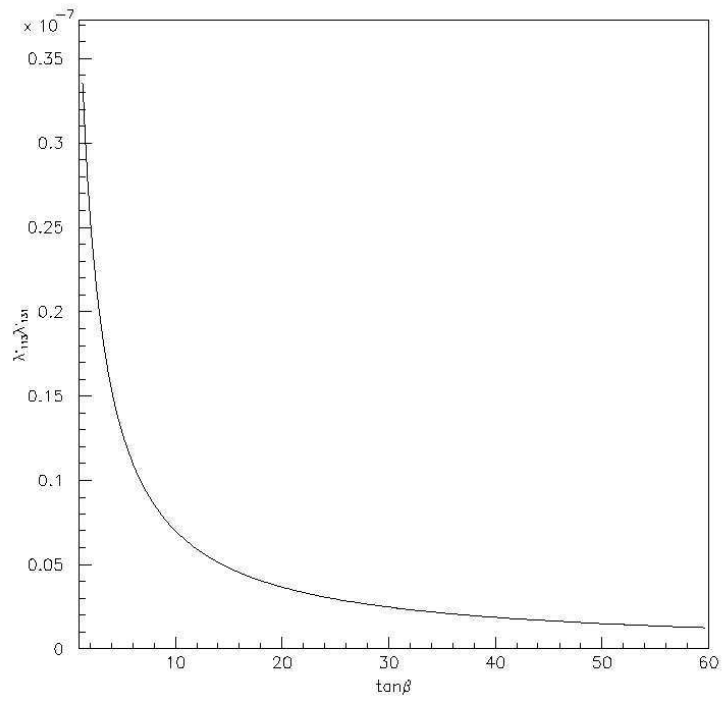


FIG. 2.6 – Illustration de la dépendance de $\lambda'_{131} \lambda'_{113}$ par rapport à $\tan\beta$

mécanismes à l'origine de la $\beta\beta 0\nu$ s'inscrivent dans le cadre d'une violation trilineaire de la R-parité. Ces limites sont, dans le cadre de cette hypothèse, plus contraignantes que celles établies jusqu'à présent mais pâtissent de l'incertitude liée au calcul des éléments de matrice nucléaire.

Deuxième partie

LE DETECTEUR NEMO3

L'expérience NEMO3 fait partie des expériences de double désintégration bêta à source passive ; elle devrait permettre d'affiner les résultats établis et ce, pour différents noyaux : ainsi, la limite attendue sur la période de $\beta\beta 0\nu$ est de l'ordre de 5.10^{24} années, ce qui correspond à une limite sur la masse effective de l'ordre de 0.2-0.4 eV ; la limite attendue sur la période de la double désintégration bêta avec émission de Majoron est de l'ordre de 10^{23} années et les périodes de $\beta\beta 2\nu$ qui seront mesurées seront de l'ordre de 10^{22} années.

Dans un premier chapitre, après avoir brièvement présenté les atouts du Laboratoire Souterrain de Modane, qui accueille notre expérience, je donnerai une description des différents éléments du détecteur NEMO3, ainsi que leur principe général de fonctionnement ; puis je décrirai les différentes phases de montage de l'expérience, ainsi que les principaux tests effectués ; enfin, je détaillerai les principes généraux de l'analyse.

Dans la mesure où un nombre particulièrement faible d'événements de double désintégration bêta interdite est attendu, il est impératif de s'affranchir de la plus grande partie possible des sources de bruit de fond, qu'elles soient internes ou externes au détecteur, et de comprendre parfaitement le fond résiduel : un second chapitre est donc consacré à la description précise des différentes sources de bruit de fond de l'expérience NEMO3, ainsi qu'aux résultats des mesures de radiopureté des différents éléments du détecteur.

Enfin, je décrirai, au cours d'un troisième chapitre, les performances du détecteur de traces et notamment les résolutions longitudinales et transverses, associées au vertex des traces mais aussi par cellule Geiger.

Chapitre 3

Le détecteur NEMO3

L'élaboration du détecteur NEMO3 est le fruit d'un long travail de Recherche et Développement, débuté en 1988, qui a notamment conduit la collaboration NEMO (Neutrinoless Experiment with Molybdenum) à construire deux prototypes, NEMO1 [59] et NEMO2 [60] : le premier a permis de caractériser le détecteur de traces envisagé pour NEMO3, et le second, de comprendre les origines des différents sources de bruit de fond à la $\beta\beta 0\nu$ de l'expérience. Le choix de tous les composants du détecteur a été guidé par la nécessité absolue d'une activité en ^{208}Tl , ^{214}Bi et ^{40}K , sources de bruit de fond de l'expérience, négligeable. L'installation du détecteur NEMO3 au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) s'est achevée à l'automne 2001, la prise de données ayant débuté en mars 2002.

Une vue générale de NEMO3 est présentée sur la figure 3.1 : il s'agit d'un détecteur cylindrique, d'environ 3 mètres de hauteur, divisé en 20 secteurs. La surface située à l'intérieur du détecteur, correspondant à un rayon de 50 cm, est baptisée *mur interne*; celle située à l'extérieur du détecteur, correspondant à un rayon externe de 2.5 mètres, est appelée *mur externe*. La surface supérieure (respectivement inférieure) du détecteur est baptisée *pétale haut* (resp. *pétale bas*).

De part et d'autre de la source d'émetteur double bêta se trouve le détecteur de traces, réunissant 6180 cellules de dérive fonctionnant en régime Geiger ; les sources sont donc situées au coeur de la chambre à fils : cette géométrie particulière a été choisie afin de rendre optimale l'efficacité de détection des particules chargées. Puis vient le calorimètre, regroupant 1940 scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. Une bobine, produisant un champ magnétique vertical de 30 gauss, entoure le détecteur. Enfin, deux blindages viennent couvrir NEMO3, l'un en fer, l'autre, composé essentiellement d'eau borée, dédié aux neutrons.

Les différents éléments du détecteur NEMO3 sont décrits séparément dans les paragraphes qui suivent.

3.1 Le Laboratoire Souterrain de Modane

Afin de minimiser le bruit de fond apporté par les rayons cosmiques, le détecteur NEMO3 a été installé dans le Laboratoire Souterrain de Modane, creusé au milieu du tunnel routier du Fréjus, comme le montre la figure 3.2.

NEMO 3

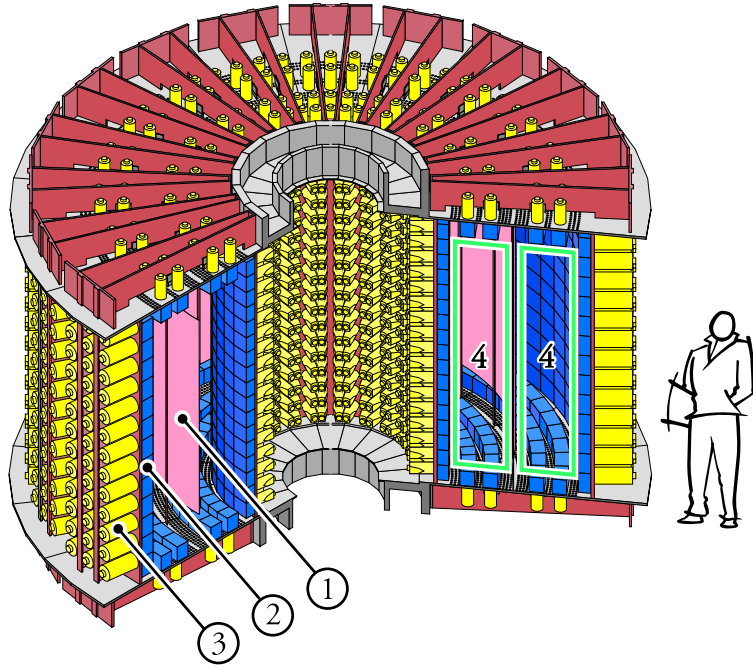


FIG. 3.1 – Vue d'ensemble du détecteur NEMO3 : (1) Source d'émetteur double bêta (2) Blocs de scintillateurs (3) Photomultiplicateurs associés aux scintillateurs (4) Chambre à fils

Situé sous 1780 mètres de roche, soit l'équivalent de 4800 mètres d'eau, ce laboratoire est particulièrement bien protégé contre le rayonnement cosmique, comme le souligne la figure 3.3; le flux de muons est ainsi réduit, à la profondeur à laquelle se situe le LSM, d'un facteur 3.10^6 par rapport au niveau de la mer : il n'est plus que de 4.2 muons par m^2 et par jour. Le flux de neutrons rapides, d'énergie supérieure à 1 MeV, est également fortement atténué, d'un facteur 10^3 par rapport au niveau de la mer : il est estimé à environ 4.10^{-6} neutrons par seconde et par cm^2 [58]. Le flux de neutrons thermiques, d'énergie voisine de 0.025 eV, est de l'ordre de $1.6 10^{-6}$ neutrons par seconde et par cm^2 . Le flux des neutrons d'énergie intermédiaire, dits épithermiques, n'a pas fait l'objet de mesure au LSM, mais les mesures effectuées dans les autres laboratoires souterrains ont montré que ce flux était environ 1.25 fois plus faible que celui des neutrons thermiques.

Par ailleurs, le thoron et le radon présents dans le laboratoire, gaz rares émis au cours des désintégrations radioactives de l'uranium ^{238}U et du thorium ^{232}Th , représentent une source potentielle de bruit de fond pour l'expérience, comme nous le verrons au chapitre 3. Afin de remédier à cet inconvénient, le LSM est équipé d'un système de ventilation qui alimente en air frais le laboratoire avec un débit de $5000 m^3/h$: cette arrivée d'air frais permet de réduire fortement le taux de radon ambiant (il est actuellement de $10 Bq/m^3$ en moyenne).

POSITION DU LSM AU SEIN DE LA MONTAGNE

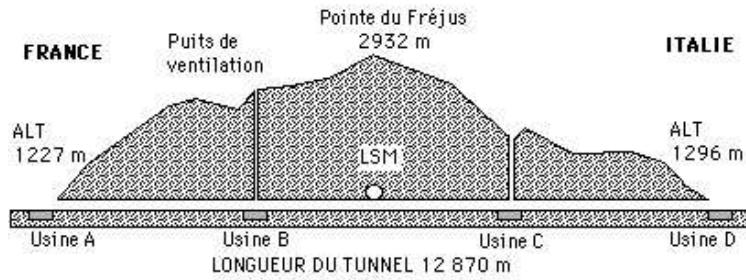


FIG. 3.2 – Sous le mont Fréjus, le LSM se situe au centre du tunnel du Fréjus, à la frontière France-Italie.

3.2 Sources d'émetteur double bêta

3.2.1 Répartition géométrique des différents émetteurs

NEMO3 est un détecteur à source passive, capable d'accueillir différents noyaux : c'est l'un de ses principaux atouts. Ce détecteur regroupe ainsi neuf émetteurs double bêta, dont les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1, leur répartition géométrique au sein du détecteur étant schématiquement représentée sur la figure 3.4. Le choix de ces noyaux a été guidé par un certain nombre de contraintes, comme cela a été expliqué précédemment (1.4.3).

noyau	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	processus étudié	masse
^{100}Mo	3034	$\beta\beta$	6.9 kg
^{82}Se	2995	$\beta\beta$	0.93 kg
^{116}Cd	2802	$\beta\beta$	0.40 kg
^{150}Nd	3667	$\beta\beta$	36.5 g
^{96}Zr	3350	$\beta\beta$	9.43 g
^{48}Ca	4271	$\beta\beta$	6.99 g
Cu	-	bdf externe	0.62 kg
^{130}Te	2533	$\beta\beta$ bdf externe	0.45 kg
$^{nat}\text{TeO}_2$	-	bdf externe	0.61 kg

TAB. 3.1 – Liste des différentes sources utilisées dans NEMO3.

Les sources se présentent sous forme de feuille, d'une épaisseur moyenne de $60 \mu\text{m}$ (hors la feuille source de Cuivre, plus fine de $10 \mu\text{m}$ et celle de ^{48}Ca , plus fine de $30 \mu\text{m}$), et longue de 2.4 m.

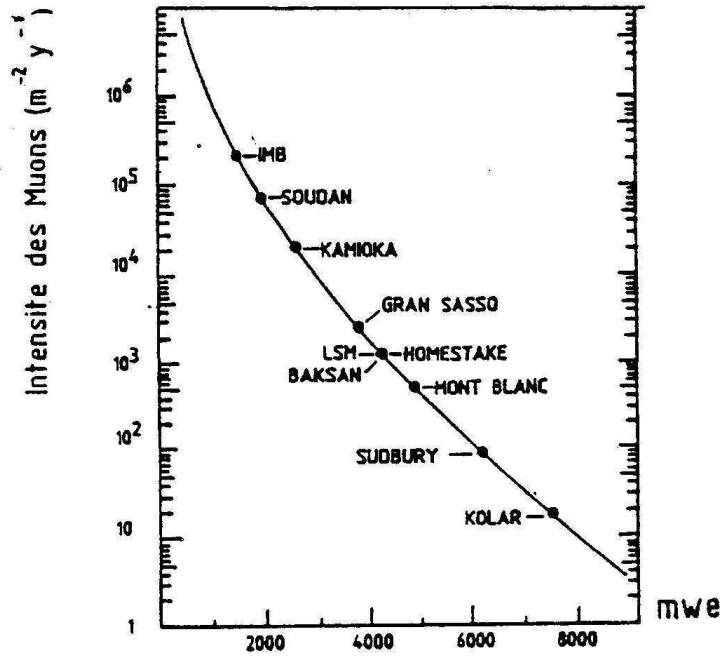


FIG. 3.3 – Intensité du flux de muons cosmiques dans les principaux laboratoires souterrains, en fonction de la profondeur à laquelle est situé le laboratoire (en nombre de mètres d'eau équivalents).

3.2.2 Estimation d'une partie du bruit de fond externe à l'expérience

Six des noyaux introduits dans NEMO3 permettent d'étudier exclusivement le processus de double désintégration bêta. Les trois autres (Cu, ^{130}Te - également étudié pour le processus de $\beta\beta 2\nu$ - et $^{nat}\text{TeO}_2$) ont pour but l'étude quantitative du bruit de fond externe aux feuilles de ^{100}Mo , isotope prépondérant au sein du détecteur.

L'oxyde de tellure naturel ($^{nat}\text{TeO}_2$) présente la particularité d'avoir un Z effectif (Z_{eff}) très proche de celui du ^{100}Mo . Or le bruit de fond externe, comme cela sera expliqué au chapitre 4, repose sur des processus dont la section efficace est proportionnel au Z_{eff}^2 du matériau dans lequel il est créé : la mesure du nombre d'événements à deux électrons issus du $^{nat}\text{TeO}_2$ permettra donc d'avoir une estimation quantitative du bruit de fond extérieur aux sources de ^{100}Mo . Notons que la répartition du $^{nat}\text{TeO}_2$ suivant deux secteurs diamétralement opposés, comme le montre la figure 3.4, permet de prendre en compte une éventuelle inhomogénéité du bruit de fond externe. De la même façon, le cuivre contribue à l'estimation du bruit de fond externe à la source de ^{100}Mo .

Le ^{130}Te est dédié à l'étude de la double désintégration bêta, mais aussi à celle du bruit de fond externe : en effet, dans la mesure où le $Q_{\beta\beta}$ de cet isotope est inférieur, de 500 keV, à celui du ^{100}Mo , l'évaluation du nombre d'événements à deux électrons issus de la source de ^{130}Te donnera accès au nombre d'événements de bruit de fond externe à la source de ^{100}Mo , dans la fenêtre en énergie centrée sur le $Q_{\beta\beta}$ du ^{100}Mo , en tenant compte des masses

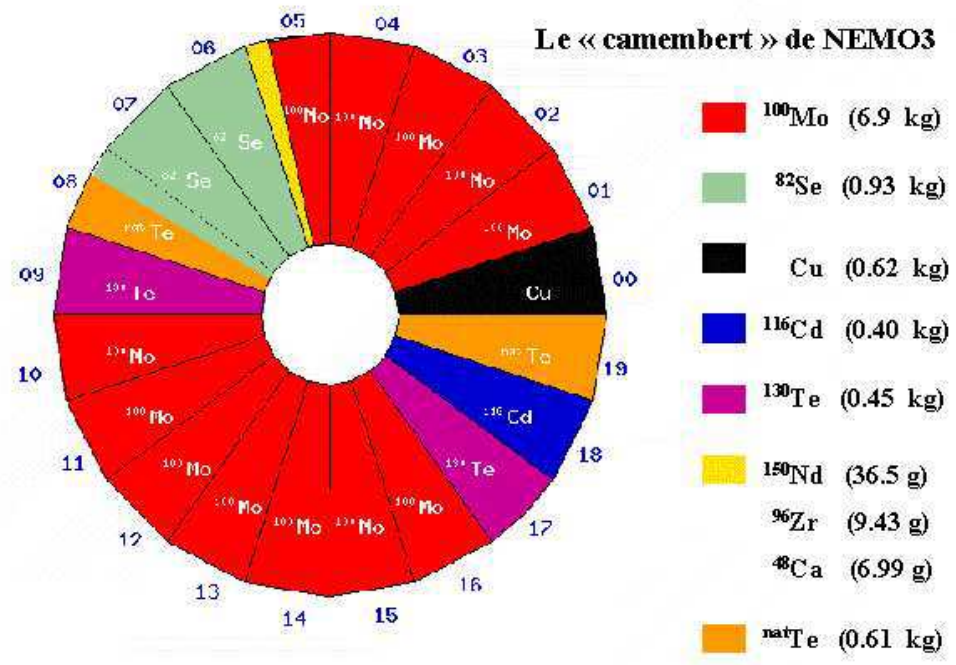


FIG. 3.4 – Répartition des émetteurs double bêta au sein de NEMO3

respectives des deux noyaux étudiés.

3.2.3 Production de sources isotopiquement enrichies et pures

Les sources présentes dans NEMO3 ont été fortement **enrichies**, dans la mesure où l'abondance isotopique des différents émetteurs double bêta est faible (cf tableau 1.3). Ainsi, la poudre de ^{100}Mo introduite dans le détecteur contient de 95% à 98% de ^{100}Mo , dont l'abondance naturelle est plus de 10 fois plus faible.

Par ailleurs, les feuilles sources obéissent aux **exigences de radiopureté** inhérentes à cette expérience : il faut donc que leurs contaminations en ^{214}Bi et ^{208}Tl , principales sources de bruit de fond interne à l'expérience, soient les plus faibles possibles, en particulier inférieures aux limites requises : $300 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{214}Bi et $20 \mu\text{Bq/kg}$ en ^{208}Tl . Pour ce faire, deux méthodes de purification sont utilisées : l'une, dite "physique", effectuée à l'ITEP ¹, repose sur la transformation du Molybdène, initialement à l'état de poudre, en un monocristal, dont les impuretés sont extraites au cours de la croissance du cristal. L'autre méthode, dite "chimique", mise en place à l'INEEL ², a été développée spécifiquement pour l'expérience NEMO3 [64].

Les activités, en ^{214}Bi et en ^{208}Tl , de chacune des feuilles sources introduites dans le détecteur ont fait l'objet de mesures précises effectuées à l'aide de détecteurs Germanium installés au LSM; l'étude de 1 kg d'isotope représente en moyenne un mois de mesure. Le tableau 3.2 résume l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus : les limites indiquées correspondent aux cas où les limites de sensibilité du détecteur Germanium ont été atteintes.

Les activités du ^{82}Se en ^{214}Bi et en ^{208}Tl dépassent les limites requises pour 10kg de source. Si la contamination est très localisée, comme c'était le cas dans NEMO2, des coupures adéquates permettront de s'affranchir de ces événements de bruit de fond interne à la source de sélénium : nous aurons alors accès à une limite plus contraignante sur la période de $\beta\beta\nu$ relative à ce noyau.

3.3 Le détecteur de traces

Le détecteur NEMO3 est doté d'une chambre à fils à dérive fonctionnant en régime Geiger, remplie d'un mélange d'hélium (96%) et d'éthanol : nous sommes ainsi à même de reconstruire la trajectoire, tridimensionnelle, de toute particule chargée traversant le détecteur (électron, positron, particules α). Le volume effectif de la chambre à fils est de 28 m^3 .

3.3.1 Description géométrique

La chambre à fils de NEMO3 regroupe 6180 cellules Geiger (soit 309 par secteur) placées verticalement dans le détecteur. Chaque cellule, de 2,7 m de hauteur et 30 mm de diamètre (voir figure 3.5), comprend un fil anodique porté à une haute tension de 1800 V environ (le point de fonctionnement d'une cellule est étroitement lié à la composition du gaz

¹Institute of Theoretical and Experimental Physics; Moscou

²Idaho National Engineering and Environmental Laboratory

noyau	masse (mesure)	^{214}Bi (mBq/kg)	^{208}Tl (mBq/kg)
^{100}Mo métallique	733 g	<0.39	<0.11
^{100}Mo composite	1250 g	<0.34	<0.10
^{82}Se	932 g	1.2 ± 0.5	0.4 ± 0.1
^{116}Cd	405 g	<1.5	<0.5
Cu	621 g	<0.12	<0.04
^{130}Te	452 g	<0.7	<0.5
$^{nat}\text{TeO}_2$	614 g	< 0.17	<0.09
^{150}Nd	36.5 g	<3.3	10 ± 2
^{96}Zr (ITEP)	4.10 g	< 16	< 10
^{96}Zr (INR)	5.31 g	< 14	< 5
^{48}Ca	6.99 g	<4	<2

TAB. 3.2 – *Activité des différentes sources introduites dans le détecteur NEMO3*

dans lequel elle baigne) et 8 fils de champs, portés à la masse, quatre au moins d'entre eux étant commun à deux cellules. Le diamètre des fils est de $50 \mu\text{m}$. Enfin, deux anneaux en cuivre, placés aux deux extrémités, viennent clore la cellule.

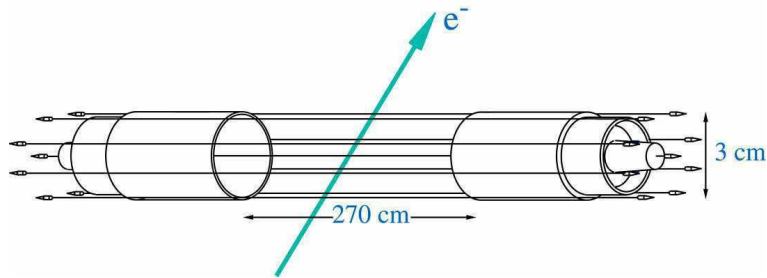


FIG. 3.5 – *Schéma d'une cellule Geiger*

Les cellules sont disposées suivant neuf rangées cylindriques, de part et d'autre de la source ; comme le montre la figure 3.6, ces neuf rangées sont regroupées en trois ensembles, séparés de 15 cm. Le premier, situé près de la source ($140\text{cm} \leq r \leq 152\text{cm}$) est constitué de quatre rangées, dédiées à la reconstruction du vertex ; le second est composé de deux rangées permettant d'étudier la courbure de la trace ($167\text{cm} \leq r \leq 171\text{cm}$) ; le dernier est composé de trois rangées, permettant de connaître la position de l'impact sur le scintillateur ($186\text{cm} \leq r \leq 192\text{cm}$). Cette configuration géométrique a été choisie car elle permet d'optimiser la reconstruction de la trajectoire d'une particule chargée, tout en minimisant le nombre de cellules [60].

3.3.2 Principe de fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse une cellule de la chambre à fils, elle ionise le gaz, ce qui engendre en moyenne 8 électrons primaires par cm parcouru (dans le gaz utilisé dans NEMO3). Les électrons dérivent ensuite vers le fil anodique, avec une vitesse moyenne de l'ordre de $1 \text{ cm}/\mu\text{s}$: le temps maximal de dérive au sein d'une cellule est donc de $1.5 \mu\text{s}$,

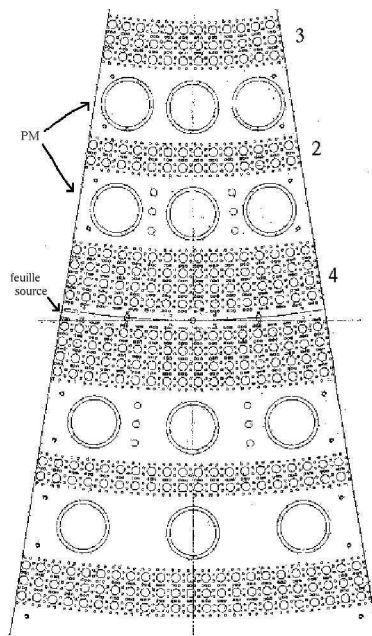


FIG. 3.6 – Vue d'un pétale d'un secteur de NEMO3 : nous distinguons neuf rangées de cellules Geiger, disposées suivant la configuration "4-2-3" de part et d'autre de la source, centrale, ainsi que les photomultiplicateurs du pétale

tandis que les ions He^+ dérivent vers les fils cathodiques beaucoup plus lentement, à une vitesse environ cent fois plus petite.

Le champ électrique au voisinage du fil anodique est suffisamment intense pour que les électrons primaires, lorsqu'ils sont parvenus à moins de $100 \mu\text{m}$ du fil, aient assez d'énergie cinétique pour ioniser les molécules du gaz, ce qui produit des électrons secondaires susceptibles d'ioniser à leur tour le milieu : cela donne donc naissance à une avalanche, dite **avalanche primaire**. En régime Geiger, cette première avalanche est suivie par une série d'avalanches dites secondaires qui se propagent le long du fil anodique, vers les deux anneaux en cuivre, grâce à un mécanisme de photoionisation : des photons UV, émis par désexcitation des molécules de gaz, ionisent le gaz au voisinage du fil en créant des photoélectrons, qui engendrent ensuite des **avalanches secondaires**. Les ions provenant de cette série de décharges forment un plasma baptisé **plasma Geiger**, qui se propage, de proche en proche, le long du fil anodique à une vitesse de $7 \text{ cm}/\mu\text{s}$: le temps maximal de propagation le long du fil est donc de $40 \mu\text{s}$.

Le régime Geiger dépend étroitement du nombre de photoélectrons produits : il est donc important de contrôler la photoionisation du gaz, grâce au quencher du mélange gazeux, dont le rôle sera décrit en détail un peu plus loin dans ce paragraphe.

Enfin, le taux de comptage attendu est relativement faible ($\simeq 0.05$ à 0.07 Hz par cellule), ce qui évite la formation d'une charge d'espace. Notons que chaque cellule Geiger reste inerte durant environ $500 \mu\text{s}$ après son déclenchement, ce qui n'est pas gênant compte tenu de la valeur du taux de comptage de chaque cellule.

3.3.3 Description du mélange gazeux de la chambre à fils

Le mélange gazeux de la chambre à fils de NEMO3 est composé d'hélium (96%) et d'éthanol, ce dernier jouant le rôle de quencher. Il s'agit d'un gaz peu dense : le nombre de diffusions multiples des particules chargées est ainsi fortement réduit, ce qui est primordial, étant donné que nous nous intéressons à une gamme en énergie favorable à ces diffusions. Le détecteur est donc à même de reconstruire les traces des différentes particules susceptibles de le traverser : électrons, positrons, et particules alpha. La détection de ces dernières joue un rôle important dans la réjection de certains bruits de fond, comme nous le verrons au chapitre 4.

Le quencher a deux fonctions primordiales pour assurer le bon fonctionnement de la chambre à fils :

- l'éthanol permet de limiter le processus de photoionisation et d'éviter le déclenchement de cellules voisines de la cellule touchée : en effet, les photons UV, émis lors de la photoionisation, sont susceptibles d'extraire des électrons des fils de champ des cellules voisines, ce qui déclencherait de nouvelles avalanches. L'éthanol peuple ses niveaux d'énergie de vibration et de rotation en absorbant une partie de ces photons.
- Le second rôle du quencher est de neutraliser les ions He^+ créés. En effet, ces ions peuvent, par recombinaison sur les fils de champ, se neutraliser, en émettant un photon. Ce photon peut ensuite engendrer des photoélectrons, en interagissant par effet photoélectrique avec la cathode : de nouvelles avalanches, non désirées, peuvent ainsi être créées. En revanche, lorsque les atomes d'alcool s'ionisent, en neutralisant les ions d'hélium, ils se neutralisent de la même façon sur les fils de champ, mais ne produisent que très rarement des photons.

Une faible proportion d'argon (environ 1%) a été rajoutée récemment (en janvier 2003) afin de rendre plus stable le fonctionnement ³.

3.3.4 Les signaux analogiques collectés

Au déclenchement d'une cellule Geiger correspondent trois signaux : un signal anodique et deux signaux cathodiques, formés par effet capacitif [61].

Le **signal anodique**, récolté à une extrémité du fil anodique, sur le pétale bas du détecteur, est créé par la dérive des ions du plasma Geiger le long du fil anodique. Ce signal peut être décomposé en quatre phases, illustrées par la figure 3.7, représentant un signal anodique visualisé au moyen d'un oscilloscope.

- La première phase (notée (1) sur la figure) correspond au moment où l'avalanche primaire, arrive sur le fil : cela se traduit par un front de montée rapide d'environ 10 ns et d'amplitude 10 mV.

³La haute tension appliquée au fil anodique est légèrement inférieure, de l'ordre de 1700 V

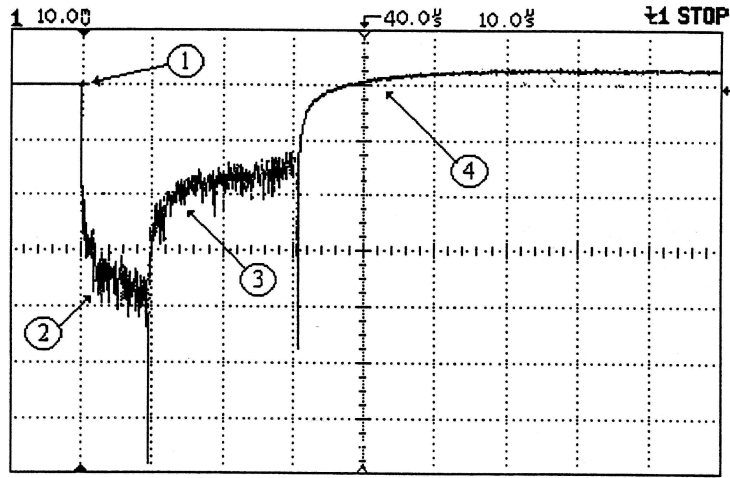


FIG. 3.7 – *Signal anodique (les échelles sont les suivantes : 10 μ s/carreau horizontalement et 5 mV/carreau verticalement)*

- La seconde phase (2) correspond à la propagation du plasma Geiger de proche en proche le long du fil anodique, de part et d'autre du point de création du plasma.
- La troisième phase (3) correspond au moment où le plasma atteint l'une des deux extrémités; ceci se traduit par un pic (dit pic cathodique puisque le signal est collecté au niveau de l'anneau cathodique) : l'augmentation locale du gradient de champ électrique induit en effet un pic. Ensuite, seul reste le plasma se propageant vers l'autre extrémité : l'amplitude du signal est donc réduite de moitié, jusqu'à ce que le plasma atteigne l'autre extrémité.
- La quatrième phase (4) correspond au moment où le plasma atteint l'autre extrémité du fil anodique, ce qui se traduit par un deuxième pic cathodique.

La figure 3.8 réunit les signaux anodiques de deux cellules Geiger dont la propagation est correcte : le premier (à gauche) correspond au cas d'un plasma créé au voisinage de l'une des deux extrémités du fil anodique ; le second, au cas où le plasma a été créé au milieu du fil anodique, ce qui empêche de distinguer les deux pics cathodiques.

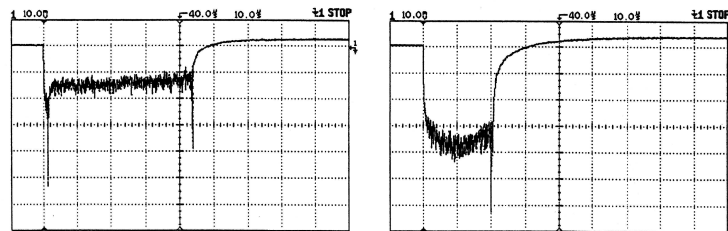


FIG. 3.8 – *Illustration : plasma créé près d'une extrémité d'un fil (à gauche) ou bien au milieu du fil (à droite)*

Les **signaux cathodiques** sont récoltés sur les deux anneaux cathodiques de la cellule,

donc aux deux extrémités du détecteur.

L'ensemble de ces signaux, propres à la chambre à fils, donne accès à différents temps (cela est expliqué ci-dessous). La reconstruction des traces, cellule par cellule, ainsi que la détermination des paramètres caractérisant cette reconstruction, seront expliquées en détail dans le chapitre 5, entièrement consacré au détecteur de traces.

3.3.5 Méthode d'acquisition des temps de propagation

Description

La reconstruction de la trace d'une particule chargée impose de connaître les positions, transverse et longitudinale, de la particule par rapport au fil anodique touché. Pour ce faire, il est donc nécessaire de déterminer le temps de dérive de la particule jusqu'à l'anode, ainsi que les deux temps, dits cathodiques, correspondant à la dérive jusqu'aux deux anneaux.

A partir des signaux analogiques décrits ci-dessus, nous obtenons quatre temps, associés à quatre TDC, et ce, pour chaque cellule Geiger (une description du fonctionnement de l'électronique de la chambre à fils, fonctionnant à 50 MHz, figure dans la thèse de K.Errahmane [61]) : un TDC anodique, deux TDC cathodiques et un TDC permettant de détecter les particules retardées, jusqu'à $700 \mu s$, et en particulier, les particules alpha provenant de la désintégration du ^{214}Po via un mécanisme BiPo (la demi-vie de ce noyau est égale à $164 \mu s$). Par abus de langage, ce TDC est appelé "TDC alpha".

L'arrivée d'une particule sur un scintillateur déclenche le début d'une acquisition, si son énergie est supérieure au seuil haut du calorimètre, de l'ordre de 150 keV (premier niveau du déclenchement de l'expérience). Puis, comme cela est représenté sur la figure 3.9, l'existence d'un ensemble de signaux anodiques dans une fenêtre de $1.2 \mu s$ permet d'aller au terme de l'acquisition. Le TDC anodique est arrêté ("STOP ANODE") $4 \mu s$ après le signal Trigger des scintillateurs donnant la référence en temps, précise, de l'événement. Notons que cette durée - $4 \mu s$ - est supérieure au temps maximal de dérive d'une particule chargée au sein d'une cellule, qui est d'environ $1.5 \mu s$.

Les signaux anodiques engendrés après le stop anodique (l'écart temporel maximal entre le stop anode et la détection d'un tel signal est actuellement d'environ $700 \mu s$) déclenchent le TDC alpha, codé sur 17 bits ($\simeq 2.6ms$), ainsi que les autres TDC, codés sur 12 bits ($\simeq 82 \mu s$) : les traces correspondant aux particules alpha sont ainsi immédiatement identifiées.

Des contenus TDC aux temps

Une fois connus les contenus des TDC cathodiques, anodique et alpha, nous obtenons les temps physiques correspondant par les relations suivantes, l'horloge de l'électronique ayant une fréquence de 50 MHz :

- temps(cathode basse) = $t_2 = \text{TDC}(\text{cathode basse}) * 20 \text{ ns}$
- temps(cathode haute) = $t_1 = \text{TDC}(\text{cathode haute}) * 20 \text{ ns}$

- temps de dérive = $(TDC_{max} - TDC(\text{anode})) * 20 \text{ ns}$, TDC_{max} , valeur maximale acquise par le TDC anodique, étant obtenue expérimentalement à partir de l'étude de la distribution du TDC anodique (il est actuellement de 307 canaux, au vu des données acquises en mars 2002)
- temps alpha : $TDC(\alpha) = TDC(\text{anode}) [4096]$; en effet, les deux TDC, anode et α , sont déclenchés en même temps dans le cas où une particule alpha traverse une cellule Geiger, et le TDC anode est codé sur 4096 canaux, le TDC α étant codé sur 131072 canaux.

La reconstruction des traces à partir de ces temps ainsi que le diagnostic des cellules Geiger sont présentés ultérieurement.

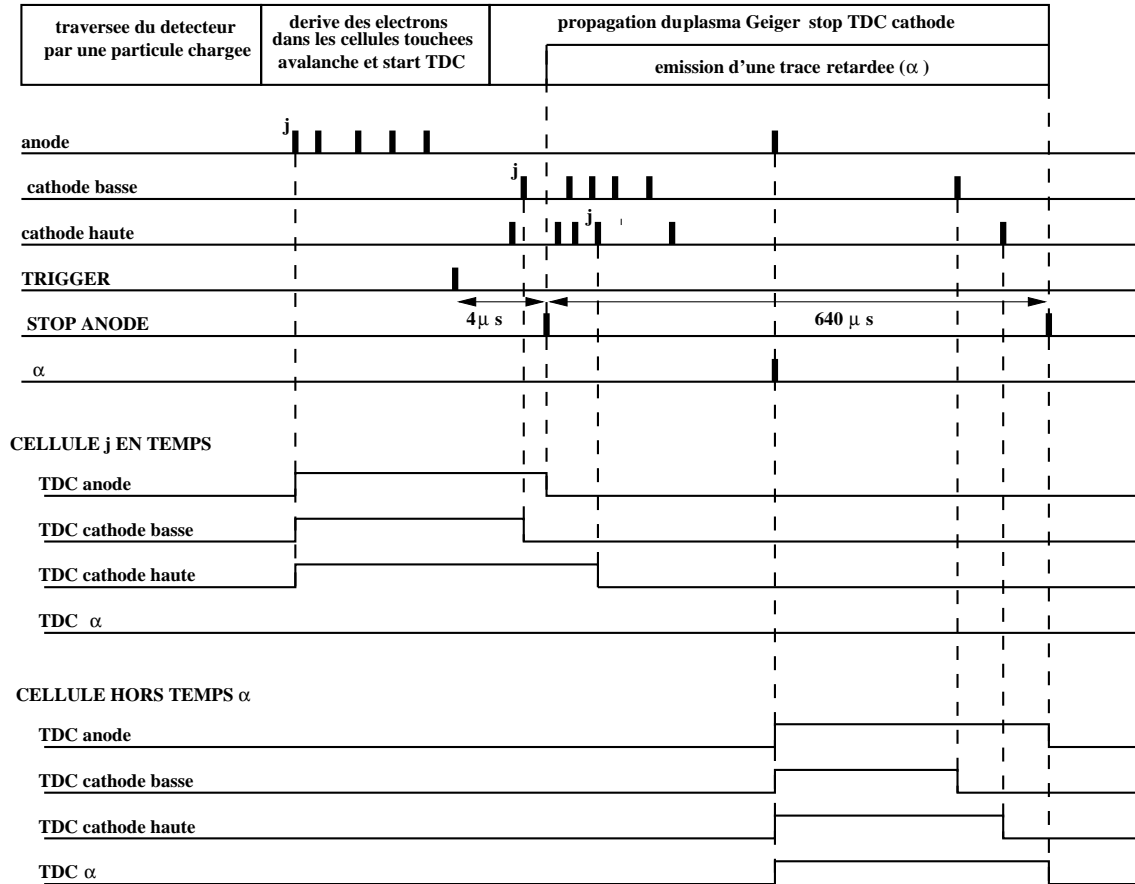


FIG. 3.9 – Schéma illustrant la mesure des temps anodique, cathodiques et “alpha”

3.4 Le calorimètre

Le calorimètre de NEMO3 mesure l'énergie (jusqu'à 12 MeV) et le temps de vol des particules détectées, avec une résolution en énergie (exprimée en terme de largeur à mi-hauteur) de l'ordre de 15 % à 1 MeV ; la résolution en temps, exprimée en terme d'écart-type, est de l'ordre de 250 ps à 1 MeV. La variation de la résolution temporelle en fonction de l'énergie déposée par la particule est représentée sur la figure 3.10. La mesure de l'énergie,

ainsi que la connaissance de la résolution du calorimètre, sont indispensables pour étudier le plus précisément possible le signal de $\beta\beta\nu$ dans la fenêtre en énergie correspondant au noyau étudié. La mesure du temps nous permet de rejeter une partie du bruit de fond, comme cela sera expliqué dans le chapitre 4.

3.4.1 Description

Répartition géométrique

Le calorimètre de NEMO3 est constitué de 1940 scintillateurs plastiques, couplés à des photomultiplicateurs, répartis sur l'intégralité de la surface de NEMO3, afin d'optimiser l'efficacité de détection du calorimètre.

Chaque secteur comprend 97 scintillateurs : 34 sur le mur interne, 39 sur le mur externe, et 12 sur chaque pétale. Les scintillateurs du mur externe, ainsi que ceux de la dernière rangée des pétales, sont couplés à des photomultiplicateurs Hamamatsu de 5", tandis que les autres, de plus petite dimension, sont couplés à des photomultiplicateurs Hamamatsu de 3". Soulignons que ces photomultiplicateurs ont été conçus spécifiquement pour NEMO3, afin de répondre aux exigences de radiopureté de l'expérience.

Description d'un ensemble scintillateur + photomultiplicateur (PM)

La figure 3.11 représente un scintillateur plastique couplé à un PM 5". Nous pouvons distinguer plusieurs éléments :

- le scintillateur, recouvert, sur toutes les faces, de mylar aluminisé : ceci permet d'assurer une bonne protection des scintillateurs contre la lumière, tout en réfléchissant la lumière de scintillation, interne
- les faces latérales des scintillateurs sont habillées de 5 couches de téflon, permettant de rendre optimale l'efficacité de collection de la lumière de scintillation
- un guide de lumière permet de guider la lumière de scintillation jusqu'aux PM
- un blindage magnétique en mu-métal recouvre l'ensemble du PM, assurant un bon fonctionnement en présence de champ magnétique
- un manchon noir protège les PM de la lumière extérieure
- une fibre optique, fixée dans le guide de lumière, permet de véhiculer la lumière laser jusqu'aux scintillateurs, afin d'assurer le suivi quotidien des constantes de calibrage du calorimètre, brièvement décrit ci-dessous

Le calorimètre a également été soumis à un certain nombre de tests, afin de vérifier la continuité des différents signaux ainsi que la forme de ces derniers.

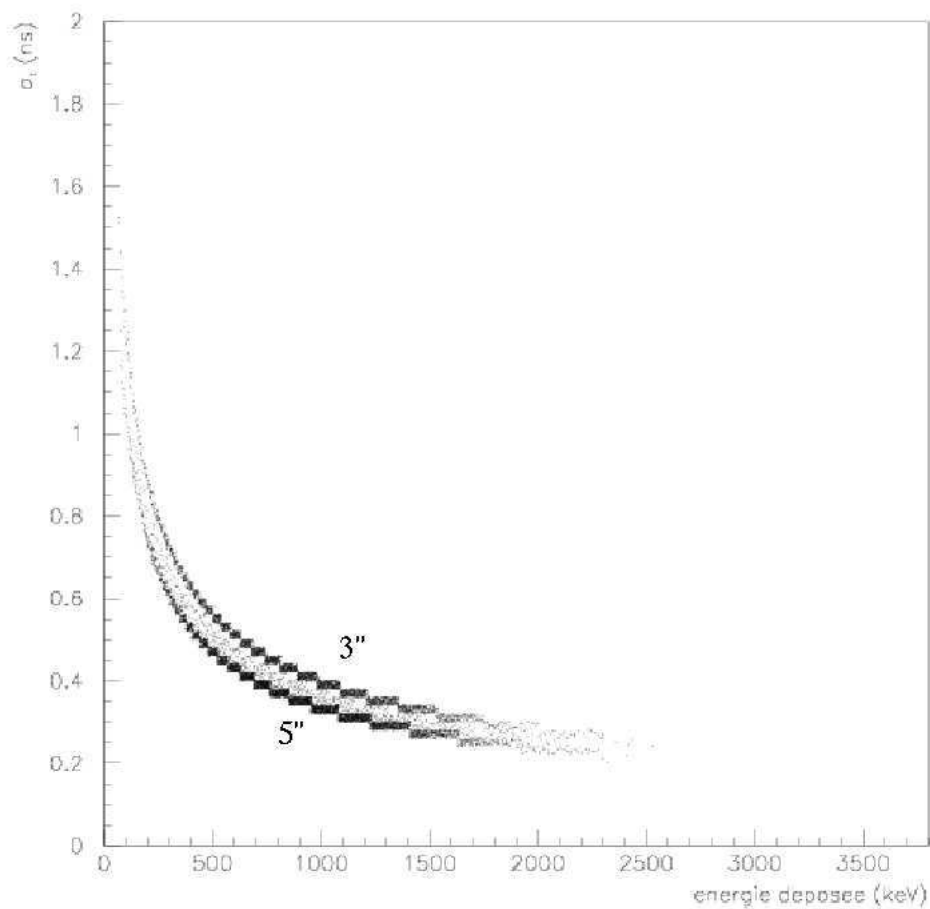


FIG. 3.10 – Variation de la résolution temporelle (ns) en fonction de l'énergie déposée (MeV) dans le scintillateur : les deux courbes correspondent aux deux types de scintillateurs présents dans NEMO3, les scintillateurs de 5" ayant une résolution meilleure que celle des 3"

Montage en coupe verticale d'un PM 5" NEMO

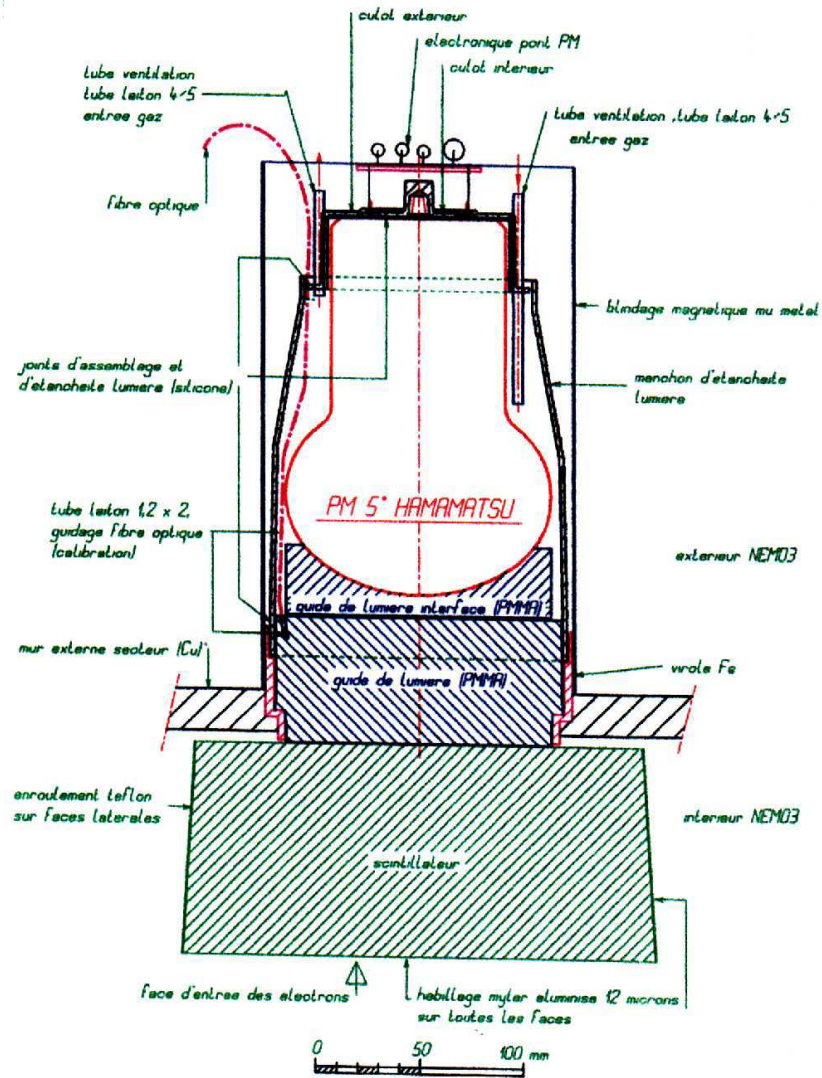


FIG. 3.11 – Coupe verticale d'un scintillateur couplé à un PM 5"

3.4.2 Etalonnage en énergie du calorimètre

L'étalonnage absolu en énergie, permettant de relier la valeur de la charge récoltée, codée sur 4096 canaux ADC, à l'énergie de la particule, est réalisé grâce à une source radioactive de ^{207}Bi , placée au voisinage de la source d'émetteur double bêta, suivant trois positions verticales possibles.

La source de ^{207}Bi

Le schéma de désintégration du ^{207}Bi est représenté sur la figure 3.12 (seules les raies dont le rapport de branchement est supérieur à 0.1 % sont prises en compte). Comme le montre le tableau 3.3, le ^{207}Bi émet des électrons de conversion lors de sa décroissance, dont l'énergie est située autour de 1 MeV, ou bien autour de 500 keV.

Les sources utilisées pour le calibrage en énergie ont une activité de quelques dizaines de Bq seulement, afin de permettre un fonctionnement correct de la chambre à fils.

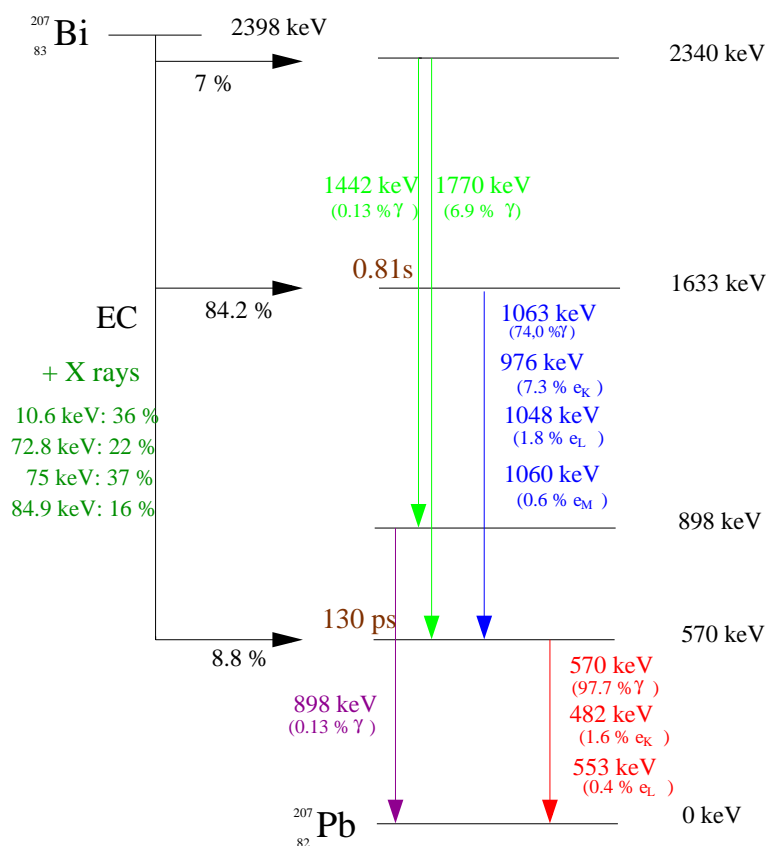


FIG. 3.12 – Schéma de désintégration du ^{207}Bi

Principe de l'étalonnage

L'étalonnage absolu en énergie du détecteur repose sur l'étude d'événements à un électron, correspondant à l'émission d'un électron de conversion d'énergie voisine de 1 MeV, le photon de désexcitation n'ayant pas été détecté, ou bien à l'émission d'un électron de conversion d'énergie voisine de 500 keV. L'étude du spectre, en canaux ADC, de l'électron

$E(e^-_{CI})(\text{keV})$	couche	intensité
482	K	1.6
553	L	0.4
976	K	7.3
1049	L	1.8
1061	M	0.5

TAB. 3.3 – *Energie et intensité des principaux électrons de conversion émis par le ^{207}Bi (les intensités sont données pour 100 décroissances du noyau)*

	$\sigma(E)$ à 1 MeV (MeV)
3"	0.072 ± 8.10^{-4}
5"	0.061 ± 8.10^{-4}

TAB. 3.4 – *Résolutions des différents types de compteurs, avec et sans champ magnétique*

est effectué pour chaque compteur.

Le pic situé au voisinage de 500 keV est déconvolué en 2 pics, en tenant compte des intensités relatives des raies K et L; il en est de même pour le pic situé autour de 1 MeV, qui regroupe trois raies. L'ajustement d'une gaussienne sur chacun de ces pics permet ensuite d'avoir accès aux coefficients de calibrage de chaque compteur, les pertes d'énergie dans le gaz ainsi que le fond Compton étant pris en compte. Cette étude donne également accès à la résolution en énergie $\sigma(E)$ de chaque compteur, grâce à la largeur à mi-hauteur des pics : $\sigma(E)$ est de la forme $\sqrt{aE + b}$, a et b étant deux paramètres à ajuster.

Notons que des sources de ^{90}Sr et de ^{106}Ru sont également utilisées, dans la mesure où les noyaux fils sont des émetteurs β avec une énergie disponible de 2.28 et 3.54 MeV, respectivement, appartenant à la gamme en énergie qui nous intéresse pour l'étude de la $\beta\beta 0\nu$.

Les résolutions moyennes obtenues lors de l'étalonnage en énergie de l'ensemble du calorimètre sont récapitulées dans le tableau 3.4; la figure 3.13 montre le résultat de l'interpolation linéaire entre l'énergie et le contenu ADC, effectuée à l'aide de trois points (deux associés au ^{207}Bi et un au ^{90}Sr).

Suivi quotidien

Le gain des PM pouvant varier de quelques pour-cent d'un jour à l'autre, il est nécessaire d'assurer un suivi quotidien de l'étalonnage en énergie. Pour ce faire, un laser, dont l'intensité, modulable via un ensemble de filtres, est contrôlée par une photodiode, est véhiculé par des fibres optiques jusqu'aux scintillateurs [62].

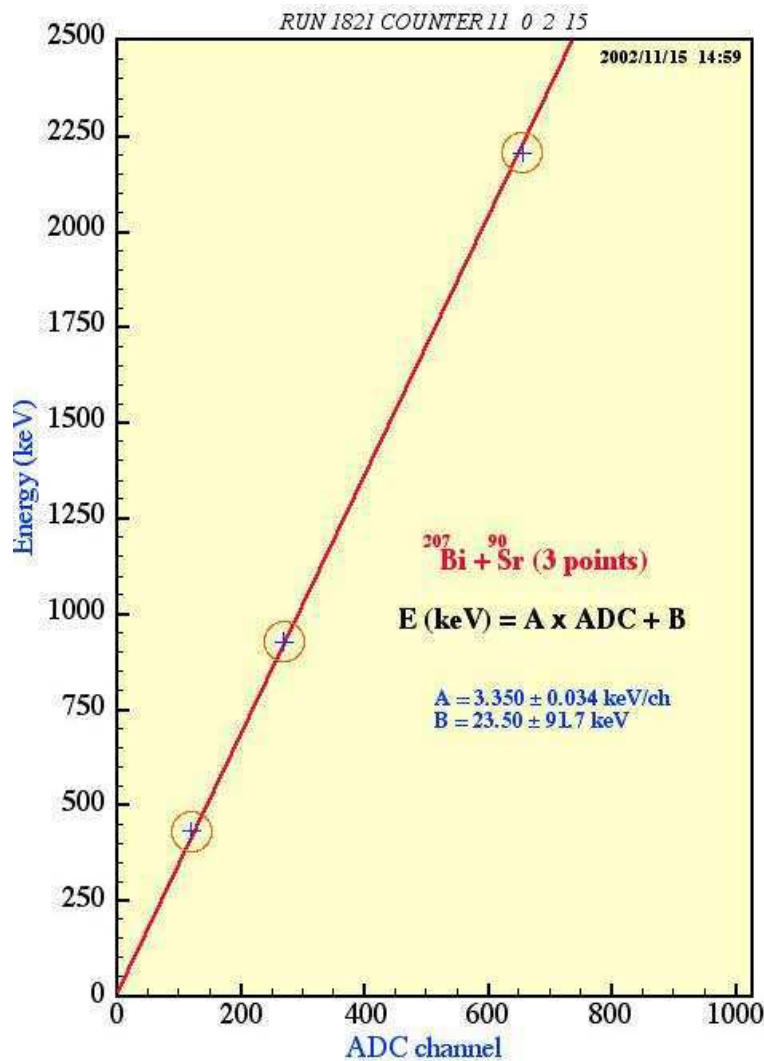


FIG. 3.13 – Interpolation linéaire entre l'énergie (keV) et le canal ADC, effectuée grâce à trois points : deux sont fournis par le ^{207}Bi et le troisième, par le ^{90}Sr

3.4.3 Etalonnage en temps du calorimètre

L'étalonnage en temps [63] du calorimètre s'effectue en deux étapes ; la première consiste à obtenir quantitativement la dépendance du temps (codé en unité TDC) en fonction de la charge (ADC) collectée sur chaque compteur : ceci s'effectue grâce au laser. Il faut ensuite effectuer un ajustement en temps des différents compteurs entre eux : en effet, un certain nombre de paramètres tels que la longueur des fibres et des câbles, introduit des retards qui diffèrent d'un compteur à l'autre ; la détection de deux photons, émis en coïncidence par une source de ^{60}Co placée au centre du détecteur, permet de mesurer l'écart en temps entre les deux compteurs déclenchés et d'appliquer la correction qui s'impose.

Un suivi quotidien, là aussi nécessaire, est assuré de la même façon que pour l'étalonnage en énergie.

3.4.4 Efficacité de détection d'un photon

Un photon traversant le détecteur a une probabilité d'être détecté par un scintillateur d'autant plus grande que son énergie est petite, comme le montre la figure 3.14, issue de simulations de photons de différentes énergies dans une feuille source de ^{100}Mo de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ceci est directement lié au fait que les sections efficaces des différents processus d'interaction des photons ⁴ avec le polystyrène des scintillateurs est une fonction décroissante de l'énergie.

L'efficacité de détection d'un photon passe donc de 64 % à 500 keV à 45 % à 3 MeV.

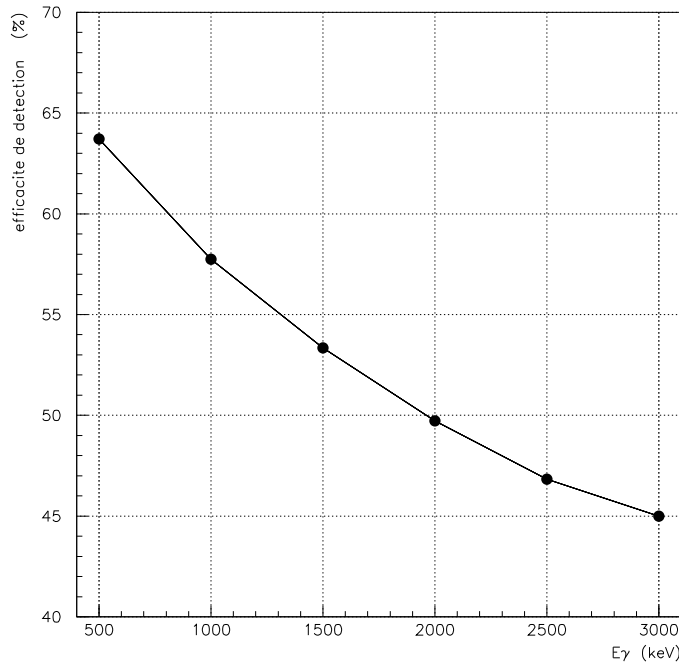


FIG. 3.14 – *Efficacité de détection d'un photon dans le détecteur, pour différentes énergies du photon*

3.5 La bobine

Un champ magnétique de 30 gauss, parallèle à l'axe de symétrie du détecteur, permet de distinguer les paires (e^+ , e^-) des événements de double désintégration bêta, grâce au signe de la courbure des traces; de plus, connaissant le sens de ce champ (orienté de bas en haut), nous disposons d'une indication supplémentaire sur le sens des trajectoires.

Ce champ est créé par une bobine de 203 spires de cuivre, placée entre les murs externes des scintillateurs et le blindage, formée d'anneaux en cuivre reliant les secteurs deux par deux et parcourue par un courant de 32 A pour un champ de 30 gauss, ce qui représente une puissance de 600 watts.

⁴l'effet Compton est largement prépondérant dans la gamme en énergie qui nous intéresse

3.6 Les blindages

Afin de réduire les neutrons et le rayonnement gamma issus de l'extérieur, le détecteur NEMO3 est entouré de deux blindages.

Une épaisseur de 18 cm de fer recouvre la bobine. Ce premier blindage réduit de façon notable le rayonnement gamma et absorbe l'intégralité des neutrons thermiques et épithermiques [63] résiduels.

Un second blindage, formé de cuves remplies d'eau borée, recouvre le précédent. Ce blindage thermalise les neutrons rapides (d'énergie supérieure à 1 MeV) et épithermiques (d'énergie moyenne), et absorbe les neutrons thermiques. Soulignons que les neutrons thermiques et épithermiques résiduels sont absorbés par le blindage en fer.

Notons que la conjonction de ces blindages avec la présence du champ magnétique est particulièrement efficace, dans la mesure où, en 5 ans d'acquisition, seul 0.1 événement de bruit de fond, provenant des neutrons ou des photons issus de l'environnement extérieur au détecteur, est attendu dans une fenêtre en énergie centrée autour de 3 MeV.

3.7 Acquisition des données

L'acquisition des données de NEMO3 passe par un système de déclenchement regroupant lui-même deux "pré-déclenchements" : l'un dédié au calorimètre, l'autre, à la chambre à fils. Le premier exige qu'une particule ait déposé au moins 150 keV dans un scintillateur. Le second impose le nombre minimal de plans Geiger touchés pour un événement donné.

Plusieurs types de déclenchements peuvent ainsi être mis en oeuvre, suivant l'acquisition souhaitée (événement de double désintégration bêta, ou bien étalonnage en énergie,...). Le déclenchement utilisé lors de l'acquisition des données utilisées dans cette thèse était très lâche : outre un scintillateur d'énergie supérieure à 150 keV, cinq cellules Geiger déclenchées étaient requises, le taux de déclenchement étant alors de l'ordre de 3 Hz.

3.8 Performances attendues

Les limites qui seront atteintes en cinq ans d'acquisition avec le détecteur NEMO3 ont été estimées [60], pour les deux isotopes prépondérants de l'expérience (le ^{100}Mo et le ^{82}Se), en étudiant le nombre d'événements présents dans la fenêtre en énergie centrée sur le $Q_{\beta\beta}$ des noyaux ([2.8, 3.2 MeV]). Je présente dans cette thèse une autre façon d'analyser le signal recherché par l'expérience, basée sur un maximum de vraisemblance.

L'efficacité globale de reconstruction, dans la fenêtre en énergie citée ci-dessus, a été estimée à 14 %. Enfin, il a été considéré que le bruit de fond externe était totalement supprimé, grâce notamment aux coupures sur le temps de vol et à la différenciation entre électron et positron.

3.8.1 Limites obtenues avec le ^{100}Mo

Avec les 7 kg de ^{100}Mo présent dans le détecteur, les événements attendus sont les suivants, en cinq ans de prise de données :

- ^{208}Tl : < 1.4 événement
- ^{214}Bi : < 1.4 événement
- $\beta\beta 2\nu$: 3.9 événements

Par conséquent, 6.7 événements de bruit de fond sont attendus en cinq ans, et 5 événements de signal $\beta\beta 0\nu$ sont exclus à 90 % de niveau de confiance. Cela conduit donc à la limite suivante sur la période de la $\beta\beta 0\nu$, **pour le ^{100}Mo** : $T_{0\nu}^{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+) > 4.10^{24}\mathbf{y}$; la limite supérieure sur la masse effective est alors comprise entre 0.25 eV et 0.7 eV, l'incertitude étant liée aux imprécisions importantes existant sur les éléments de matrice nucléaire.

3.8.2 Limites obtenues avec le ^{82}Se

Avec 1 kg de ^{82}Se présent dans le détecteur, les événements attendus sont les suivants :

- ^{208}Tl : 5 événements
- ^{214}Bi : 1 événement
- $\beta\beta 2\nu$: 0.05 événement

Par conséquent, en supposant qu'une partie importante du bruit de fond interne lié à la contamination des sources en ^{208}Tl et en ^{214}Bi sera décelable sous forme de points chauds, donc aisément rejetée, moins de 0.15 événements de bruit de fond sont attendus en cinq ans, et 2.5 événements de signal $\beta\beta 0\nu$ sont exclus à 90 % de niveau de confiance. Cela conduit donc à la limite suivante sur la période de la $\beta\beta 0\nu$, **pour le ^{82}Se** : $T_{0\nu}^{1/2}(0^+ \rightarrow 0^+) > 1.5.10^{24}\mathbf{y}$; la limite supérieure sur la masse effective est alors comprise entre 0.6 eV et 1.2 eV.

3.9 Montage de l'expérience et tests au LSM

Les sources ont été introduites dans chacun des vingt secteurs de NEMO3, progressivement, au LSM, de décembre 1999 à septembre 2001 ; une fois ces secteurs posés sur la charpente, ils ont été assemblés mécaniquement. L'étanchéification de l'ensemble du détecteur de traces ayant ensuite été réalisée - le gaz de la chambre à fils étant alors de l'azote - jusqu'à un niveau satisfaisant, nous avons effectué la mise en gaz du détecteur, en remplissant ce dernier du mélange d'hélium et d'alcool décrit précédemment.

3.9.1 Test du fonctionnement de la chambre à fils

Le test du fonctionnement de la chambre à fils consiste, tout d'abord, à vérifier que les interconnexions et l'ensemble des câbles, dont sont dotées les 6180 cellules Geiger du détecteur de traces, sont en bon état et correctement installés. Dans un premier temps, nous avons testé la continuité des trois signaux (anodique, cathodiques haut et bas), pour chaque

cellule, entre les interconnexions ⁵, situées sur la partie supérieure de chaque cellule Geiger, et l'entrée de la carte d'acquisition de ces signaux : ceci a été réalisé en utilisant un signal sinusoïdal de faible amplitude. L'absence de continuité de ce signal nous a conduit à diagnostiquer l'origine du problème rencontré (interconnexion à changer ou à rebrancher, câbles défectueux, ou beaucoup plus rarement - 4 cellules sont concernées - fil anodique détendu) et à effectuer la réparation qui en découle, lorsque cela est possible (un problème lié au fil anodique lui-même est irréversible). Ce test a été effectué pour chaque cellule, ce qui représente plus de 18000 interconnexions.

Nous avons ensuite testé la tenue en tension de la chambre à fils, en appliquant à cette dernière, de façon progressive, une tension allant de 50 V à près de 2000 V (le gaz remplissant le détecteur de traces étant de l'azote durant ces tests, il était possible d'appliquer à la chambre à fils une tension supérieure au point de fonctionnement, situé aux alentours de 1800 V). L'apparition de courants (de l'ordre d'une centaine de μA) sur l'une des voies de haute tension nous conduisait alors à localiser la cellule concernée puis à identifier ce qui était à l'origine de ces courants : composant à changer sur une carte répartiteur, ou bien contact entre câbles, le plus souvent.

Ces tests ont été effectués entre décembre 1999 et décembre 2001 ; une fois la mise en gaz du détecteur de traces effectuée, nous avons mis ce dernier sous tension, progressivement, en surveillant l'apparition d'éventuels courants. Le fonctionnement de la chambre à fils n'était pas optimal : nous étions en effet confrontés à un certain nombre de redéclenchements de cellules, et la propagation des signaux Geiger était incomplète. Depuis qu'une faible quantité d'argon a été introduite, le fonctionnement de la chambre à fils est très stable (la propagation est parfaite).

3.9.2 Test du fonctionnement du calorimètre

Un certain nombre de tests, permettant de vérifier notamment les connexions des câbles véhiculant les signaux et la haute-tension des photomultiplicateurs ainsi que l'électronique du calorimètre, ont également été réalisés. Une fois ces tests effectués, l'alignement en gain des différents photomultiplicateurs a été mené à bien en utilisant une source de ^{207}Bi .

Lors de la mise sous tension de l'ensemble du calorimètre, plusieurs claquages se sont produits sur les cartes de distribution de la haute tension des photomultiplicateurs. Ce n'est que très récemment que ces problèmes ont pu être résolus.

Soulignons que les premières données de NEMO3 exploitées dans ce travail correspondent à un fonctionnement non optimal du détecteur, dans la mesure où le fonctionnement de la chambre à fils était imparfait, et qu'un certain nombre de photomultiplicateurs étaient absents ou bruyants. Cependant, ces données sont d'une qualité très suffisante pour mener l'analyse jusqu'au bout. L'ensemble des problèmes étant désormais résolu, les données à venir correspondront à un fonctionnement optimal du détecteur.

⁵Ces interconnexions, constituées de connecteurs bergs, présentent l'avantage de ne pas avoir besoin de soudure, potentiellement radioactive, mais sont particulièrement fragiles

3.10 Principes généraux de l'analyse

3.10.1 Reconstruction des traces

La reconstruction des traces des particules chargées traversant la chambre à fils se déroule en plusieurs étapes [65] :

- regrouper les cellules Geiger appartenant à une même rangée, déclenchées par la trace à reconstruire
- reconstruction du chemin suivi par la particule (appelé *pattern*) : ceci conduit à une ligne brisée passant par un certain nombre de points
- ajuster l'ensemble des points par une trajectoire hélicoïdale (en présence de champ magnétique) : ceci conduit à la trace de la particule
- déterminer le vertex de la trace ainsi que son point d'impact sur le scintillateur qui lui est associé

3.10.2 Identification des particules

Le détecteur NEMO3 est à même de distinguer les différentes particules le traversant : électrons, positrons, photons, et particules alphas. Pour ce faire, les informations fournies par le détecteur de traces et le calorimètre sont utilisées conjointement.

Electron

Un électron est défini par deux critères principaux :

- Une trace associée à un scintillateur et un seul : en effet, un électron parcourt une distance courte dans le scintillateur avant de s'arrêter, et la probabilité qu'il émette, par rayonnement bremmstrahlung, un photon qui viendrait déclencher un scintillateur voisin du scintillateur principal est très faible (inférieure à 10^{-3}).
- Le rayon de courbure doit être négatif, compte tenu de l'orientation du champ magnétique dans l'expérience. De plus, une coupure sur la différence entre le rayon de courbure théorique R_{th} ⁶ et le rayon de courbure reconstruit R_{rec} est appliquée : $|\frac{1}{R_{rec}} + \frac{1}{R_{th}}| \leq 0.05 \text{ cm}^{-1}$. Cette coupure, de cohérence, définie à partir de l'observation de la distribution expérimentale, est très lâche et sera affinée dans la suite.

Positron

Un positron est défini par deux critères analogues, adaptés au signe de sa charge.

⁶ $R_{th} = \frac{p_T}{0.3zB}$, p_T étant l'impulsion transverse en GeV/c, B la norme du champ magnétique appliqué, en Teslas, et z, la charge de la particule divisée par la charge de l'électron

- Une trace associée à un scintillateur et un seul.
- Le rayon de la courbure doit être positif. La coupure sur la différence entre le rayon de courbure théorique R_{th} et le rayon de courbure reconstruit R_{rec} s'écrit ainsi :

$$\left| \frac{1}{R_{rec}} - \frac{1}{R_{th}} \right| \leq 0.05.$$

Photon

Un photon est défini par un “cluster” formé d’au plus deux scintillateurs adjacents, non associés à une trace dans le détecteur de traces. Lorsque le cluster comprend deux scintillateurs, ces derniers doivent avoir été déclenchés simultanément : leurs temps respectifs doivent être séparés par une durée au plus égale à la somme des résolutions temporelles des deux scintillateurs touchés.

Particule alpha

Une particule alpha est identifiée en tant que telle grâce à la présence d’un TDC dit “alpha” qui identifie les cellules Geiger susceptibles d’avoir été déclenchées par le passage d’une particule alpha dans la chambre à fils. Le parcours moyen d’une particule alpha de 7.7 MeV, énergie correspondant à l’alpha émis par les noyaux de ^{214}Bi , dans l’hélium étant d’une trentaine de centimètres, ces particules seront donc représentées par une trace courte, droite, non associée à un scintillateur mais associée à un vertex (les cellules correspondant à cette trace doivent être compatibles entre elles).

3.10.3 Analyse temporelle

Une fois les particules identifiées, il est nécessaire de connaître leur origine, afin de distinguer celles qui ont été émises à l’intérieur des feuilles sources des autres. Pour ce faire, nous faisons une analyse temporelle dont le principe est résumé ci-dessous.

Principe

La distinction entre les événements d’origine interne, provenant de la source, et ceux d’origine externe repose sur une analyse utilisant le temps de vol des particules émises dans le canal étudié ; il s’agit, pour une hypothèse donnée (interne, ou externe), de comparer, pour chaque particule, le temps mesuré par le scintillateur associé à cette particule, noté t_{mes} , au temps de vol théorique correspondant à l’hypothèse étudiée, noté t_{th} . Pour ce faire, la variable χ_{hyp} , définie ci-dessous, est introduite :

$$\chi_{hyp}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,th} - t_{i,mes} - t_0)^2}{\sigma_{i,th}^2 + \sigma_{i,exp}^2}$$

Les notations utilisées sont les suivantes : $\sigma_{i,mes}$, $\sigma_{i,th}$ et σ_i désignent respectivement l’erreur relative au temps mesuré t_{mes} , l’erreur sur le calcul du temps de vol théorique t_{hyp} , et la somme quadratique de ces deux erreurs, ces dernières étant indépendantes ; n désigne

le nombre de particules émises dans le canal étudié. Le temps t_0 est une constante, origine temporelle inconnue, qui correspond au minimum de la fonction $F(t)$ définie ainsi :

$$F(t) = \sum_{i=1}^n \frac{(t_{i,th} - t_{i,mes} - t)^2}{\sigma_{i,th}^2 + \sigma_{i,exp}^2}$$

Par conséquent, l'expression générale de t_0 , qui est ainsi la meilleure estimation du temps origine, est la suivante :

$$t_0 = \sum_{i=1}^n \frac{t_{i,th} - t_{i,mes}}{\sigma_{i,th}^2 + \sigma_{i,exp}^2} \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}$$

Ainsi définie, la variable χ_{hyp}^2 suit une distribution de χ^2 à $n-1$ degrés de liberté.

Dans le cas d'un canal à deux particules, χ_{hyp}^2 peut également s'écrire en fonction des différences de temps de vol, théoriques et mesurés, entre les deux particules, notées Δt_{th} et Δt_{mes} :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{(\Delta t_{th} - \Delta t_{mes})^2}{\sigma_{1,th}^2 + \sigma_{1,mes}^2 + \sigma_{2,th}^2 + \sigma_{2,mes}^2}$$

Définition des erreurs relatives aux temps de vol

Erreur sur le temps de vol mesuré

L'erreur, notée $\sigma_{i,mes}$, sur le temps de vol mesuré, est la résolution temporelle du scintillateur associé à la particule i .

Erreur sur le temps de vol théorique

Temps de vol théorique d'un électron

Le temps de vol théorique d'un électron ayant traversé une partie ou la totalité du détecteur de traces, associé à une trace de longueur L et à une énergie cinétique E_c , est défini par l'équation suivante :

$$t_{e,th} = \frac{L}{\beta c}$$

avec

$$\beta = \frac{\sqrt{E_c(E_c + 2m_e)}}{E_c + m_e c^2}$$

Dans cette expression, E_c désigne l'énergie déposée dans le scintillateur, à laquelle a été rajoutée l'énergie perdue dans le gaz du détecteur de traces (la perte d'énergie dans la feuille source, inférieure à 100 keV, n'est pas prise en compte car elle ne peut pas être connue précisément).

L'erreur $\sigma_{e,th}$ relative au calcul de ce temps est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{e,th} = \left[\frac{1}{\beta c}\right]^2 \sigma_L^2 + \left[\left(\frac{t_{e,th} m_e c^2}{E_c(E_c + m_e c^2)(E_c + 2m_e c^2)}\right)^2 \sigma_E^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

Dans cette expression, σ_L désigne l'erreur portant sur le calcul de la longueur de la trace, et σ_E , la résolution en énergie du scintillateur associé à la trace.

Temps de vol théorique d'un photon

Le temps de vol théorique d'un photon est défini par l'égalité suivante :

$$t_{\gamma,th} = \frac{L_\gamma}{c}$$

L_γ désignant la longueur parcourue par le photon entre son point d'émission et son point d'impact sur le scintillateur qui lui est associé.

L'erreur relative au calcul de ce temps est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{\gamma,th} = \frac{1}{cL_\gamma} \left[(x_f - x_i)^2 (\sigma_{x_i}^2 + \sigma_{x_f}^2) + (y_f - y_i)^2 (\sigma_{y_i}^2 + \sigma_{y_f}^2) + (z_f - z_i)^2 (\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_f}^2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

x_i, y_i et z_i désignent les coordonnées du point d'émission du photon, x_f, y_f et z_f , les coordonnées du point d'impact sur le scintillateur. Les erreurs, intervenant dans le calcul de $\sigma_{\gamma,th}$, relatives à ces coordonnées, sont :

- pour le point d'émission, la résolution sur la reconstruction du vertex, définie au chapitre 5, lorsque le photon est émis dans la feuille source, et la moitié des dimensions du scintillateur lorsque le photon est émis dans un scintillateur
- pour le point d'impact, la moitié des dimensions du scintillateur touché

De manière générale, la résolution temporelle est la contribution prédominante à l'erreur sur les temps de vol. Les figures 3.15 et 3.16 le montrent, dans le cas d'événements, simulés, émis par du ^{208}Tl , dans le canal $e^- \gamma$ (la résolution temporelle des scintillateurs de plus grande taille (5") est légèrement meilleure que celle des scintillateurs de 3" : ceci correspond aux deux courbes parallèles observées sur la figure 3.16) .

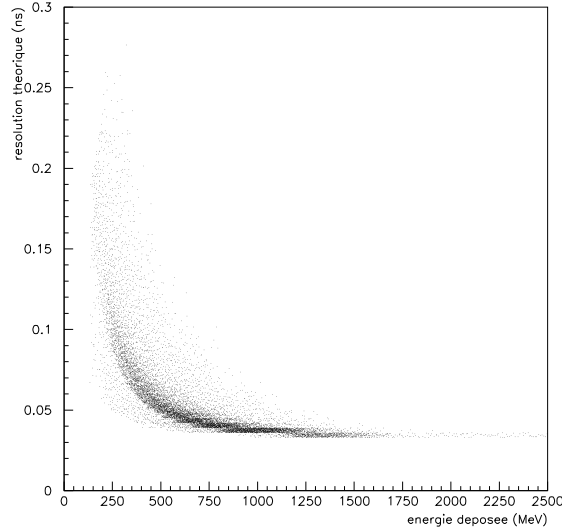


FIG. 3.15 – *Erreur sur le temps de vol théorique d'un électron émis par un noyau de ^{208}Tl , à l'intérieur d'une feuille source, en fonction de son énergie*

Coupages effectués

La comparaison simultanée des distributions de χ_{hyp}^2 permet de définir la coupure adaptée à l'hypothèse étudiée : ainsi, dans un canal faisant intervenir deux particules, une coupure à 6.6 sur la variable $\chi_{interne}^2$, correspondant à une probabilité de χ^2 de 1%, permet de s'affranchir des événements correspondant à une hypothèse externe.

3.11 Conclusion

L'expérience NEMO3 présente un certain nombre de spécificités. Ainsi, la présence de différents émetteurs double bêta nous permettra de mieux contraindre les éléments de matrice nucléaire. Par ailleurs, l'existence d'un détecteur de traces est un atout notable afin de reconnaître les différentes particules traversant le détecteur : ce dernier peut, comme cela a été exposé dans le dernier paragraphe, identifier les électrons, les positrons, les particules alpha et les photons. Enfin, la radiopureté de l'expérience est un critère indispensable compte tenu du niveau de bruit de fond requis, comme nous le verrons au cours du chapitre suivant.

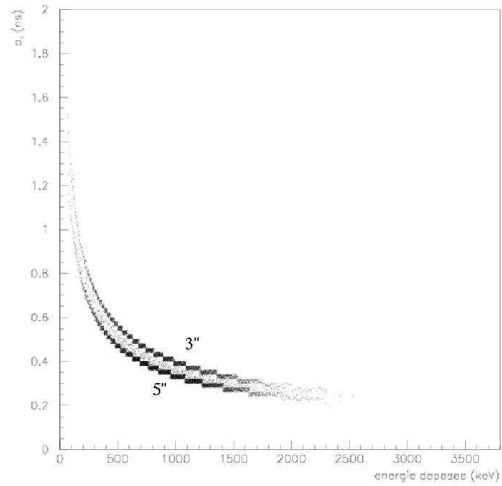


FIG. 3.16 – *Erreur sur le temps de vol mesuré d'un électron émis par un noyau de ^{208}Tl , à l'intérieur d'une feuille source, en fonction de son énergie; les deux courbes correspondent aux deux types de scintillateur présents dans NEMO3 (ceux de 3'' ont une résolution meilleure que ceux de 5'')*

Chapitre 4

Description des différentes sources de bruit de fond de l'expérience NEMO3

L'importance cruciale de réduire le plus possible les sources de bruit de fond de l'expérience NEMO3 a été soulignée précédemment. Il faut également connaître précisément le bruit de fond résiduel, inéluctable, dont la description fait l'objet de ce chapitre.

Un événement de bruit de fond correspond à l'émission, à partir d'un même vertex reconstruit appartenant à une feuille source, de deux électrons, d'énergie totale voisine de 3 MeV (le $Q_{\beta\beta}$ des noyaux utilisés dans NEMO3 est d'au moins 3 MeV). Lorsque ces deux particules sont émises directement au sein de la feuille source, on parle de bruit de fond "interne" ; lorsqu'elles proviennent de l'interaction, dans la feuille source, d'un photon ou d'un électron produit en dehors de la feuille source, on parle de bruit de fond "externe" .

Je présenterai les différentes sources de bruit de fond de l'expérience, en précisant, pour chacune d'elles, les divers modes de production d'événements à deux électrons simulant des événements de $\beta\beta 0\nu$.

4.1 Une contribution de la radioactivité naturelle : le ^{208}Tl et le ^{214}Bi

4.1.1 Origines

Les deux principales chaînes de désintégration de la radioactivité naturelle, représentées schématiquement sur la figure 4.1, sont initiées par deux noyaux : l' ^{238}U et le ^{232}Th ¹. Ces derniers constituent une source de bruit de fond potentielle, comme nous allons le voir.

Le ^{214}Bi

L'uranium ^{238}U conduit, au cours de sa désintégration, au radon ^{222}Rn qui produit à son tour du ^{214}Bi ; ce dernier subit une désintégration bêta dans 99,72% des cas, avec une

¹le ^{40}K , également à l'origine d'une chaîne radioactive naturelle, ne donne pas naissance, au cours de ses désintégrations, à un électron ou un photon de plus de 3 MeV et ne présente donc aucune gêne pour notre expérience

^{238}U						^{232}Th							
U	U-238 4.47 10^9 ans		U-234 2.45 10^5 ans										
Pa	↓	Pa-234 1.17 mn	↓										
Th	Th-234 24.1 j		Th-230 75400 ans		α ↓			Th-232 14 10^9 ans		Th-228 1.913 ans			
Ac			↓					↓	Ac-228 6.15 h	↓			
Ra			Ra-226 1600 ans					Ra-228 5.75 ans		Ra-224 3.66 j			
Fr			↓							↓			
Rn			Rn-222 3.824 j radon							Rn-220 55.6 s thoron			
At			↓							↓			
Po		Po-218 3.10 mn		Po-214 164 μs		Po-210 138.4 j				Po-216 145 ms		Po-212 300 ns	
Bi		↓	Bi-214 19.9 mn	↓	Bi-210 5 j	↓				↓	Bi-212 60.5 mn	↓	
Pb		Pb-214 26.8 mn	0.021% ↓	Pb-210 22.3 ans	↓	Pb-206 stable				Pb-212 10.6 h	36% ↓	Pb-208 stable	
Tl			Tl-210 1.3 mn		Tl-206 4.19 mn						Tl-208 3.1 mn		

FIG. 4.1 – Schéma des désintégrations radioactives de l' ^{238}U et du ^{232}Th

énergie disponible de 3.27 MeV. Son noyau fils, le ^{218}Po , est un émetteur alpha, avec une période de 164 μs : c'est ce qui est couramment appelé l'effet Bi-Po. La détection d'un alpha "retardé" (164 μs) est une manière de signer la présence de ^{214}Bi dans le détecteur : le gaz de NEMO3 étant très transparent, nous sommes à même de détecter les particules alpha et donc d'observer quantitativement la présence de ^{214}Bi au sein de l'expérience.

Comme le montre la figure 4.2, le ^{214}Bi se désintègre par radioactivité β vers le niveau fondamental du ^{214}Po ou vers l'un des niveaux excités de ce noyau, l'émission de l'électron β s'ensuivant dans ce dernier cas de celle d'un photon ou d'un électron de conversion. Les caractéristiques des principales transitions sont résumées dans le tableau 4.1 [66] ; les modes de désintégration du ^{214}Bi contribuant au bruit de fond de l'expérience, d'après une analyse basée sur des événements simulés, sont décrits dans le tableau 4.2 [67].

^{214}Bi			
Désintégration β	Intensité (%)	$E_{c\beta}$ (keV)	$\langle E_{c\beta} \rangle$ (keV)
	8,4	1423	492
	17,7	1505	525
	17,6	1540	539
	7,7	1893	684
	17,8	3270	1269
Raies γ	Intensité (%)	Energie (keV)	
	46	609	
	15,0	1120	
	15,8	1764	
	5,0	2204	
	1,5	2447	
Electron de conversion	Intensité (%)	Energie (keV)	
	22	1323	

TAB. 4.1 – *Caractéristiques de l'électron, du photon et de l'électron de conversion émis au cours des désintégrations du ^{214}Bi [66]*

^{214}Bi		
Désintégrations dominantes	Rapport de branchement	Contribution (%)
β^- (1855 keV) électron de conversion (1323 keV)	0.0022	47 %
β^- (3272 keV)	0.178	26 %
β^- (1505 keV) et photon	0.178	22 %

TAB. 4.2 – *Principaux modes de désintégration du ^{214}Bi contribuant au bruit de fond de l'expérience [67]*

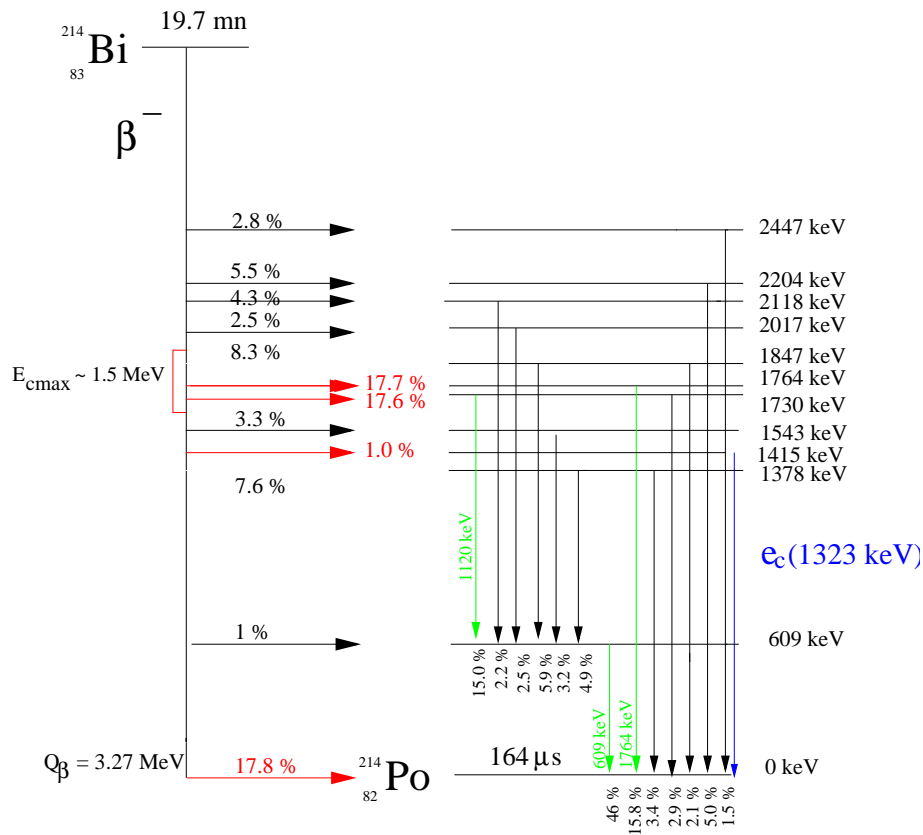


FIG. 4.2 – Schéma de désintégration du ^{214}Bi

Le ^{208}Tl

Le thorium ^{232}Th conduit, au cours de sa désintégration, au thoron ^{220}Rn , ce dernier conduisant ensuite, dans 36 % de ses désintégrations, au ^{208}Tl . Ce dernier décroît vers le ^{208}Pb avec une énergie disponible élevée (4.99 MeV), comme le montre la figure 4.3. Cette désintégration s'accompagne nécessairement de l'émission d'un photon de 2615 keV (ce rayonnement est celui de plus haute énergie parmi les rayonnements émis par la radioactivité naturelle) ou bien de celle de l'électron de conversion correspondant à cette transition.

Les caractéristiques des électrons et photons émis lors de la désintégration du ^{208}Tl sont résumées dans le tableau 4.3 ; la principale contribution au bruit de fond de l'expérience est décrite dans le tableau 4.4.

Le radon et le thoron

Le radon (^{222}Rn) et le thoron (^{220}Rn) sont deux gaz rares émis au cours des désintégrations radioactives de l'uranium ^{238}U et du thorium ^{232}Th et potentiellement présents dans l'air contenu dans la tour centrale ou le gaz de la chambre à fils, donc source de bruit de fond externe à l'expérience. Très volatils et inertes chimiquement, ils peuvent s'infiltrer dans le détecteur, contaminant ainsi ce dernier en ^{214}Bi et en ^{208}Tl , en se désintégrant. Il importe donc de parfaitement bien contrôler la présence de radon et de thoron au sein du détecteur.

Les données acquises jusqu'en juillet 2002 ont montré que le gaz du détecteur comprenait

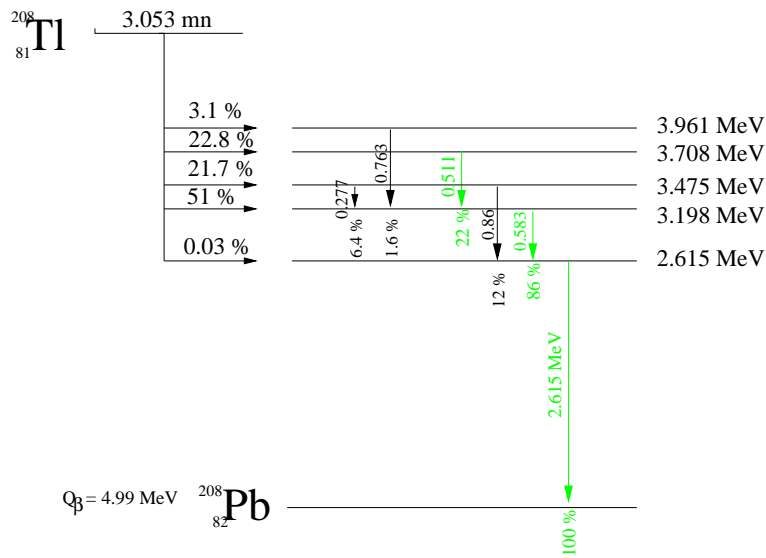


FIG. 4.3 – Schéma de désintégration du ^{208}Tl

^{208}Tl			
Désintégration β	Intensité (%)	$E_{c\beta}$ (keV)	$\langle E_{c\beta} \rangle$ (keV)
	24,0	1285	440
	22,2	1519	533
	49,3	1796	647
Raies γ	Intensité (%)	Energie (keV)	
	22,1	511	
	86,0	583	
	13,8	860	
	100	2615	
Electron de conversion	Intensité (%)	Energie (keV)	
	0.24	2527	

TAB. 4.3 – Caractéristiques de l'électron, du photon et de l'électron de conversion émis au cours des désintégrations du ^{208}Tl

une contamination en radon ^{222}Rn de l'ordre de $20 \text{ mBq}/\text{m}^3$; cette valeur² étant assez élevée, il a donc été nécessaire d'identifier l'origine de ce radon afin de trouver ensuite un moyen de réduire de façon substantielle cette contamination. Dans un premier temps, il a été vérifié que le radon n'était pas véhiculé par le balayage de la chambre à fils : pour ce faire, un détecteur mesurant le radon, analogue à celui mis au point pour SuperKamiokande, a été installé au LSM en juillet 2002 [68]. Par ailleurs, des coupures de la ventilation du laboratoire nous ont permis de nous orienter vers une contamination venant de l'extérieur du détecteur, puisque de fortes corrélations entre ces coupures et le taux de radon à l'intérieur du détecteur ont été constatées. Par conséquent, la contamination en radon observée dans NEMO3 provient manifestement de fuites résiduelles ou de diffusion à travers les joints assurant l'étanchéité du détecteur.

²la contamination en radon de l'air ambiant dans le laboratoire varie typiquement de 3 à $20 \text{ Bq}/\text{m}^3$, suivant la ventilation du tunnel routier

²⁰⁸ Tl		
Désintégration dominante	Rapport de branchement	Contribution (%)
électron de conversion (2527 keV)	0.0024	80

TAB. 4.4 – *Principal mode de désintégration du ²⁰⁸Tl contribuant au bruit de fond de l'expérience [66]*

Afin de réduire le taux de radon entrant à l'intérieur du détecteur, il est envisagé de poser une tente autour du détecteur, piégeant une grande partie du radon ambiant sur du charbon actif.

Enfin, la contamination en thoron de l'air du laboratoire étant très faible (300 fois plus faible que celle en radon), celui-ci n'est a priori pas gênant à l'intérieur du détecteur. Cela a été confirmé par une analyse plus quantitative que je présenterai plus loin dans ce manuscrit.

4.1.2 Mécanismes de simulation d'événements de $\beta\beta 0\nu$ par ces sources de bruit de fond

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le ²¹⁴Bi et le ²⁰⁸Tl sont deux émetteurs β . Ce paragraphe a pour but de décrire les mécanismes qui permettent à ces deux noyaux de simuler des événements à deux électrons non discernables d'événements de $\beta\beta 0\nu$ en distinguant le bruit de fond dit "interne" du bruit de fond dit "externe".

Bruit de fond interne produit par le ²¹⁴Bi et le ²⁰⁸Tl

Ce bruit de fond correspond à l'émission de deux électrons émis à l'intérieur de la feuille source. Le premier correspond à la désintégration β d'un noyau de ²¹⁴Bi ou de ²⁰⁸Tl présent dans la source ; le second peut être émis par différents processus, représentés sur la figure 4.4 :

- L'émission β d'un électron peut être suivie de l'émission d'un électron de conversion interne, accompagné d'un photon X de faible énergie ($\simeq 80$ keV) (a).
- L'électron β peut diffuser sur un électron du milieu (diffusion Möller), ce qui donne lieu à l'émission d'un second électron (b).
- L'émission β peut être accompagnée de l'émission d'un photon de désexcitation vers le niveau fondamental du noyau fils du noyau contaminant la source, et effectuer ensuite une diffusion Compton sur un électron du milieu, ce qui donne lieu à l'émission d'un second électron, accompagné d'un photon non détecté par un scintillateur de l'expérience³ (c).

³Le photon de désexcitation peut également produire un électron par effet photoélectrique, de façon minoritaire

Dans la mesure où aucune coupure ne permet de rejeter ce type de bruit de fond, il importe de très bien connaître et de minimiser la contamination des sources en ^{214}Bi et en ^{208}Tl .

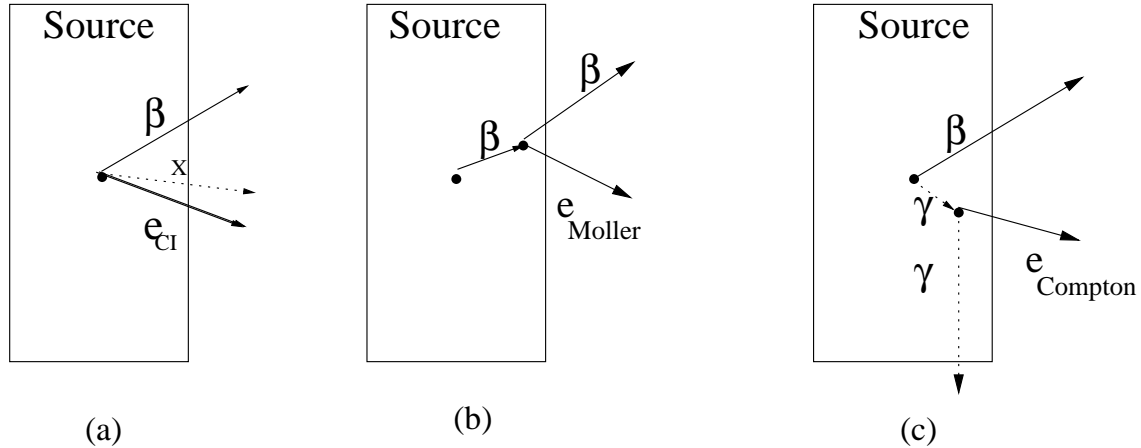


FIG. 4.4 – Topologies du bruit de fond interne (le rectangle représente la feuille source)

Bruit de fond externe produit par le ^{214}Bi et le ^{208}Tl

L'interaction, dans la feuille source, d'un photon ou d'un électron produit en dehors de la feuille par une contamination externe à la source peut conduire à des événements simulant de la $\beta\beta 0\nu$: il s'agit du bruit de fond dit "externe".

Citons tout d'abord le mécanisme représenté sur la figure 4.5 : l'interaction d'un photon dans un scintillateur du mur externe (ou interne), proche de la surface, crée un électron par effet Compton ; ce dernier, s'il a une énergie assez élevée, traverse ensuite le détecteur jusqu'au mur interne (resp. externe), en étant légèrement dévié par la feuille source, ou bien rétrodiffusé. Ce type d'événement peut aisément être rejeté, dans la mesure où la différence de temps de vol entre les deux scintillateurs touchés est élevée (de l'ordre de 3 ns), alors que les événements de $\beta\beta 0\nu$ correspondent à un écart en temps plus faible ; de plus, l'étude de la courbure des traces, rendue possible par la présence d'un champ magnétique, permet de renforcer cette sélection ⁴.

Un photon de haute énergie peut être émis au cours de la désintégration d'un noyau de ^{214}Bi ou de ^{208}Tl présent à l'extérieur du détecteur ou à l'intérieur (verre des PM, air de la tour centrale,...). L'interaction de ce photon au sein d'une feuille source engendre des événements pouvant simuler des événements de $\beta\beta 0\nu$, par les mécanismes suivants, représentés schématiquement sur la figure 4.6 :

- création de paires (a) (rejeté grâce au champ magnétique)

⁴il existe une exception : si le photon diffusé par effet Compton est détecté par le scintillateur touché par l'électron Compton, l'événement sera assimilé à un événement $\beta\beta 0\nu$, les déclenchements des deux scintillateurs étant alors simultanés

feuille source

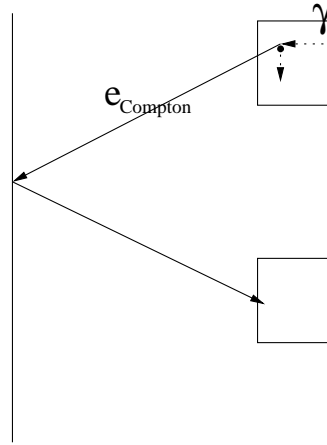


FIG. 4.5 – Interaction d'un photon dans un scintillateur conduisant à un événement à deux électrons rejeté grâce à l'étude du temps de vol et de la courbure de la trace

- effet Compton suivi d'une diffusion Möller (b)
- effet Compton suivi d'un second effet Compton (c)
- effet photoélectrique suivi d'une diffusion Möller (d)
- effet Compton suivi d'un effet photoélectrique (e)

La section efficace de chacun de ces processus dépend de l'énergie du photon incident. Dans la gamme en énergie qui nous intéresse, l'effet Compton est nettement prépondérant.

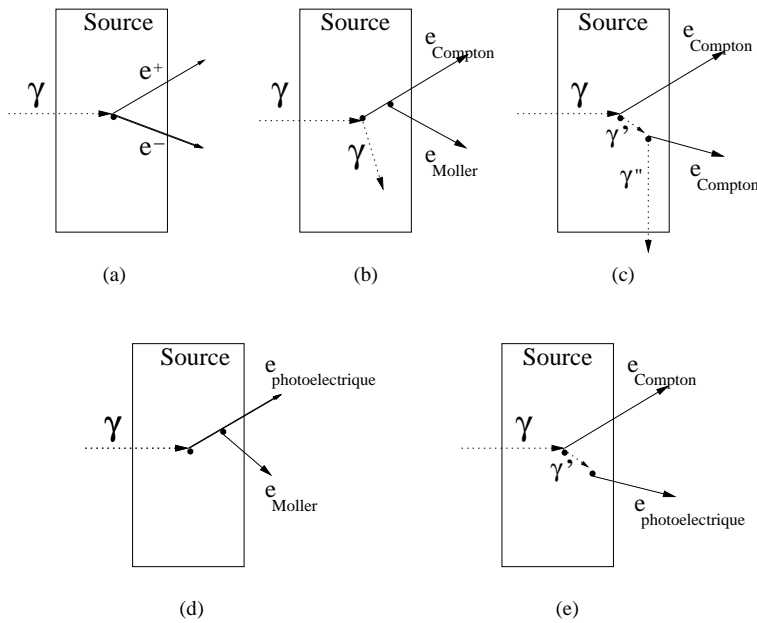


FIG. 4.6 – Interaction d'un photon au sein d'une feuille source

4.2 Les neutrons

Les neutrons peuvent être classés suivant leur énergie en trois catégories : les neutrons rapides ont une énergie supérieure à 1 MeV, les neutrons thermiques, une énergie de 0.025 eV et les neutrons épithermiques, une énergie intermédiaire. Après avoir présenté la provenance des neutrons au LSM, nous verrons dans ce paragraphe les raisons pour lesquelles ils constituent une source de bruit de fond importante, dont NEMO3 se protège, notamment grâce aux blindages recouvrant le détecteur.

4.2.1 Origine

Les neutrons rapides sont majoritairement produits par réactions (α, n) ou fissions spontanées de l'uranium et du thorium dans la roche du laboratoire ou dans les matériaux constituant le détecteur, et peuvent parcourir une grande distance avant d'être arrêtés ; leur énergie moyenne est de l'ordre de 2 MeV. Ils sont ensuite thermalisés dans l'eau ou le bois du blindage neutrons, ou bien dans le plastique des scintillateurs, notamment, avant de subir une capture radiative qui produit l'émission de photons de haute énergie (jusqu'à plus de 8 MeV)⁵.

Le flux de neutrons produits dans le laboratoire a été mesuré [58] :

$$\Phi_{rapides} = (1.6 \pm 0.1)10^{-6} \text{neutrons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$$

$$\Phi_{thermiques} = (3.5 \pm 1.5)10^{-6} \text{neutrons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$$

Le flux de neutrons épithermiques n'a pas été mesuré au LSM, mais, les autres laboratoires souterrains ayant effectué cette mesure et montré que ce flux est légèrement inférieur à celui des neutrons thermiques, il semble légitime de penser qu'il en est de même dans notre laboratoire.

Notons enfin que les neutrons rapides peuvent également être produits par interaction des muons cosmiques avec la roche du laboratoire : étant donné la faible valeur du flux de ces particules ($4, 6.10^{-9}$ muons $s^{-1}.\text{cm}^{-2}$), cette contribution est négligeable.

4.2.2 Rôle des blindages et mécanismes de simulation d'événements de $\beta\beta 0\nu$ par les neutrons

Le détecteur NEMO3 est pourvu de deux blindages dont le rôle est schématiquement illustré sur la figure 4.7. Le second, constitué en majorité d'eau borée (dans certains endroits, la paraffine ou le bois remplace l'eau borée), recouvre extérieurement le détecteur : il thermalise les neutrons rapides et épithermiques, peut arrêter des neutrons thermiques, et laisse passer les photons incidents sur le détecteur ; une partie des neutrons ainsi thermalisés subissent une capture radiative, favorisée par le bore présent dans l'eau, émettant ainsi un photon de 2.2 MeV. Le second blindage, constitué de fer, recouvre la bobine : il arrête une

⁵les captures (n,p) et (n, α) conduisent à des photons d'énergie nettement inférieure à 3 MeV, donc non gênants

partie des neutrons thermalisés précédemment ⁶, et rend négligeable la contribution au bruit de fond des photons de haute énergie.

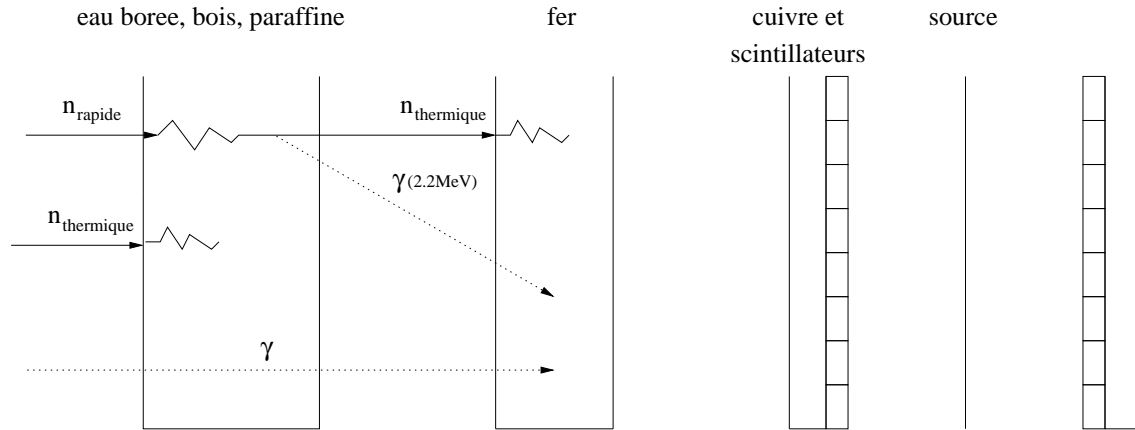


FIG. 4.7 – *Principe d'action des blindages de NEMO3*

En dépit de ces blindages, des neutrons, rapides, résiduels parviennent jusqu'aux scintillateurs et contribuent ainsi au bruit de fond de l'expérience. En effet, comme cela est représenté sur la figure 4.8, un neutron rapide peut rentrer à l'intérieur du détecteur, avant d'être thermalisé dans le plastique des scintillateurs, et de subir une capture radiative, principalement dans le cuivre⁷ : les photons émis ont une énergie pouvant aller jusqu'à 9 MeV. Ces photons, ainsi que ceux qui n'ont pas été arrêtés par le blindage de fer, engendrent des événements simulant de la $\beta\beta 0\nu$ par un certain nombre de mécanismes décrits précédemment (figure 4.6).

Le détecteur NEMO3, ainsi pourvu de deux blindages et d'un champ magnétique de 30 gauss, devrait détecter un nombre très faible d'événements liés aux neutrons et d'énergie supérieure à 2.8 MeV : 0.009 ± 0.005 par an, l'erreur étant dominée par l'incertitude sur le flux de neutrons incidents sur le détecteur.

4.3 Les muons cosmiques

Les muons issus du rayonnement cosmique contribuent de deux façons au bruit de fond de l'expérience :

- en produisant des neutrons par interaction avec la roche du laboratoire : cette contribution est négligeable du fait de la réduction considérable du flux de muons cosmiques liée à l'emplacement souterrain du laboratoire [68]
- en émettant des photons de haute énergie par bremsstrahlung : cette contribution est très faible [68]

⁶environ 13% des neutrons rapides atteignant le blindage de fer parviennent à traverser ce dernier, les autres

⁷une proportion plus faible de neutrons thermalisés est capturée dans la face interne du blindage en fer, ou encore dans le plastique des scintillateurs, le rayonnement émis dans ce cas-ci étant d'énergie trop faible pour être gênant

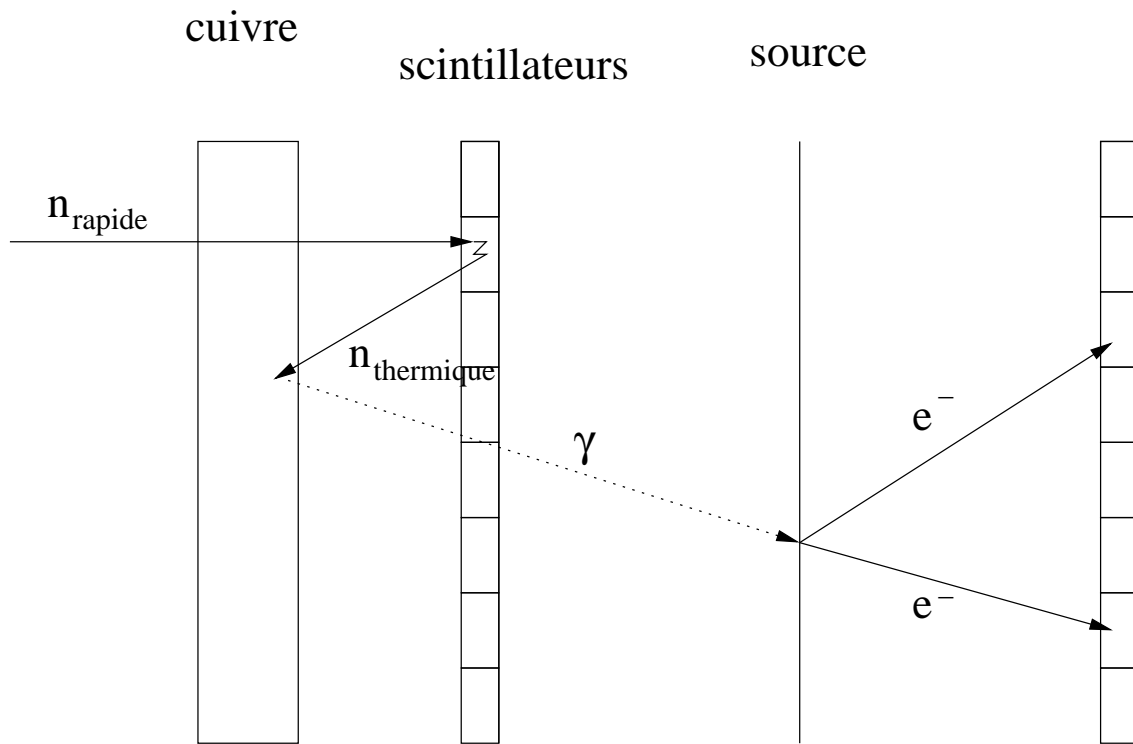


FIG. 4.8 – *Bruit de fond induit par les neutrons résiduels*

4.4 La $\beta\beta 2\nu$

Dans la mesure où le spectre théorique de la somme en énergie des deux électrons émis par désintégration $\beta\beta 2\nu$ se termine là où commence le spectre correspondant à la $\beta\beta 0\nu$, la $\beta\beta 2\nu$ constitue une source de bruit de fond (de type interne) irréductible.

4.5 Capacité du détecteur à quantifier les bruits de fond

Le détecteur NEMO3 est à même de quantifier son propre bruit de fond. Pour ce faire, une analyse, spécifique à chaque type de bruit de fond, est menée à bien. Ses caractéristiques sont résumées ci-dessous, pour chaque type de bruit de fond :

- l'étude de la contamination en ^{208}Tl repose sur l'étude des canaux $e^-n\gamma$: cette étude est présentée en détail dans le chapitre 6, afin d'estimer la contamination des sources en ^{208}Tl
- l'étude de la contamination en ^{214}Bi repose sur l'étude du canal $e^-\gamma\alpha$
- l'étude des neutrons passe par l'étude du nombre d'électrons traversant le détecteur de traces de part en part, ou bien sur le nombre de paires électron - positron

4.6 Radiopureté du détecteur NEMO3

Chaque composant ou matériau utilisé pour construire le détecteur doit satisfaire des critères de radiopureté stricts : il a donc été sélectionné soigneusement et mesuré par spectroscopie gamma grâce à des détecteurs Germanium, au LSM ou au Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG). Le tableau 4.5 résume l'ensemble des mesures effectuées (la radiopureté des sources a été décrite au cours du chapitre précédent) ⁸.

Composants de NEMO3	Poids (kg)	Activité totale (Bq)	
		²¹⁴ Bi	²⁰⁸ Tl
Photomultiplicateurs	600	300	18
Scintillateurs	5000	< 0,7	< 0,3
Cuivre	25000	< 25	< 10
Fer des pétales	10000	< 6	< 8
μ métal	2000	< 2	$2,0 \pm 0,7$
Fils	1,7	< 10^{-3}	< 6.10^{-4}
Blindage en fer	180000	< 300	< 300
Air	$\simeq 20$	$\simeq 300$	

TAB. 4.5 – *Radioactivité des principaux éléments du détecteur NEMO3.*

4.7 Conclusion

Les exigences de radiopureté requises pour l'étude de la $\beta\beta 0\nu$ ont impliqué des contraintes fortes quant à la radioactivité de chaque matériau utilisé pour la construction du détecteur NEMO3. Ce dernier est à même de quantifier son propre bruit de fond, à travers l'étude de différents canaux : une partie de cette étude, concernant l'étude du ²⁰⁸Tl interne aux feuilles sources ainsi que celle du thoron présent à l'intérieur du détecteur, sera présentée au cours du chapitre 6.

⁸les mesures incluent également une mesure de l'activité en ⁴⁰K et en ⁶⁰Co

Chapitre 5

Performances du détecteur de traces de NEMO3

L'étude de la chambre à fils du détecteur NEMO3 doté de ses vingt secteurs a débuté en mars 2002 : bien que dépourvue de blindages, l'expérience a pris de nombreuses données utiles pour le calibrage en énergie et en temps, mais aussi pour la compréhension du fonctionnement de l'ensemble du détecteur, et en particulier la chambre à fils.

Après avoir présenté l'état actuel de fonctionnement de l'ensemble des 6180 cellules Geiger que comprend le détecteur de traces de NEMO3, je présenterai les résultats obtenus à partir des données prises à l'aide d'une source de neutrons : cette dernière nous a en effet permis d'étudier en détail les résolutions transverse et longitudinale de la chambre à fils, au moyen d'électrons de haute énergie traversant de part en part le détecteur.

Par ailleurs, les sources de ^{207}Bi , introduites au sein du détecteur afin de mener à bien le calibrage en énergie de l'expérience, nous ont permis d'étudier la reconstruction du vertex des traces traversant la chambre à fils. En effet, ces sources, dont la position est parfaitement connue, émettent des électrons de conversion (principalement deux : l'un de 482 keV, l'autre de 976 keV) : l'étude du canal à un électron m'a permis d'évaluer les résolutions transverse et longitudinale relatives à la reconstruction du vertex d'une trace ; l'étude du canal à deux électrons m'a conduit à examiner la capacité du détecteur à reconstruire deux traces d'électrons théoriquement émis à partir du même vertex, ce qui est particulièrement important compte tenu du signal que nous recherchons.

5.1 Description du fonctionnement de la chambre à fils

5.1.1 Exploitation des contenus des TDC anodique et α

Le principe de fonctionnement des TDC (anodique, cathodiques et α) a été expliqué précédemment (3.3). Ce paragraphe a pour but de décrire l'exploitation, en amont de l'analyse proprement dite, des contenus TDC fournis par l'électronique de la chambre à fils afin de caractériser le type de coup ayant déclenché une cellule Geiger et de rejeter ainsi les cellules Geiger bruyantes, non exploitables pour la reconstruction des traces.

Caractérisation des cellules Geiger touchées

A un événement donné correspond un certain nombre de cellules Geiger déclenchées, chacune d'elles étant associée à quatre TDC (anodique, cathodiques et α). Les contenus respectifs de ces derniers permettent de classer les cellules suivant plusieurs catégories :

- **Cellules en temps** : ces cellules correspondent au passage d'une trace chargée non retardée ($TDC_{\alpha} = 0$) ayant provoqué la dérive d'un plasma Geiger dans l'intervalle de temps imparti à cette dérive ($TDC_{min} < TDC_{anodique} < TDC_{max}$, TDC_{min} et TDC_{max} étant définis à partir des données, comme cela est brièvement expliqué ci-dessous).
- **Cellules retardées** : ces cellules correspondent au passage d'une particule retardée ($TDC_{\alpha} \neq 0$), et en particulier à une particule alpha issue de la désintégration d'un noyau de ^{214}Po . Dans la mesure où le TDC anodique et le TDC α sont déclenchés simultanément et puisque le TDC anodique est codé sur 4096 canaux, et le TDC α , sur 131072 canaux (17 bits), les contenus de ces deux TDC doivent être égaux modulo 4096 : $TDC_{anodique} = TDC_{\alpha} [4096]$.
- **Cellules redéclenchées** : le mécanisme de photoémission sur un fil de champ engendré par le fonctionnement en régime Geiger de la chambre à fils peut provoquer le déclenchement de cellules voisines d'une cellule déclenchée par le passage d'une trace chargée ¹. Le contenu du TDC est donc en dehors de la fenêtre en temps définie précédemment : $TDC_{anodique} > TDC_{max}$
- **Cellules "bruyantes"** : certaines cellules peuvent amorcer spontanément, provoquant ainsi la création spontanée d'un plasma Geiger, aléatoirement ; ce type de cellule, le plus souvent isolée, est aisément identifiable par un taux de comptage très supérieur à la moyenne, et peut donc être rejeté. Il en est de même pour les cellules qui ne désamorcent pas au cours du temps.
- **Cellules à propagation longitudinale incomplète** : dans certains cas, le plasma Geiger ne se propage pas jusqu'aux anneaux cathodiques, bloqué par un défaut présent sur le fil anodique, par exemple : ceci se traduit par l'absence d'un, ou même des deux, TDC cathodique(s). Ceci se produit également lorsque l'une des deux interconnexions associées aux signaux cathodiques (ou les deux) est débranchée. La reconstruction longitudinale de la trace chargée est moins précise dans le cas où un seul TDC cathodique est absent, impossible lorsque les deux sont absents.

Nous pouvons donc identifier parfaitement chaque cellule déclenchée et décider ainsi de la garder ou bien de la rejeter avant d'effectuer la reconstruction des traces.

Distribution du TDC anodique

Comme le montre la figure 5.1, la distribution brute du TDC anodique issue de l'électronique de la chambre à fils peut être divisée en trois zones, dont les limites ont été fixées de

¹Les traces fortuites peuvent également contribuer à ces redéclenchements, mais leur contribution est négligeable depuis la pose des blindages de NEMO3.

façon expérimentales :

- $\mathbf{TDC_{min} < TDC_{anodique} < TDC_{max}}$ ($TDC_{min} = 220, TDC_{max} = 307$) : cette zone correspond aux cellules dites “en temps” ainsi que, dans une moindre mesure, aux cellules “broyantes”. La largeur de cet intervalle en temps ($1.74 \mu s$) est légèrement supérieure à la durée maximale de dérive, qui est d’environ $1.5 \mu s$.
- $\mathbf{TDC_{anodique} < TDC_{min}}$: cet intervalle correspond principalement aux cellules dites “de redéclenchement” ainsi qu’aux cellules “broyantes”.
- $\mathbf{TDC_{max} < TDC_{anodique}}$: cette zone correspond aux cellules retardées ainsi qu’aux cellules “broyantes”.

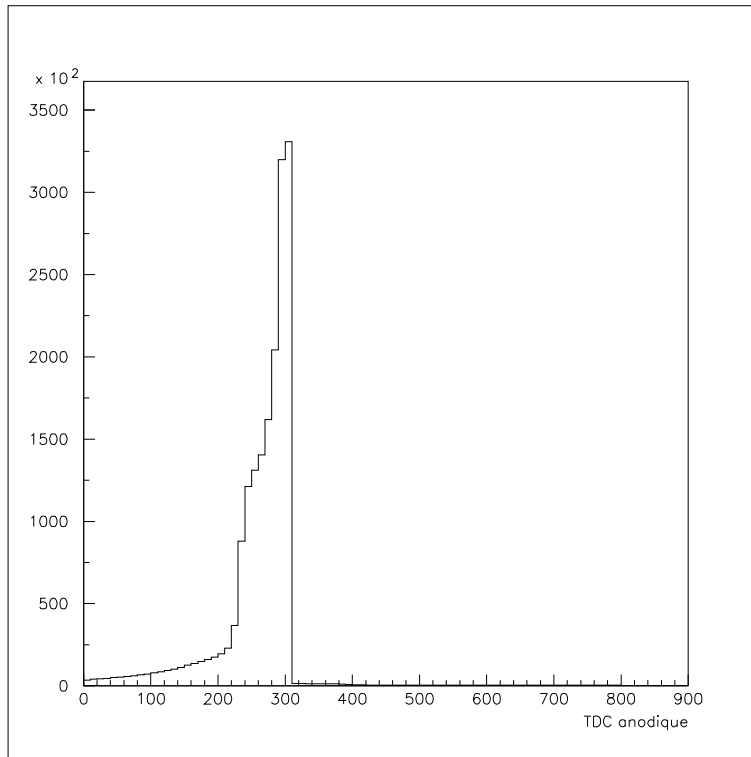


FIG. 5.1 – *Distribution du TDC anodique (le pas de l'horloge est égal à 20 ns)*

5.1.2 Caractéristiques de fonctionnement de la chambre à fils

Après quelques mois de prises de données dans les conditions de fonctionnement stables de l'expérience, les caractéristiques de la chambre à fils sont les suivantes :

- 24 cellules Geiger sont déconnectées, pour différentes raisons. Quatre d'entre elles ont leur fil anodique en contact avec la masse, à l'intérieur du détecteur ; 18 autres sont broyantes et seront reconnectées une fois le problème résolu, et les deux dernières sont en court-circuit, du fait d'un problème d'interconnexion impossible à réparer.

- 160 cellules Geiger ont l'un des deux signaux cathodiques (haut ou bas) absent : ceci est principalement dû à un problème d'interconnexion à la jonction entre le câble et la berg associée au signal manquant ; la réparation de ces interconnexions est exclue.
- Le point de fonctionnement de la chambre à fils est aux alentours de 1800 V.

Notons que ces caractéristiques, correspondant aux données étudiées dans cette thèse, sont amenées à évoluer légèrement, une faible quantité d'argon ayant été rajoutée au mélange gazeux.

Pour finir, un événement comprenant un électron ainsi qu'une particule alpha est représenté sur la figure 5.2 : l'électron est courbé par le champ magnétique, et l'alpha, reconnaissable à sa trace courte et droite, figure en violet sur cette figure.

5.2 Résolution et reconstruction transverses et longitudinales par cellule Geiger

Une source de neutrons a été utilisée par l'expérience afin d'étudier de façon détaillée les reconstructions et résolutions, transverse et longitudinale, de la chambre à fils de NEMO3, cellule par cellule. En effet, les neutrons sont à même de produire des électrons de haute énergie (supérieure à 4 MeV), traversant le détecteur de traces de part en part, avec une trajectoire légèrement courbée par le champ magnétique, mais peu dégradée par la diffusion multiple à laquelle ces particules ne sont que très peu sensibles, compte tenu de leur énergie ². Faisant alors l'hypothèse que l'ajustement effectué correspond à la trajectoire réelle de l'électron, une étude des caractéristiques de la chambre à fils peut être menée à bien.

5.2.1 Production d'électrons de haute énergie

L'expérience NEMO3 s'est dotée d'une source d'AmBe de $2.2 \cdot 10^5$ neutrons/s, que nous avons placée le temps d'une acquisition à 74 cm au-dessus de la tour centrale du détecteur, ce dernier étant alors dépourvu de blindages, mais soumis à un champ magnétique de 30 gauss ³. Le mécanisme responsable de la production des électrons souhaités est illustré par la figure 5.3.

Les neutrons rapides émis par la source d'AmBe ont une énergie moyenne de 2.4 MeV. Ils sont thermalisés, essentiellement dans le plastique des scintillateurs, puis subissent une capture radiative dans le cuivre, conduisant ainsi à un rayonnement γ dont l'énergie peut aller jusqu'à 7.92 MeV ⁴. Le photon ainsi produit peut créer un électron Compton : seuls les électrons ainsi créés d'énergie supérieure à 4.5 MeV sont gardés, afin de limiter l'incidence de la diffusion multiple sur la trajectoire de la particule à travers la chambre à fils. Cet électron

²Seule la diffusion dure intervient au-delà de 2 MeV

³les neutrons sont produits par interaction des particules α , produites par les noyaux d' ^{241}Am , avec un noyau de ^9Be : $^{241}\text{Am} \leftrightarrow ^{237}\text{Np} + \alpha$ puis $^9\text{Be} + \alpha \leftrightarrow ^{13}\text{C}^* \leftrightarrow ^{12}\text{C} + n$

⁴environ 45 % des captures radiatives dans le cuivre naturel produisent un photon d'énergie supérieure à 4 MeV

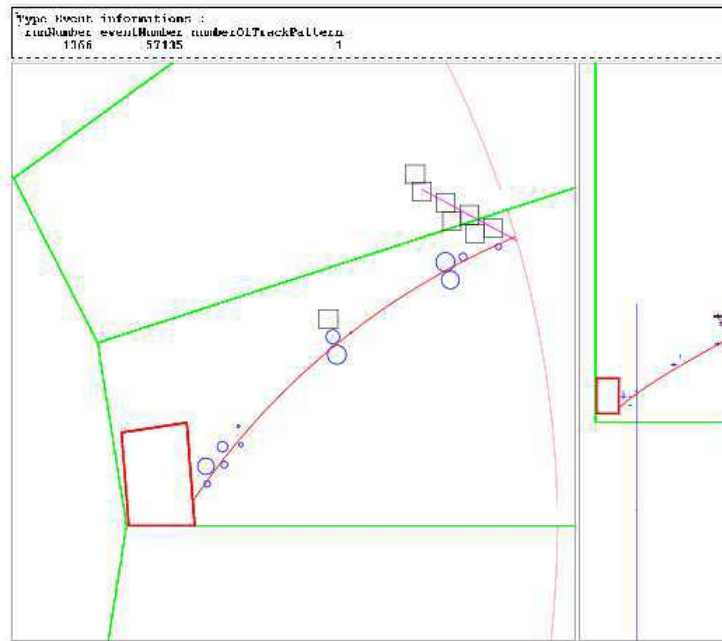


FIG. 5.2 – Exemple d'événement pour lequel un électron et un alpha (cellules noires) ont été reconstruits : à gauche figure la vue transverse du détecteur, le rayon des cercles étant égal à la distance transverse parcourue par les électrons d'ionisation jusqu'au fil anodique. A droite figure la vue longitudinale du détecteur : la barre d'erreur importante correspond à une cellule à laquelle manque un des deux temps cathodiques.

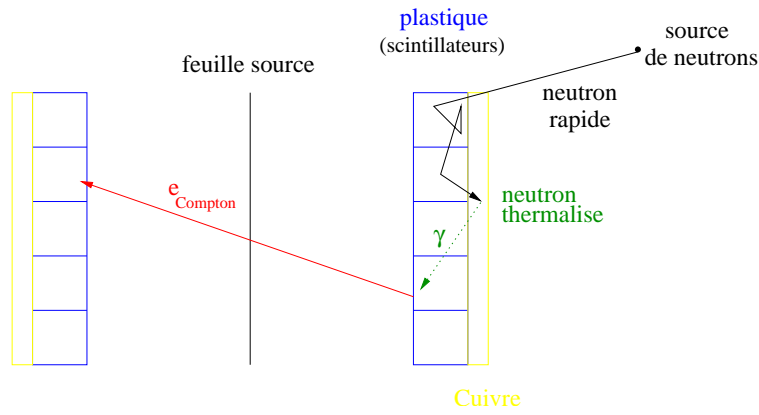


FIG. 5.3 – Production d'un électron traversant de haute énergie à partir d'une source de neutrons rapides

traverse alors la chambre à fils et dépose son énergie dans un scintillateur du mur opposé à celui qu'il a quitté.

Les événements utilisés pour effectuer cette analyse correspondent à une acquisition d'une durée totale de 4 heures ; le trigger utilisé exigeait d'avoir au moins une trace et un photomultiplicateur déclenché, le seuil haut étant de 1.2 MeV.

Le spectre de l'énergie finale déposée, avant toute coupure, est représenté sur la figure 5.4. Nous distinguons plusieurs pics : le premier, situé aux alentours de 2 MeV, correspond à la capture radiative du neutron par un noyau d'hydrogène présent dans le polystyrène des scintillateurs ; le second, situé aux alentours de 4 MeV, correspond aux photons émis lorsque la capture s'effectue dans le ^{12}C ; le dernier, enfin, situé aux alentours de 7.5 MeV, est dû aux captures radiatives par le cuivre présent dans le détecteur. Notons que la valeur élevée du seuil haut pour cette acquisition - 1.2 MeV - se répercute sur ce spectre, déformé en-dessous de 1.5 MeV.

5.2.2 Sélection d'événements à un électron traversant

Un certain nombre de coupures permettent de sélectionner des électrons traversant de plus de 4.5 MeV :

- l'événement doit comporter deux traces ⁵, l'une étant associée à un scintillateur du mur interne et l'autre, à un scintillateur du mur externe.
- si l'électron va du mur interne au mur externe (ceci est déterminé par le temps de vol), l'énergie déposée dans le mur externe doit être supérieure à 3 MeV
- de la même façon, si l'électron va du mur externe au mur interne, l'énergie déposée dans le mur interne doit être supérieure à 3 MeV

⁵la chambre à fils reconstruit les traces par rapport à la source, et voit donc un électron et un positron à la place d'un électron traversant de part en part le détecteur

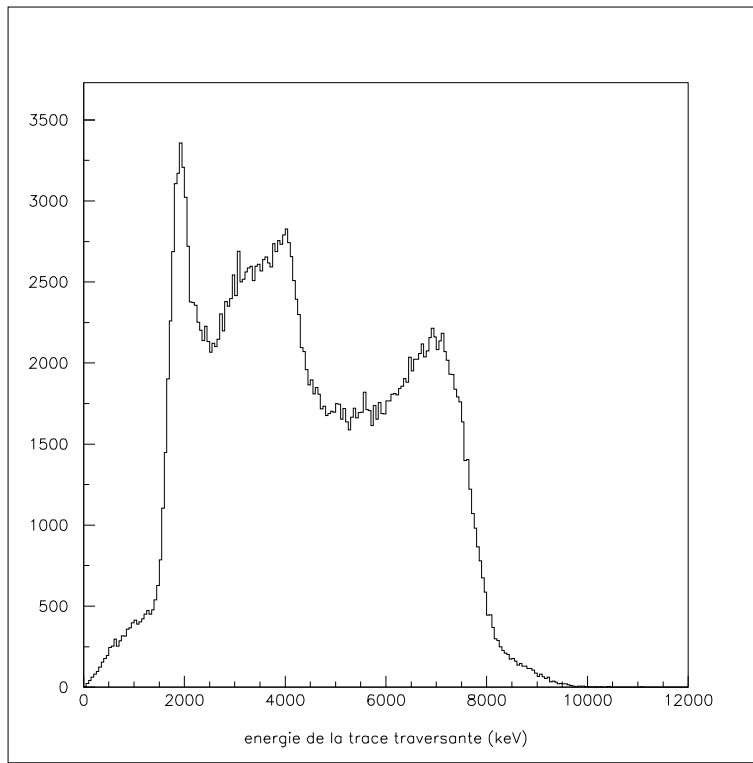


FIG. 5.4 – *Energie déposée par l'électron traversant : les trois pics, situés aux alentours de 2 MeV, 4 MeV et 7.5 MeV, correspondent aux captures radiatives par, respectivement, un noyau d'hydrogène, de carbone ^{12}C , ou de cuivre.*

- les deux vertex reconstruits doivent être proches l'un de l'autre puisqu'ils correspondent à une même trace
- l'énergie totale doit être supérieure à 4.5 MeV
- un critère sur la qualité de l'ajustement de la trace est également imposé, afin d'éliminer les traces mal reconstruites

Le nombre total d'événements acquis pendant la prise de données étudiée était de 1,6 Million : après ces coupures, il reste 70054 événements. Deux d'entre eux sont représentés sur les figures 5.5, 5.6 et 5.7.

5.2.3 Reconstruction transverse

Relations entre distance transverse et temps de dérive

Au temps anodique d'une cellule Geiger donnée est associée la distance transverse de dérive parcourue par les électrons créés lors de l'ionisation primaire, notée r_{\perp} . Cette dernière définit un cercle de rayon r_{\perp} , dont le centre coïncide avec celui de la cellule. Il est donc nécessaire de connaître très précisément la loi reliant le temps anodique à la distance transverse : tel est l'objet du travail présenté ici.

Cette étude reprend les formules de reconstruction transverse établies par K.Errahmane

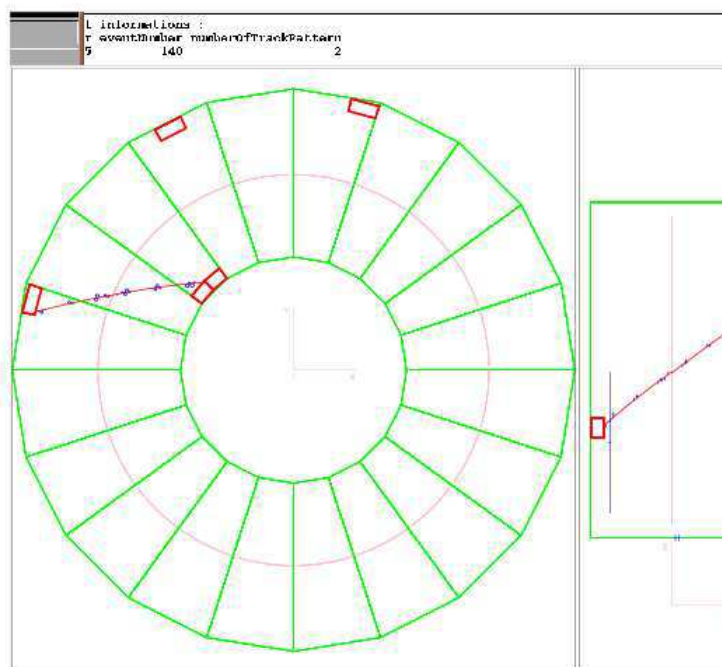


FIG. 5.5 – *Electron traversant, allant du mur interne vers le mur externe : il a déposé 6941 keV dans le mur externe, (48+173) keV dans le mur interne, et le temps de vol entre les deux murs est de 6 ns*

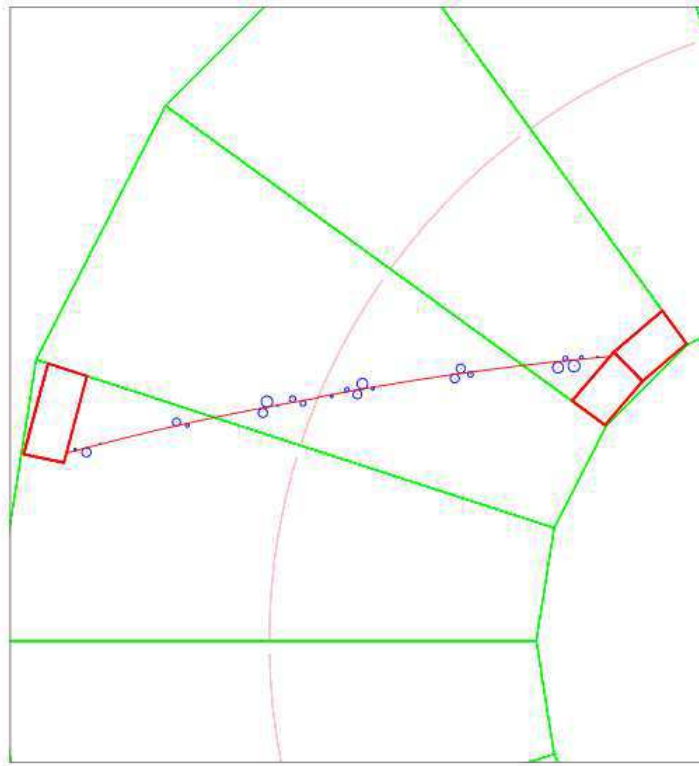


FIG. 5.6 – Agrandissement de la vue transverse du détecteur pour l'événement précédent : la courbure due au champ magnétique est perceptible

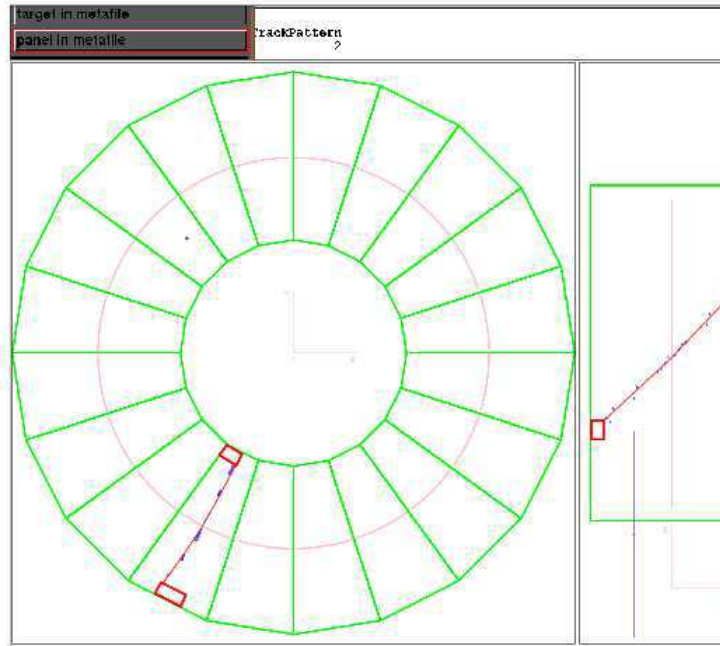


FIG. 5.7 – *Electron traversant, allant du mur externe vers le mur interne : il a déposé 7353 keV dans le mur externe, 107 keV dans le mur interne, et le temps de vol entre les deux murs est de 4 ns*

à l'aide de données préliminaires, acquises à l'aide d'une source de neutrons peu active (1260 neutrons/s) et dans une configuration très particulière, le détecteur étant alors réduit à trois secteurs [61]. Les données que j'ai exploitées correspondant à une configuration définitive du détecteur, les formules de reconstruction transverse présentées dans ce paragraphe sont définitives ⁶.

Afin d'établir les formules de reconstruction transverse, nous étudions la distance, notée d_{\perp} , entre la trace reconstruite, résultant de l'ajustement des points de mesure, qui, par hypothèse, est confondue avec la trace réelle, et le fil anodique de la cellule Geiger déclenchée. La relation liant la distance transverse au temps anodique se déduit alors de l'ajustement de la distribution de la valeur moyenne de d_{\perp} pour chaque intervalle de 20 ns du temps anodique ⁷.

La reconstruction transverse des trajectoires dans la chambre à fils est régie par les relations suivantes, relatives à des valeurs distinctes du temps anodique t_A , et résultant des ajustements représentés sur les figures 5.8 et 5.9 :

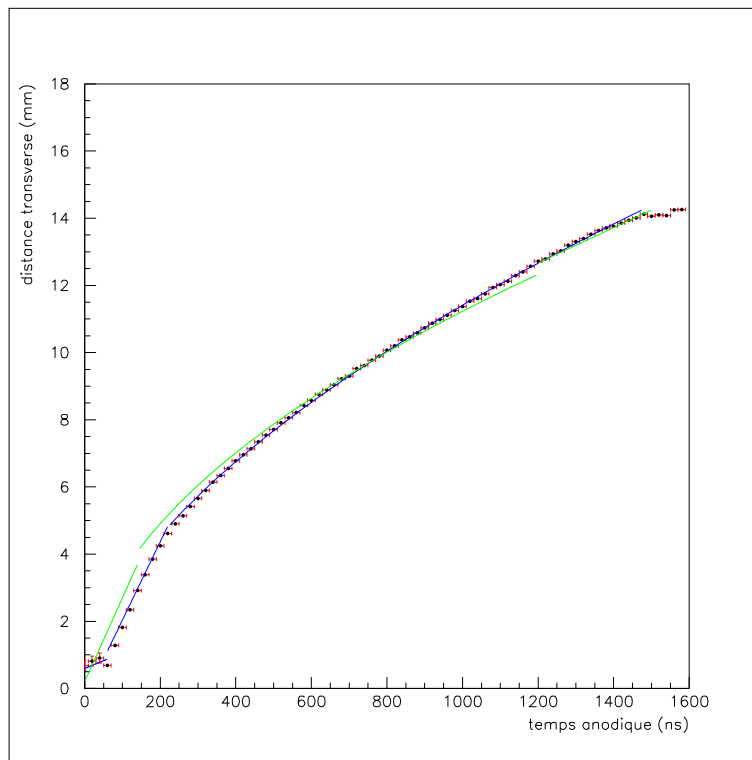


FIG. 5.8 – Ajustement de la distribution de la distance transverse (mm) en fonction du temps anodique (ns) : l'ajustement correspondant au travail présenté ici figure en bleu, l'ajustement obtenu avec un détecteur réduit à trois secteurs figure en vert.

– si $t_a = 0$, $r_{\perp} = 25\mu m$ (rayon du fil anodique)

– si $0 < t_A < 60 ns$, $r_{\perp} (mm) = 0.598 + 0.0045t_A$

⁶La source de neutrons ayant une activité élevée, les barres d'erreur ne sont pas grandies par le manque de statistique

⁷Le pas de l'horloge de l'acquisition est de 20 ns.

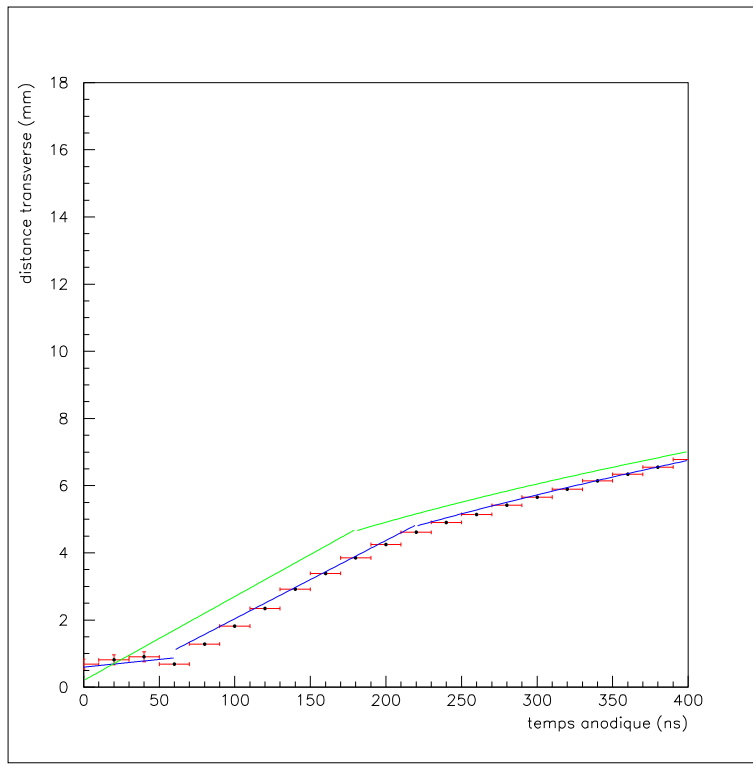


FIG. 5.9 – Agrandissement de la figure précédente pour la région en temps anodique correspondant à l'écart le plus important entre les deux ajustements.

- si $60 \text{ ns} < t_A < 220 \text{ ns}$, $r_{\perp} (\text{mm}) = -0.292 + 0.023t_A$
- si $220 \text{ ns} < t_A < 1480 \text{ ns}$, $r_{\perp} (\text{mm}) = 0.22(t_A)^{0.572}$
- si $t_A > 1480 \text{ ns}$, $r_{\perp} = 14.3 \text{ mm}$

L'ajustement correspondant à une valeur de t_A comprise entre 220 et 1480 ns, soit 4.5 et 14.3 mm, est bien expliqué par la dépendance radiale du champ électrique dans la cellule. En effet, une cellule Geiger peut être vue comme un condensateur cylindrique, schématiquement représenté sur la figure 5.10, dont le rayon interne r_{int} (correspondant au rayon du fil anodique central) est égal à 0.025 mm et le rayon externe r_{ext} , à 15 mm. Le champ électrostatique régnant au sein de cette cellule, à une distance r_{\perp} du fil anodique, s'écrit donc :

$$\vec{E} = \frac{V}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)r_{\perp}}\vec{u}_r$$

V désignant le potentiel auquel est porté le fil anodique. Par ailleurs, la vitesse de dérive, notée v_{\perp} , d'une particule chargée soumise à un champ \vec{E} obéit à la relation suivante : $v_{\perp} = \mu\vec{E}$, μ désignant la mobilité de la particule ⁸. Par conséquent, le temps de dérive est théoriquement proportionnel au carré de la distance transverse de dérive :

⁸cette relation n'est pas valable pour un champ électrostatique suffisamment fort, donc près du fil anodique

$$t_{\perp} = \frac{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)r_{\perp}^2}{\mu V}$$

Le comportement observé dans le zone comprise entre 4.5 et 14.3 mm est proche de la loi attendue.

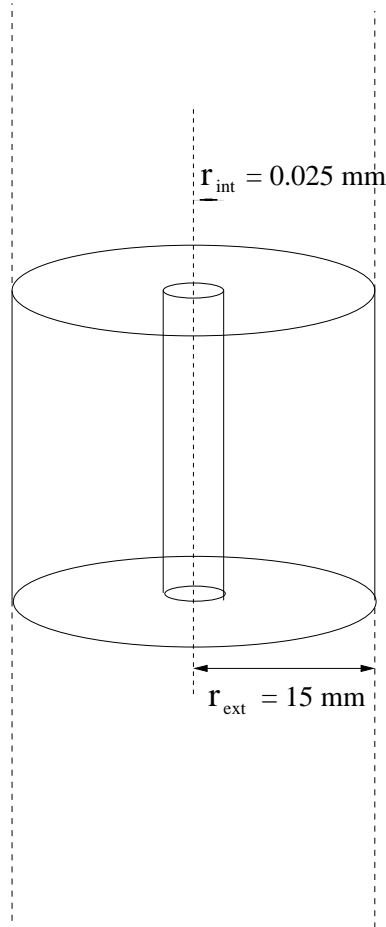


FIG. 5.10 – *Cellule Geiger vue comme un condensateur cylindrique.*

La relation linéaire entre la distance transverse et le temps anodique entre 1 mm et 4.5 mm correspond à une région soumise à un champ électrostatique suffisamment fort pour que le régime de fonctionnement atteigne la saturation, la vitesse de dérive étant alors constante, égale à la vitesse de saturation caractéristique du gaz remplissant la chambre à fils, soit 2.3 cm/ μ s⁹.

Lorsque la particule traverse une cellule Geiger au voisinage immédiat du fil anodique, il est difficile de prédire la relation entre la distance transverse et le temps de dérive, les effets

⁹Les données étudiées ici ont été prises avec un mélange d'hélium et d'alcool, dans les proportions initialement prévues pour NEMO3, soit 96 et 4 %, respectivement

de bord devenant alors trop importants (l'ionisation du milieu est poissonnienne). Il en est de même lorsque la particule traverse la cellule au voisinage des bords de cette dernière, la proximité des fils de champ des autres cellules venant alors s'ajouter aux effets de bord pour rendre empirique la relation entre la distance transverse et le temps de dérive.

Résidu

Il est possible de s'assurer de la validité des formules établies en regardant la distribution du résidu de l'ajustement. Ce dernier correspond à l'écart algébrique entre d_{\perp} et r_{\perp} , cet écart étant, par convention, positif si la distance transverse reconstruite d_{\perp} est surestimée par rapport à la distance de dérive r_{\perp} . Le résidu est également utilisé dans l'étude de la résolution transverse, décrite dans le paragraphe suivant.

La figure 5.11 montre la distribution du résidu en fonction du temps de dérive -encore appelé temps anodique- de la particule chargée, pour la formule de reconstruction transverse désormais utilisée ainsi que pour la formule de reconstruction préliminaire précédemment utilisée. Le résidu est inférieur à 0.3 mm et ce, quel que soit le temps anodique : la résolution transverse attendue (et mesurée, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant) de la chambre à fils étant de 0.5 mm, la relation établie entre la distance de dérive et le temps de dérive est donc satisfaisante et nous pouvons considérer qu'elle est définitive.

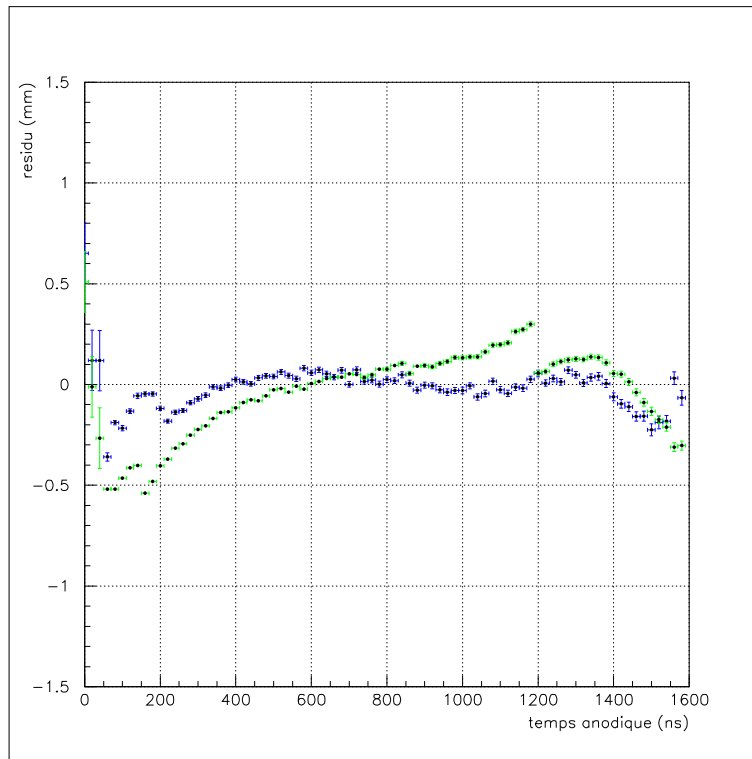


FIG. 5.11 – *Distribution du résidu (mm) en fonction du temps de dérive (ns) : en bleu figure le résidu obtenu avec la formule de reconstruction transverse définitive et en vert, le résidu obtenu avec la formule de reconstruction préliminaire.*

5.2.4 Résolution transverse

La valeur de la résolution transverse est obtenue en étudiant la distribution du résidu défini précédemment. Dans la mesure où cette distribution n'est pas gaussienne (notamment du fait de la diffusion dure), seule la largeur à mi-hauteur (Δr) peut être mesurée, la valeur de la résolution transverse, notée σ_{\perp} , se déduisant alors aisément de cette mesure ($\sigma_{\perp} = \frac{\Delta r}{2.35}$).

La valeur de la résolution transverse ainsi calculée est égale à **0.44 mm**. L'incidence de la valeur du temps de dérive, d'une part, et, d'autre part, de la diffusion multiple, sur la valeur de la résolution transverse est présentée ci-dessous.

Résolution transverse en fonction du temps de dérive

Dans la mesure où la reconstruction est affectée par les effets de bord pour des temps anodiques élevés ($t_A > 1480 \text{ ns}$) et par la proximité du fil anodique pour des temps anodiques faibles, ($t_A < 60 \text{ ns}$), la distribution du résidu est élargie dans ces zones en temps anodique. Par conséquent, la résolution transverse est meilleure pour un temps anodique compris entre 220 et 1480 ns :

- $0 < t_A < 220 \text{ ns} : \sigma_{\perp} = 0.53 \text{ mm}$
- $220 < t_A < 1480 \text{ ns} : \sigma_{\perp} = 0.43 \text{ mm}$

Effet de la diffusion multiple sur la résolution transverse

La diffusion multiple subie par les électrons (et les positrons) traversant la chambre à fils dégrade la reconstruction de leur trace : c'est précisément ce qui nous a conduit à utiliser des électrons traversants de haute énergie pour mener à bien l'étude de la reconstruction des traces. Cependant, l'incidence de la diffusion sur la résolution transverse n'est pas négligeable.

En effet, l'écart-type de la distribution angulaire de diffusion multiple étant proportionnel à $\frac{\sqrt{L}}{E}$ (L désignant la longueur de la trace et E, l'énergie de la particule), l'incidence de cette diffusion sur la résolution transverse de la chambre à fils est reflétée par la relation suivante :

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\sigma_{int}^2 + k\left(\frac{\sqrt{L}}{E}\right)^2}$$

σ_{int} désignant la résolution transverse intrinsèque de la chambre à fils et k, une constante.

L'ajustement, par cette fonction, des données ayant servi de support au travail présenté ci-dessus, est illustré sur la figure 5.12. Cet ajustement conduit à une résolution transverse intrinsèque de 0.37 mm ($\pm 0.023 \text{ mm}$). La constante k ainsi ajustée est égale à $(1.08 \pm 0.17) \text{ cm keV}^2$.

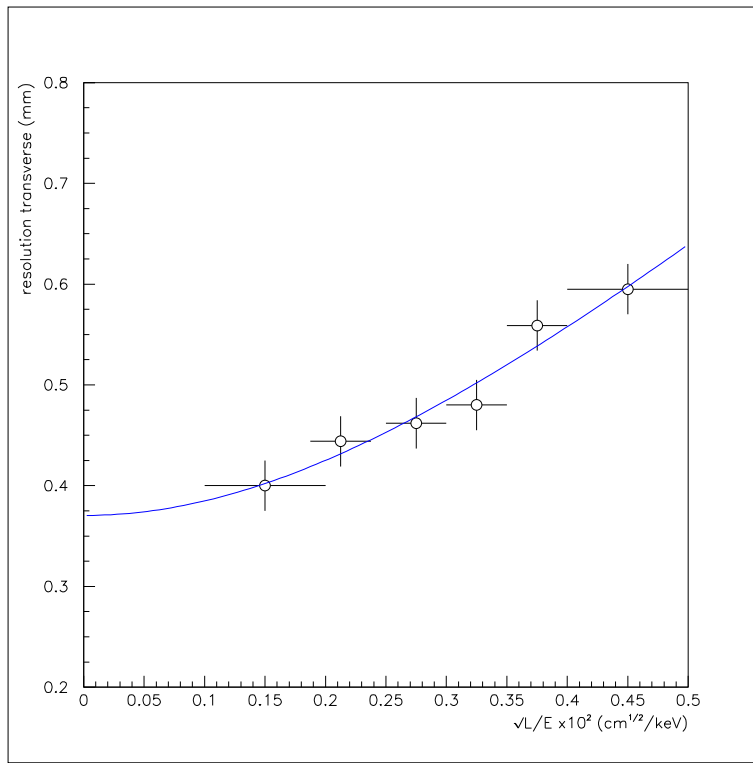


FIG. 5.12 – Résolution transverse en fonction de $\frac{\sqrt{L}}{E}$: résultat de l'ajustement par la fonction $\sqrt{\sigma_{int}^2 + k(\frac{\sqrt{L}}{E})^2}$

5.2.5 Reconstruction longitudinale

La reconstruction des traces chargées traversant la chambre à fils nécessite également la connaissance de la position longitudinale du point d'impact de la particule chargée au sein d'une cellule Geiger : cette dernière est donnée par les temps de dérive du plasma Geiger le long du fil anodique, jusqu'aux deux anneaux cathodiques. Ces temps sont appelés temps cathodiques haut t_h et bas t_b , les anneaux cathodiques étant positionnés aux deux extrémités de la cellule Geiger placée verticalement, comme cela est représenté sur la figure 5.13 (l'origine - $z = 0$ - a été arbitrairement fixée au centre du détecteur).

La relation liant les temps cathodiques à la position longitudinale a été établie, dans un premier temps, en utilisant un prototype [61]. La résolution longitudinale, par cellule, étant plus élevée, la méthode développée précédemment n'est plus la mieux adaptée à l'étude de la reconstruction longitudinale. En revanche, l'étude, présentée plus loin dans ce chapitre, de la reconstruction du vertex des électrons émis par une source de ^{207}Bi dont la position est connue, m'a permis de tester la validité de la relation précitée et de la modifier très légèrement.

Relation entre temps cathodiques et coordonnée longitudinale

La vitesse de dérive du plasma Geiger, notée v_{plasma} , le long du fil anodique est définie par la relation suivante, si l'on suppose qu'elle est constante : $v_{plasma} = \frac{L}{t_h + t_b}$, L désignant la longueur du fil anodique. Cependant, deux effets sont à prendre en compte [61].

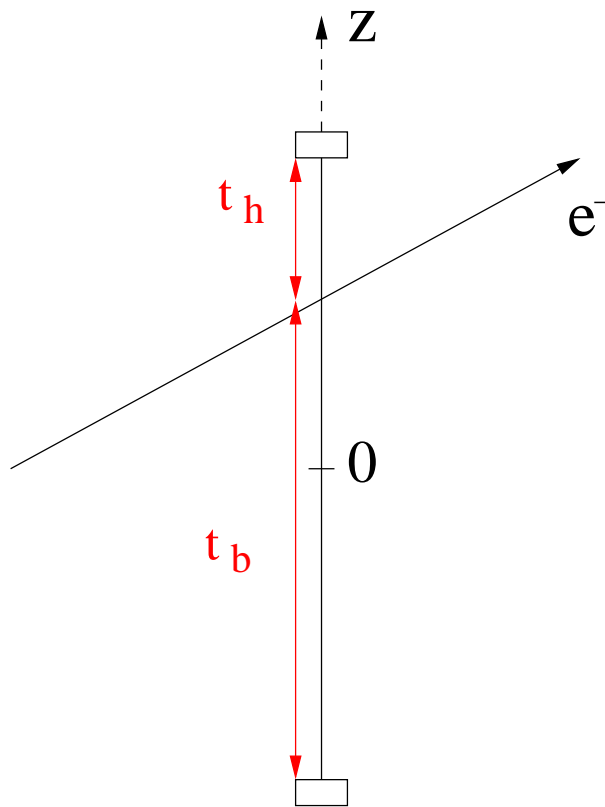


FIG. 5.13 – Schéma représentant une cellule Geiger verticalement

Tout d'abord, la longueur correspondant à la distance de dérive du plasma est légèrement inférieure à la longueur du fil anodique, dans la mesure où le signal cathodique passe sous le seuil, fixé par l'électronique, à l'extérieur de l'anneau cathodique et n'est alors plus pris en compte. La longueur, que nous appelons effective (L_{eff}) est de l'ordre de 2.6 m contre 2.7 m pour le fil anodique. L'ordre de grandeur de cette longueur a été donné par l'étude d'un prototype [61]. J'ai déterminé sa valeur plus précisément lors de l'étude de la reconstruction du vertex, comme cela sera exposé plus loin dans ce chapitre.

Par ailleurs, la vitesse de propagation du plasma v_{plasma} n'est pas constante, mais diminue au cours de la propagation du plasma le long du fil anodique : en effet, la décharge de la capacité de découplage de l'anode entraîne une baisse de tension d'une dizaine de volts sur le fil anodique, et donc une baisse de la vitesse de propagation.

La relation, non linéaire, liant la coordonnée longitudinale z aux temps cathodiques t_b et t_h a été établie en prenant en compte ces deux effets et s'écrit ainsi :

$$z = \frac{L_{eff}}{2} \frac{t_b - t_h}{t_b + t_h} \left[1 - \alpha \frac{L_{eff}}{2} \left(1 - \left| \frac{t_b - t_h}{t_b + t_h} \right| \right) \right]$$

α désignant un paramètre déterminé expérimentalement, égal à $0.505 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$ dans les conditions de fonctionnement actuelles ¹⁰ et la longueur effective, dont la détermination sera expliquée dans le prochain paragraphe de ce chapitre, étant égale à 260.7 cm ¹¹.

5.2.6 Résolution longitudinale

L'étude de la résolution longitudinale repose sur le même principe que l'étude de la résolution transverse, présentée précédemment : la largeur à mi-hauteur, Δz , de la distribution du résidu donne accès à la résolution longitudinale, σ_z de la chambre à fils.

La valeur moyenne de cette résolution est égale à **0.82 cm** .

L'incidence de la position longitudinale, d'une part, et, d'autre part, de l'angle zénithal, angle entre la trace et le plan horizontal comme cela est représenté sur la figure 5.15, sont expliquées et estimées quantitativement ci-dessous.

Résolution longitudinale en fonction de la position longitudinale reconstruite

L'influence de la position longitudinale de la cellule Geiger traversée par la particule chargée sur la résolution longitudinale en ce point a une explication statistique, comme cela est expliqué ci-dessous.

Il est possible de modéliser la dépendance de σ_z en fonction de la position longitudinale z ; pour cela, nous partons d'une relation simplifiée de la reconstruction longitudinale : $z = \frac{L_{eff}}{2} \frac{t_b - t_h}{t_b + t_h}$. La résolution longitudinale s'écrit alors :

$$\sigma_z = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial t_b}\right)^2 \sigma_{t_b}^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial t_h}\right)^2 \sigma_{t_h}^2}$$

Un temps cathodique t , correspondant à N avalanches successives séparées par des temps que nous supposons indépendants, a une distribution gaussienne de valeur moyenne $N\tau_0$, τ_0 désignant la valeur moyenne du temps séparant deux avalanches successives. L'écart-type de cette gaussienne, noté σ_t , est donc égal à $\sigma_0 \sqrt{t}$, σ_0 désignant l'écart-type de la distribution temporelle d'une avalanche. Par conséquent, σ_{t_b} et σ_{t_h} sont proportionnels à $\sqrt{t_b}$ et $\sqrt{t_h}$, respectivement, le facteur de proportionnalité, identique pour les deux temps, étant noté k .

Le calcul littéral de la résolution longitudinale s'effectue aisément en utilisant la relation définie ci-dessous, ainsi que les relations suivantes :

$t_b + t_h = \frac{L_{eff}}{v_{plasma}}$, v_{plasma} désignant une valeur moyenne de la vitesse de propagation du plasma

¹⁰ ce paramètre dépend du point de fonctionnement de la chambre à fils, via la haute tension appliquée au fil anodique

¹¹ L_{eff} dépend également du point de fonctionnement de la chambre

$$t_h = \frac{L_{eff}/2 - z}{v_{plasma}}$$

$$t_b = \frac{L_{eff}/2 + z}{v_{plasma}}$$

La résolution longitudinale s'écrit alors :

$$\sigma_z = \frac{k\sqrt{L_{eff}v_{plasma}}}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{z}{L_{eff}/2}\right)^2} = \sigma_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{L_{eff}/2}\right)^2}$$

Le résultat de l'ajustement des données expérimentales par cette fonction est représenté sur la figure 5.14 : la résolution est effectivement maximale au centre du détecteur, valant alors (1.05 ± 0.01) cm.

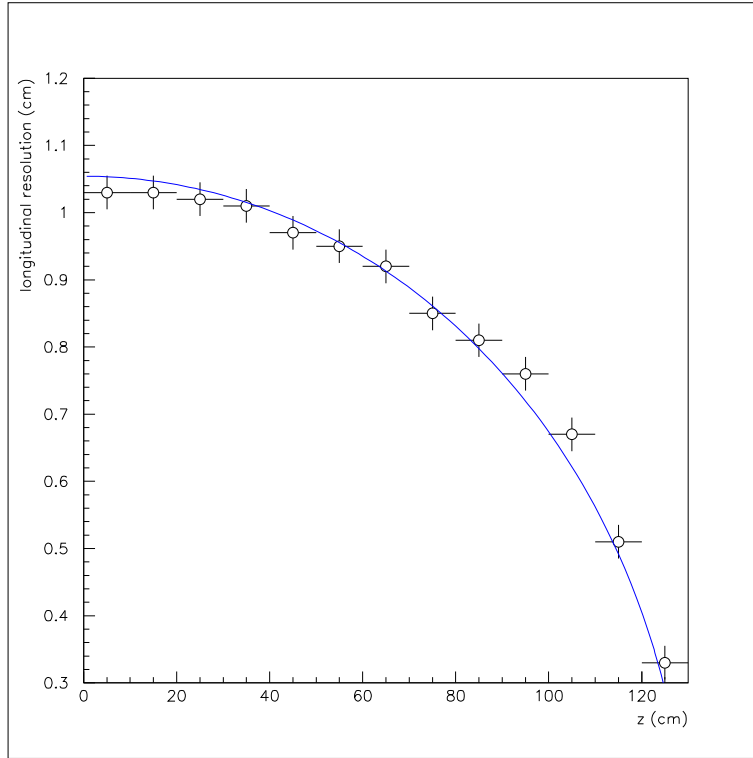


FIG. 5.14 – Résolution longitudinale en fonction de la position longitudinale reconstruite : résultat de l'ajustement des données par la fonction $\sigma_z = \sigma_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{L_{eff}/2}\right)^2}$

Résolution longitudinale en fonction de l'angle zénithal

De façon qualitative, la première avalanche est d'autant moins bien corrélée au point de passage près du fil et la résolution longitudinale, d'autant plus grande, que l'angle zénithal est

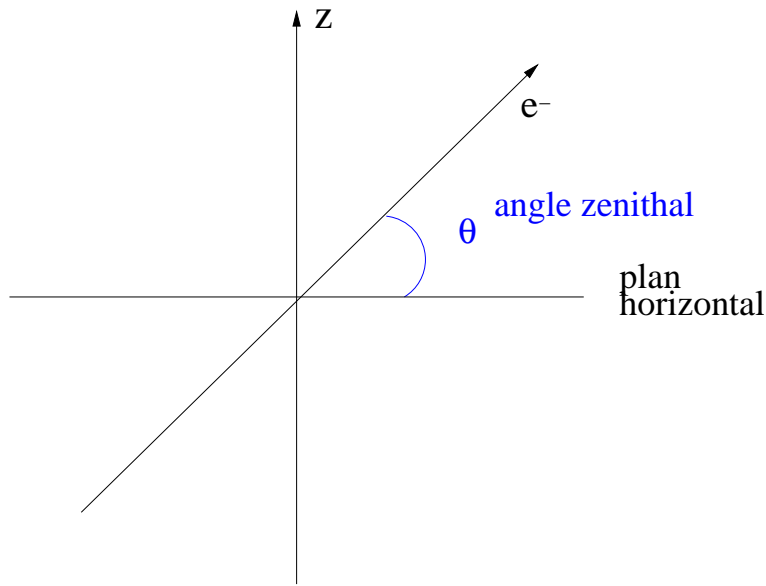


FIG. 5.15 – Définition de l'angle zénithal

élevé. C'est effectivement ce que l'on observe expérimentalement, comme cela est représenté sur la figure 5.16.

5.3 Résolution et reconstruction transverses et longitudinales du vertex des traces

L'étude complète de la reconstruction des traces traversant la chambre à fils implique une étude des reconstruction et résolution, tridimensionnelles, du vertex de ces traces. Pour ce faire, ainsi que cela a été présenté dans l'introduction de ce chapitre, j'ai exploité les données acquises lors de l'introduction de 60 sources de ^{207}Bi , génératrices d'événements à un ou deux électrons, comme cela a été présenté dans le chapitre 3.4.2. Nous sommes donc à même d'étudier aussi bien des événements à un électron, permettant notamment l'étude détaillée de la reconstruction transverse et longitudinale, que des événements à deux électrons, dont il importe de bien connaître les caractéristiques, compte tenu du signal recherché par l'expérience.

5.3.1 Principe de l'étude

Le calibrage en énergie du calorimètre de NEMO3 a été mené à bien en exploitant notamment, soixante sources de ^{207}Bi , d'une activité d'environ 5 nCi (soit 185 Bq). Ces dernières étaient régulièrement disposées au sein de la chambre à fils : chaque secteur était doté de trois sources, insérées sur une tige de plastique introduite au sein des tubes de calibrage verticaux, présents dans chaque secteur au niveau de la feuille source, comme le montre la photo 5.17 ¹². Par conséquent, les vertex des électrons émis par ces sources ont une position connue a priori, avec une erreur de l'ordre du mm : les valeurs attendues sont résumées dans le tableau 5.1 (ϕ désigne l'angle polaire, en coordonnées cylindriques, l'origine étant fixée au

¹²ces tubes sont identiques d'un secteur à l'autre

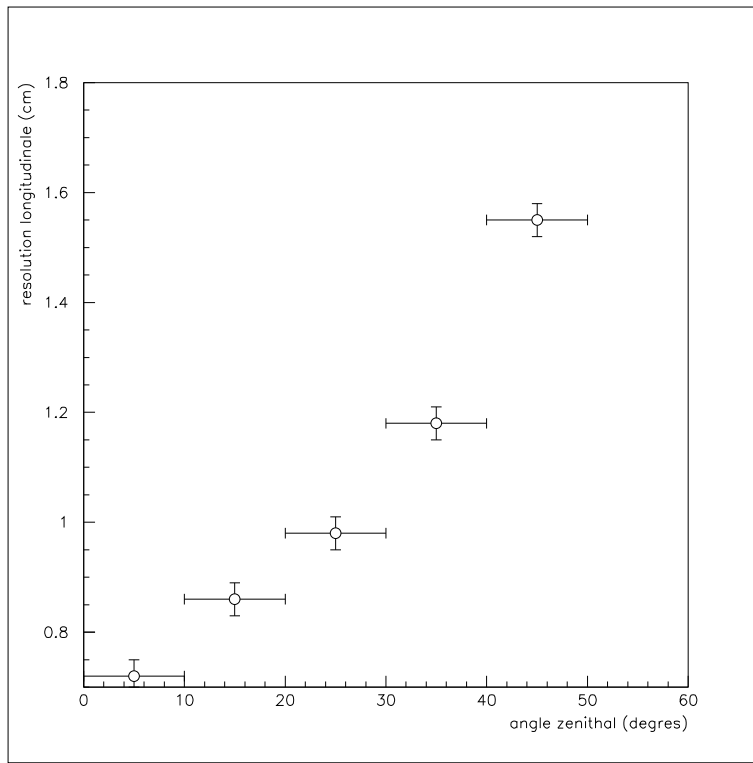


FIG. 5.16 – Résolution longitudinale en fonction de l'angle zénithal

secteur 0; R désigne la distance transverse entre le centre du détecteur et la feuille source, égale à 155.5 cm).

	Position longitudinale z (cm)	Position transverse $R\phi$ (cm) (secteur 0)
source du haut	90 ± 0.1	148.6 ± 0.1
source du milieu	0 ± 0.1	148.6 ± 0.1
source du bas	-90 ± 0.1	148.6 ± 0.1

TAB. 5.1 – Positions attendues des soixante sources de ^{207}Bi introduites dans NEMO3 (la position transverse est donnée pour le secteur 0, les autres s'en déduisant par addition par pas de 18 degrés)

Les événements sélectionnés pour étudier les vertex des traces du (ou des) électron(s) émis présentent les caractéristiques suivantes :

- la trace d'un électron appartient, de son point d'émission jusqu'au scintillateur qui lui est associé, à un même secteur : ceci permet de s'affranchir, dans l'étude de la reconstruction, des problèmes d'alignement mécanique entre secteurs ¹³
- seules les cellules déclenchées dont les deux temps cathodiques sont non nuls ont été

¹³un écart de 1 à 2 mm, dans les positions transverse et longitudinale, est possible entre deux secteurs consécutifs

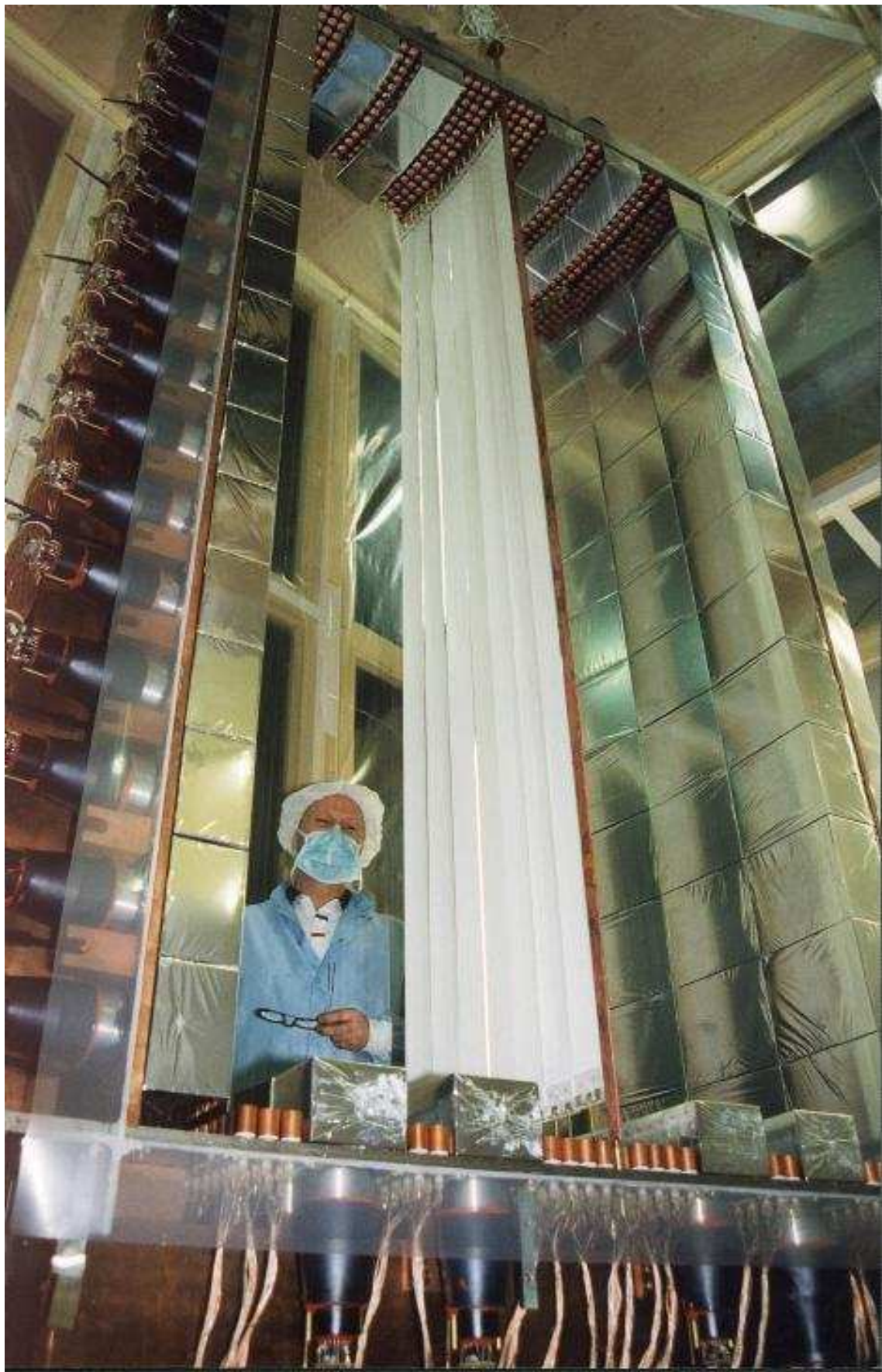


FIG. 5.17 – Vue d'un secteur de NEMO3 : le tube de calibrage, en cuivre, est identifiable au premier plan

prises en compte : la reconstruction des traces comprenant une ou plusieurs cellules privées d'un ou deux temps cathodique(s) est, pour l'instant, trop imprécise (environ 96% des cellules déclenchées durant les données étudiées ayant deux temps cathodiques non nuls, cette coupure n'a pas une grande incidence sur l'analyse présentée ici)

- les scintillateurs associés aux traces ne sont pas situés près des feuilles sources : les traces faisant un grand angle avec le plan horizontal sont nettement moins bien reconstruites, comme cela a été montré dans le paragraphe précédent ¹⁴
- l'énergie déposée dans le scintillateur est comprise entre 300 et 500 keV ou entre 770 et 970 keV : cela permet de sélectionner les électrons de conversion émis par le ^{207}Bi (ces énergies sont décalées de 100 keV par rapport aux valeurs des énergies des électrons de conversion car la perte d'énergie dans le gaz n'a pas été prise en compte)

La carte des vertex reconstruits, correspondant aux événements ainsi sélectionnés, est représentée sur la figure 5.18, sur laquelle nous retrouvons les soixante sources, régulièrement disposées au sein du détecteur. Une étude plus approfondie présentée ci-dessous nous montre l'ordre de grandeur de l'écart entre la position attendue de ces vertex et leur position reconstruite.

Le spectre en énergie de ces mêmes événements, émis par l'ensemble des sources, est représenté sur la figure 5.19.

5.3.2 Canal à un électron

L'exploitation d'événements à un électron nous permet d'étudier en détail la reconstruction tridimensionnelle du vertex et d'affiner par la même occasion les paramètres intervenant dans la reconstruction longitudinale du point d'impact d'une trace traversant une cellule Geiger. Après avoir présenté cette étude, je montrerai les résolutions, transverse et longitudinale, relatives à ce vertex et terminerai l'exploitation du canal à un électron par l'étude de l'incidence d'un certain nombre de paramètres, tels que l'énergie ou l'angle zénithal, sur la reconstruction du vertex.

Reconstruction transverse du vertex

Pour chaque source, un ajustement gaussien de la position transverse reconstruite du vertex de l'électron émis par une source de ^{207}Bi a été effectué : la valeur moyenne de l'ajustement, notée $R\phi_{rec}$, ainsi que son écart-type, noté $\sigma_{R\phi}$, sont ensuite utilisés.

L'écart entre la position reconstruite du vertex, $R\phi_{rec}$, et la position attendue est représenté sur la figure 5.20, en fonction du secteur, et suivant la position verticale de la source. Les résultats sont les suivants : la valeur moyenne de cet écart est de (0.162 ± 0.003) cm pour la source du haut, (0.113 ± 0.004) cm pour la source du milieu et (0.152 ± 0.003) cm pour la source du bas. Compte tenu de l'erreur sur la position attendue du vertex, d'une part, et, d'autre part, de la résolution transverse portant sur le vertex, de l'ordre de 0.25 cm comme

¹⁴cette sélection est appliquée de manière systématique dans l'analyse de données de l'expérience

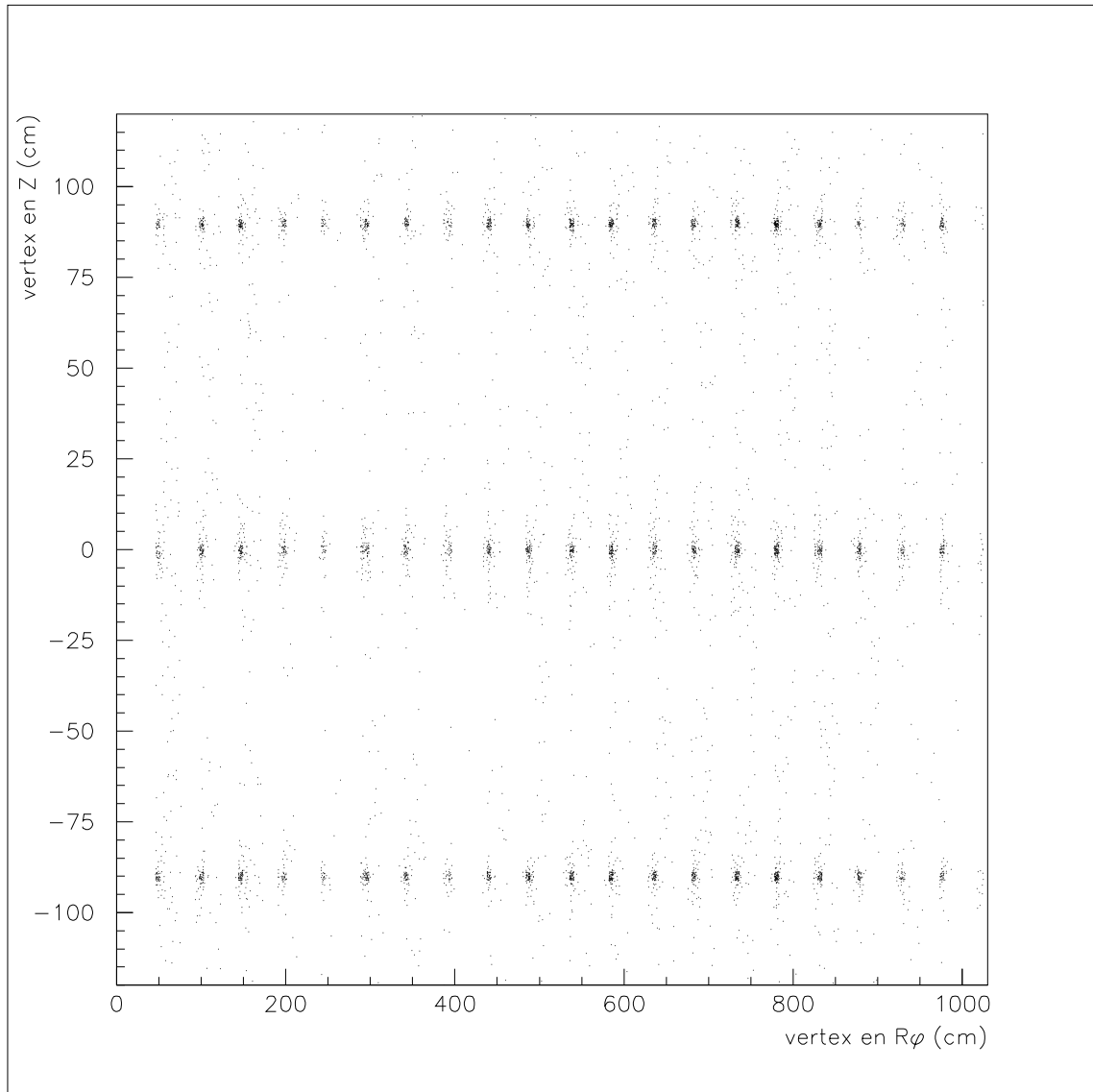


FIG. 5.18 – *Positions transverse ($R\phi$) et longitudinale (z) des vertex reconstruits*

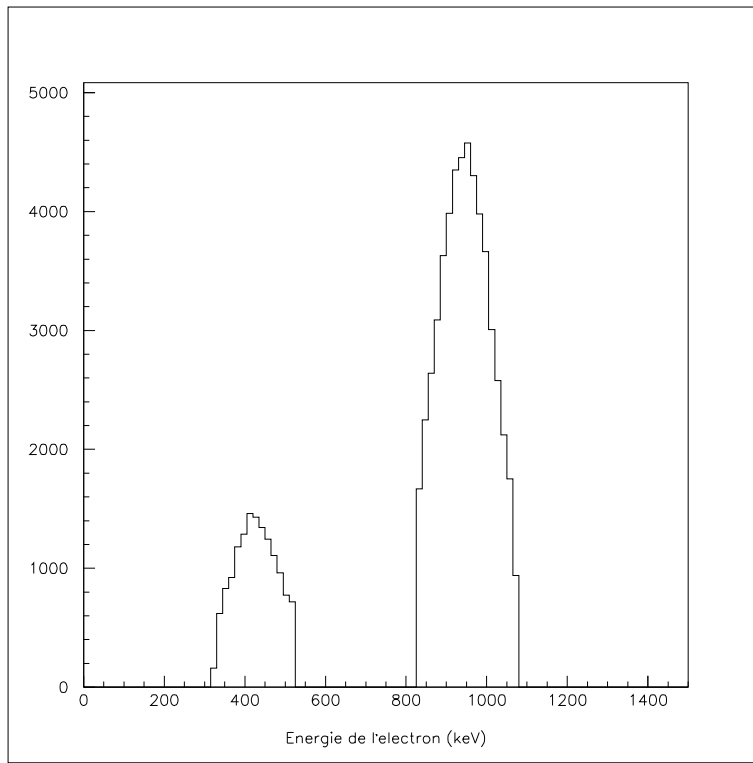


FIG. 5.19 – *Energie déposée dans le calorimètre*

nous le verrons ci-dessous, ces résultats sont cohérents. Notons que les variations observées d'un secteur à l'autre, qui n'excèdent pas 0.5 cm, sont les mêmes quelle que soit la position horizontale de la source et sont donc le résultat d'un léger désalignement mécanique, d'un secteur par rapport à son voisin ou bien d'un tube de calibrage par rapport à celui du secteur voisin.

Lorsque le détecteur de traces fonctionnera de façon stable, dans des conditions définitives, l'évaluation de ces écarts sera réajustée et ces écarts seront pris en compte dans le programme de reconstruction des traces.

Résolution transverse du vertex

L'écart-type de l'ajustement gaussien exposé ci-dessus est représenté sur la figure 5.21. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.2 : la résolution transverse du vertex est donc de l'ordre de 0.25 cm.

	Résolution transverse $\sigma_{R\phi}$ (cm)
source du haut	0.251 ± 0.003
source du milieu	0.269 ± 0.003
source du bas	0.232 ± 0.003

TAB. 5.2 – *Résolution transverse du vertex d'un électron*

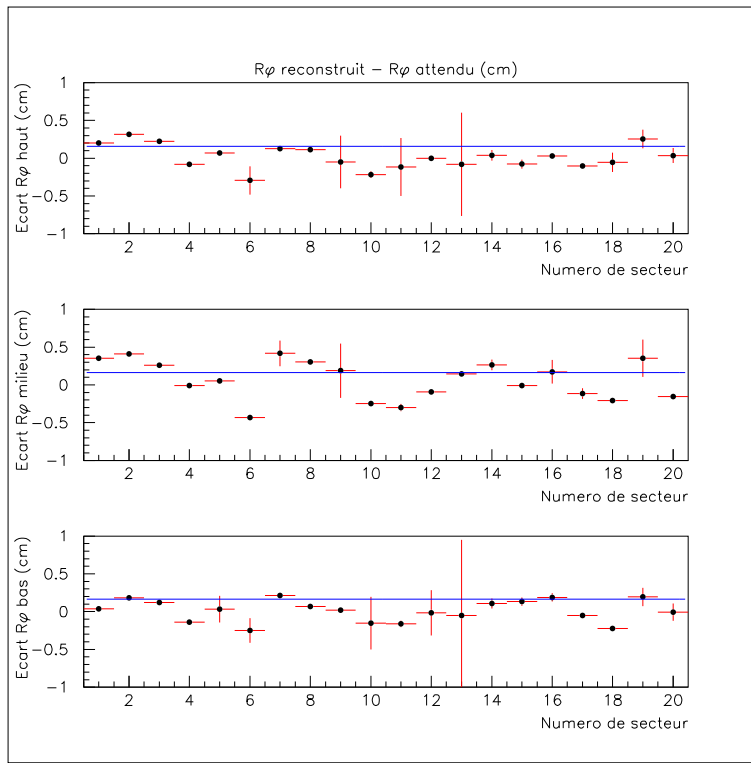


FIG. 5.20 – *Ecart entre la position transverse reconstruite et la position transverse attendue du vertex de l'électron émis*

Influence de l'énergie sur la résolution transverse du vertex

La diffusion subie par l'électron dans la chambre à fils dégrade la reconstruction des traces donc la résolution sur la reconstruction, transverse et longitudinale, du vertex. Cette diffusion étant d'autant plus importante que l'énergie de la particule chargée est élevée, le vertex de l'électron de conversion de 482 keV, émis par le ^{207}Bi , est reconstruit moins précisément que celui de l'électron de conversion de 1 MeV. Ainsi, la résolution transverse du vertex d'une trace passe de 0.33 cm à 500 keV à 0.22 cm à 1 MeV.

Reconstruction longitudinale du vertex

Pour chaque source, un ajustement gaussien de la position longitudinale, reconstruite, du vertex de la trace de l'électron émis a également été effectué; la valeur moyenne de cet ajustement, notée Z_{rec} , ainsi que son écart-type, noté σ_Z , ont ensuite été utilisés.

La relation entre les temps cathodiques et la position longitudinale du point d'impact d'une trace dans une cellule Geiger dépend de deux paramètres, L_{eff} et α . Ces derniers peuvent être étudiés et leurs valeurs, affinées, en examinant une grandeur de plus petite dimension : l'écart entre la distance reconstruite entre deux sources et la distance attendue ¹⁵. Le jeu de paramètres permettant de minimiser cet écart a ainsi pu être précisé : $L_{eff} = 260.7$ cm et $\alpha = 0.505 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^{-1}$.

¹⁵l'écart entre deux vertex, relatifs à deux sources distinctes dans un même secteur, est nettement moins sensible aux valeurs des deux paramètres précités que la position absolue du vertex relatif à une source

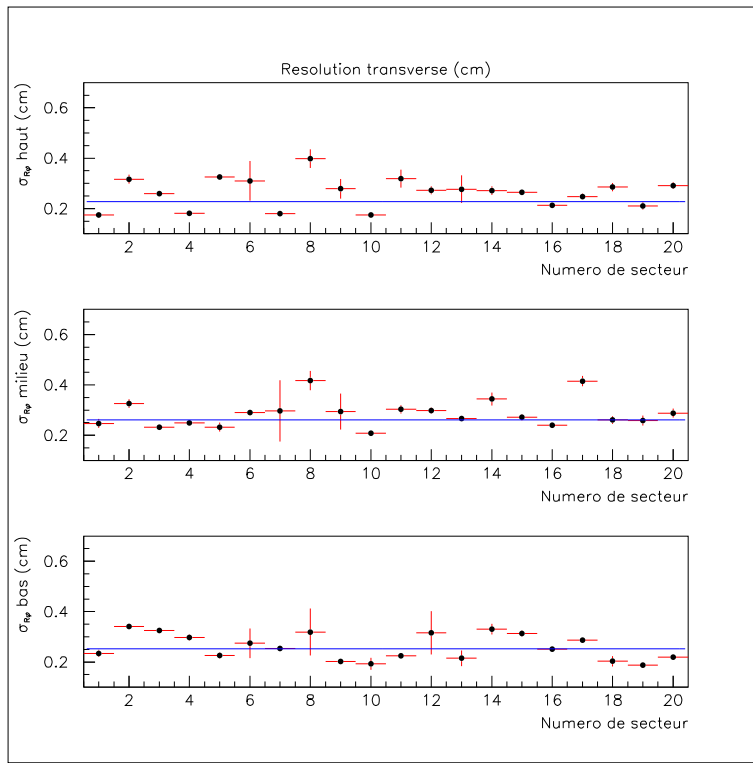


FIG. 5.21 – *Résolution transverse du vertex de l'électron émis*

Cet écart est représenté sur la figure 5.22 : il est inférieur à 1 mm, donc satisfaisant compte tenu des exigences requises (la résolution longitudinale portant sur le vertex est de l'ordre du centimètre, comme nous le verrons ultérieurement). Notons que ces paramètres ont été établis alors que le mélange gazeux de la chambre à fils contenait exclusivement de l'hélium et de l'éthanol, et devront être réajustés lorsque le détecteur sera en conditions nominales de prises de données, puisque le point de fonctionnement de la chambre à fils a été modifié depuis le dernier calibrage en énergie effectué (le point de fonctionnement correspondant à une haute tension plus faible, le temps de propagation est plus élevé).

Une fois ces paramètres connus, l'observation de l'écart entre les positions reconstruite et attendue du vertex relatif à une source permet de tester la validité de la reconstruction longitudinale des traces traversant la chambre à fils. Cet écart est représenté sur la figure 5.23 : sa valeur moyenne est de (-0.325 ± 0.003) cm pour la source du haut, (-0.164 ± 0.007) cm pour la source du milieu et (-0.052 ± 0.003) cm pour la source du bas. Il est possible d'expliquer cette asymétrie entre le haut et le bas de la chambre à fils : en effet, le signal de la cathode dite "haute" est plus faible que celui de la cathode dite "basse", le câble véhiculant le premier étant plus long, de 3 m, que celui véhiculant le second. Or un seuil identique est appliqué pour les discriminateurs des TDC transcrivant chacun de ces signaux. Par conséquent, il est envisagé d'ajouter, lorsque le point de fonctionnement sera stable, environ 1.5 mm de façon systématique à la position longitudinale reconstruite afin de prendre en compte cet effet.

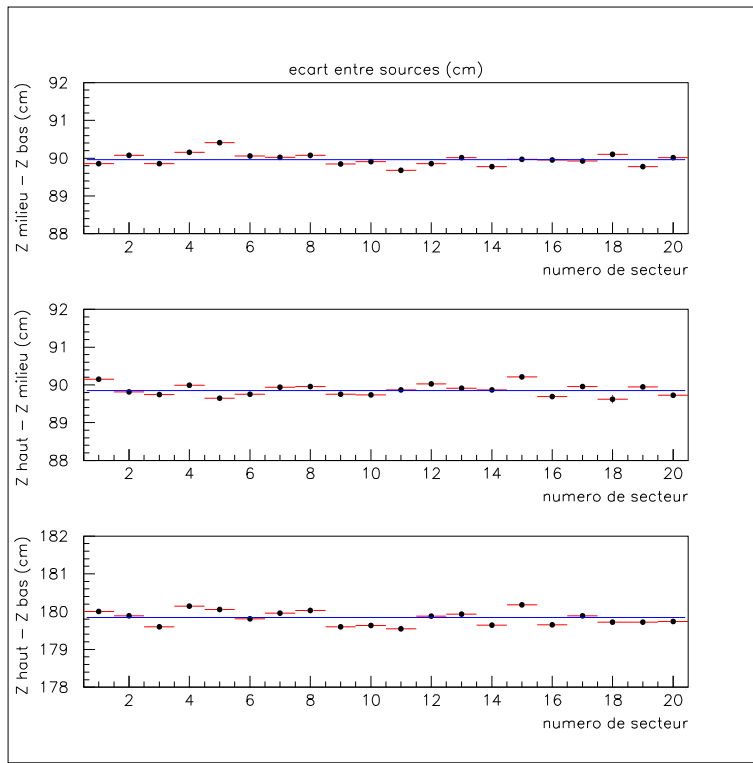


FIG. 5.22 – *Ecart entre la distance reconstruite entre deux vertex relatifs à deux sources, au sein d'un même secteur, et la distance attendue*

Influence des angles zénithal et polaire

L'angle zénithal, défini précédemment, ne doit pas avoir d'incidence notable sur la position longitudinale reconstruite du vertex, dans la mesure où cette dernière est une moyenne implicite sur les différentes valeurs que peut prendre cet angle. C'est effectivement ce qui est observé expérimentalement, comme le montre la figure 5.24.

De la même façon, l'angle polaire, séparant, dans le plan transverse la trace de la normale à la source, comme cela est représenté sur la figure 5.25, ne doit pas avoir d'incidence notable sur la position longitudinale, reconstruite, du vertex. Les résultats expérimentaux le confirment, comme le montre la figure 5.26.

Résolution longitudinale du vertex

L'écart-type de l'ajustement gaussien de la position longitudinale du vertex est représenté sur la figure 5.27 et sa valeur moyenne est présentée dans le tableau 5.3. Nous pouvons constater que cette résolution est moins bonne aux centre. Or il a été montré précédemment dans ce chapitre que la résolution longitudinale par cellule Geiger est une fonction paire décroissante de z : les traces émises par les sources du haut ou du bas déclenchant majoritairement des cellules Geiger relativement éloignées du centre du détecteur, elles seront mieux reconstruites, et le vertex sera connu plus précisément.

Soulignons, par ailleurs, que l'écart entre les positions longitudinales reconstruite et attendue du vertex d'une trace est inférieur à la résolution portant sur cette position.

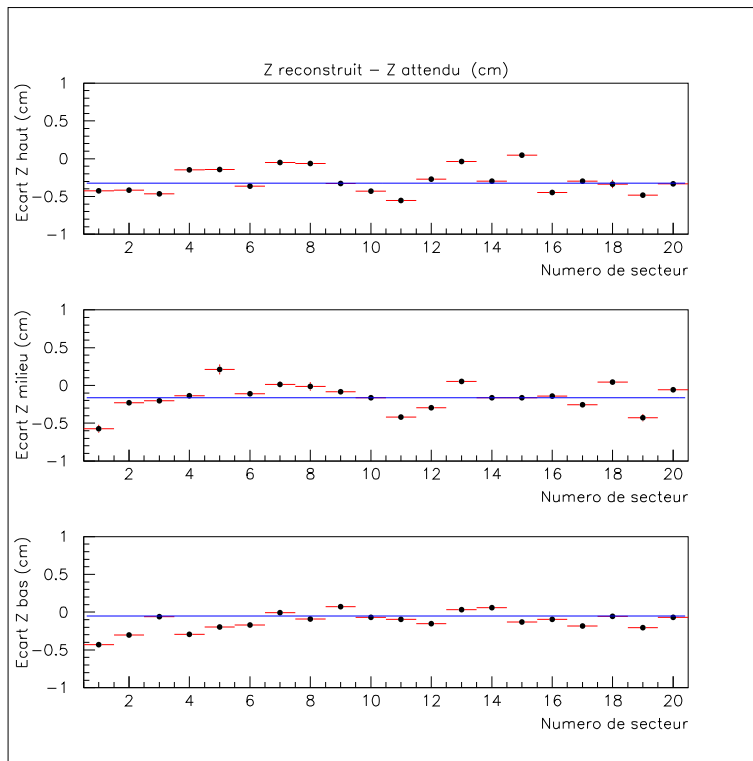


FIG. 5.23 – *Ecart entre les positions longitudinales reconstruite et attendue du vertex relatif à une source*

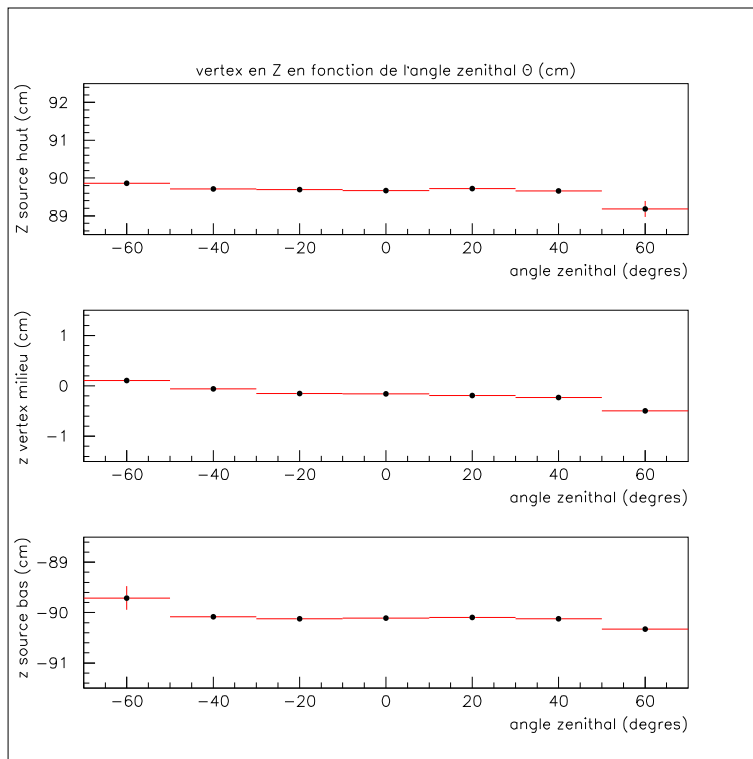


FIG. 5.24 – *Position longitudinale reconstruite du vertex, en fonction de l'angle zénithal de la trace étudiée*

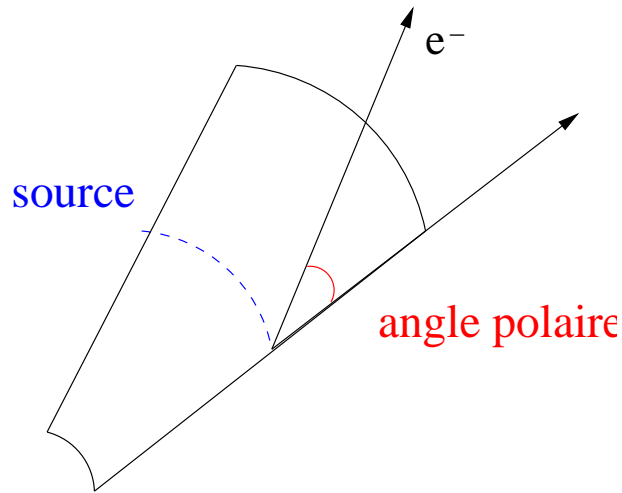


FIG. 5.25 – Définition de l'angle polaire

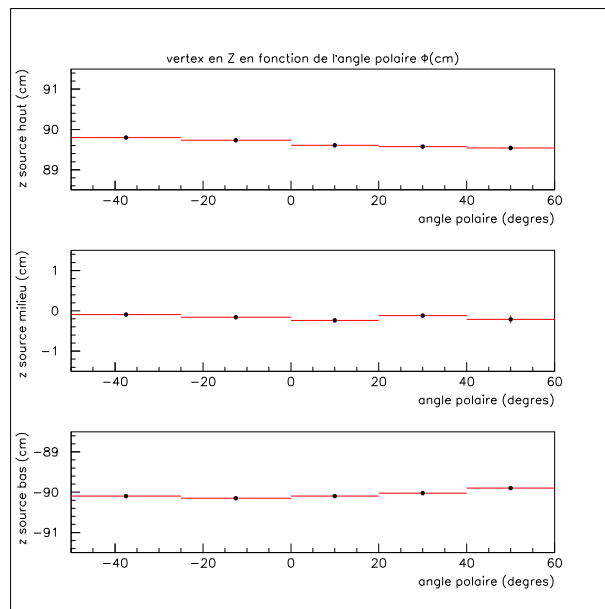


FIG. 5.26 – Position longitudinale reconstruite du vertex, en fonction de l'angle polaire de la trace étudiée

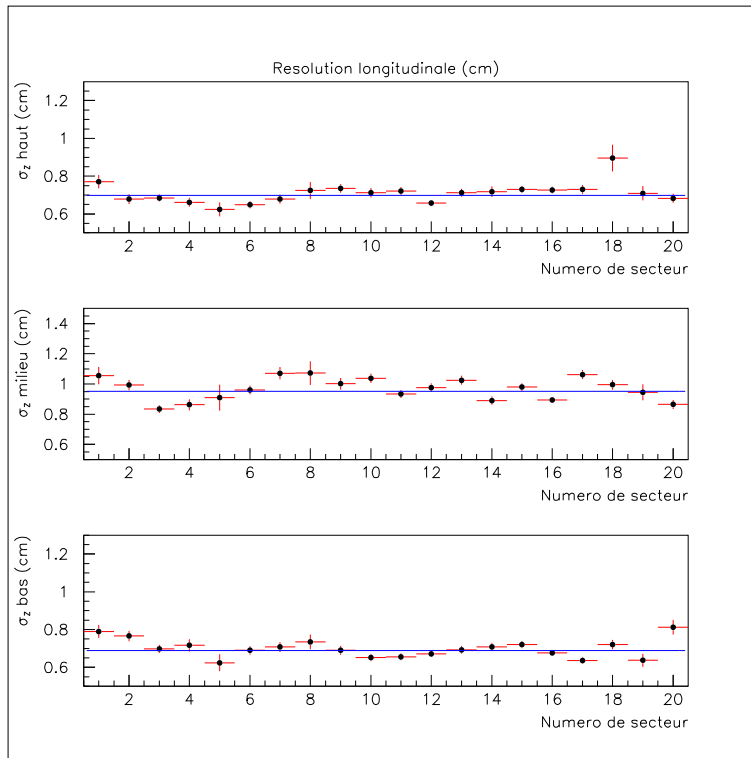


FIG. 5.27 – Résolution longitudinale du vertex de la trace d'un électron

	Résolution longitudinale σ_Z (cm)
source du haut	0.700 ± 0.005
source du milieu	0.952 ± 0.007
source du bas	0.708 ± 0.005

TAB. 5.3 – Résolution longitudinale du vertex d'un électron

Influence de l'angle zénithal sur la résolution longitudinale du vertex

L'incertitude sur la position longitudinale du vertex d'une trace est d'autant plus grande que cette dernière est inclinée par rapport au plan horizontal. Cet effet, purement géométrique doit être reflété par la loi suivante : $\sigma_Z = \frac{\sigma_0}{\cos\theta}$, θ désignant comme auparavant l'angle zénithal.

Le résultat de l'ajustement de la résolution longitudinale du vertex d'une trace par cette loi est représenté sur les figures 5.28, 5.29 et 5.30. La constante σ_0 correspondant à chacun de ces trois ajustements vaut : (0.632 ± 0.004) cm pour la source du haut, (0.825 ± 0.006) cm pour la source du milieu et (0.615 ± 0.004) cm pour la source du bas.

Influence de l'énergie sur la résolution longitudinale du vertex

L'énergie de l'électron a une influence sur la résolution longitudinale comparable à celle exercée sur la résolution transverse, pour les mêmes raisons. Ainsi, la résolution longitudinale

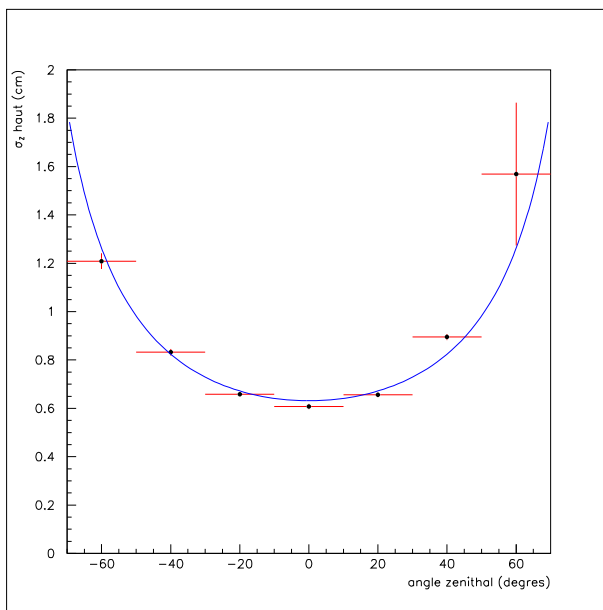


FIG. 5.28 – Résolution longitudinale du vertex de la trace d'un électron en fonction de l'angle zénithal, pour la source du haut

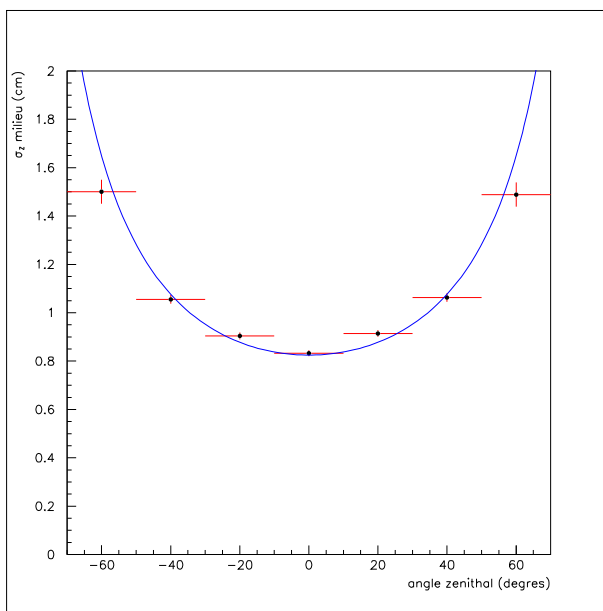


FIG. 5.29 – Résolution longitudinale du vertex de la trace d'un électron en fonction de l'angle zénithal, pour la source du milieu

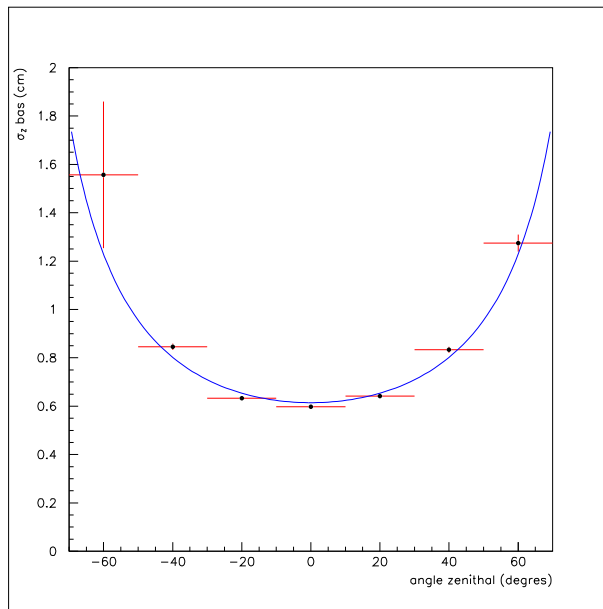


FIG. 5.30 – Résolution longitudinale du vertex de la trace d'un électron

du vertex de la trace de l'électron émis par une source de ^{207}Bi est de 1.15 cm à 500 keV et de 0.72 cm à 1 MeV.

5.3.3 Canal à deux électrons

Le signal de désintégration double bêta recherché et étudié par l'expérience NEMO3 se caractérisant notamment par la présence de deux électrons issus du même vertex, il importe donc de très bien connaître ce vertex dans le canal à deux électrons. Afin d'estimer la résolution dans le canal à deux électrons, j'ai étudié les vertex des traces correspondant aux deux principaux électrons de conversion émis par les sources de ^{207}Bi , et déduit les résolutions transverse et longitudinale de l'ajustement gaussien de l'écart entre les positions reconstruites, transverse et longitudinale, de ces deux vertex.

La distribution de l'écart entre les positions transverses des vertex des deux électrons est représentée sur la figure 5.31 ; notons que la reconstruction des traces impose actuellement une contrainte forte sur le vertex d'une seconde trace, qui améliore nettement la résolution sur l'écart entre deux vertex. Cette dernière est, dans les conditions actuelles, égale à $(0.10 \text{ cm} \pm 0.01)$ cm. Dans la mesure où elle valait 0.6 cm avant d'imposer cette contrainte, il est probable que cette dernière sera relâchée à l'avenir.

La distribution de l'écart entre les positions longitudinales des vertex des deux électrons est représentée sur la figure 5.32. La résolution longitudinale portant sur l'écart entre les positions reconstruites, longitudinales, des deux vertex est égale à (1.1 ± 0.1) cm pour la source du haut, à (1.3 ± 0.1) cm pour la source du milieu ainsi que pour celle du bas.

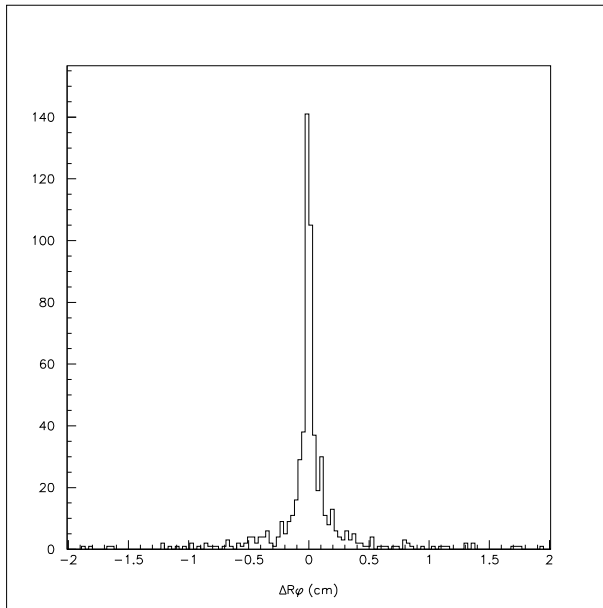


FIG. 5.31 – *Distribution de l'écart entre les positions transverses des vertex de deux électrons*

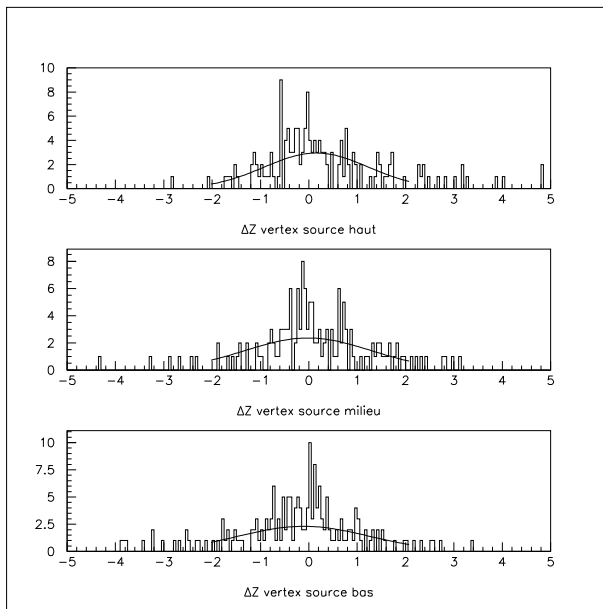


FIG. 5.32 – *Distribution de l'écart entre les positions longitudinales reconstruites des vertex de deux électrons*

5.4 Conclusion

L'étude des performances de la chambre à fils de l'expérience NEMO3 a conduit, à partir de données acquises au moyen de sources de neutrons et de ^{207}Bi , à des résultats en accord avec ce qui était attendu et en particulier avec les performances présentées dans la proposition d'expérience.

5.5 Probabilité de confusion entre un électron et un positron

Il est nécessaire de distinguer le mieux possible un électron traversant la chambre à fils d'un positron, puisque le signal recherché par l'expérience est constitué de deux électrons, d'une part, et que, d'autre part, la présence simultanée d'un électron et d'un positron dans le détecteur peut être la signature d'un événement de bruit de fond, comme cela a été expliqué au cours du chapitre précédent. La présence d'un champ magnétique permet, en principe, de distinguer ces deux particules grâce au signe de leur courbure : un électron a, compte tenu de l'orientation - verticale, de bas en haut - de ce champ dans NEMO3, une courbure négative et un positron, une courbure positive. Néanmoins, cette distinction n'est pas parfaite et il importe donc d'estimer la probabilité de confondre un électron et un positron.

Pour ce faire, j'ai étudié les électrons traversants engendrés par la source d'AmBe décrite dans le premier paragraphe de ce chapitre. En contraignant la première partie de la trace, allant du premier scintillateur touché à la feuille source, à être identifiée en tant qu'électron, l'étude de la seconde partie de la trace, allant de la feuille source au second scintillateur touché nous donne accès à la probabilité de prendre un électron pour un positron : en effet, les positrons identifiés, correspondant à cette seconde partie, sont en grande partie des électrons mal identifiés (ceux-ci peuvent également correspondre à des positrons traversant, mal identifiés dans la première partie, mais cette contribution est négligeable, comme nous le verrons plus loin).

La probabilité de confondre un électron et un positron est représentée sur la figure 5.33, en fonction de l'énergie déposée par l'électron traversant ¹⁶ : plus cette énergie est élevée, plus la confusion est probable, dans la mesure où la courbure de la trace d'une particule chargée est plus faible. Un électron de 1 MeV a une probabilité voisine de 3 % d'être pris pour un positron, si l'on extrapole à plus basse énergie les résultats obtenus.

En effectuant la même étude sur les positrons traversant, il est possible de s'assurer de la validité de ce résultat. La source de neutrons peut produire indirectement un positron traversant le détecteur de traces de part en part lorsque le photon, émis au moment où le neutron se thermalise, donne lieu à une paire positron-électron, et que l'électron n'est pas détecté. La section efficace de création de paire est négligeable face à la section efficace d'effet Compton, dans le plastique, jusqu'à une énergie de l'ordre de 4 MeV. Ainsi, un photon de 4 MeV a une probabilité environ vingt fois plus faible de subir une création de paire qu'un effet Compton. Par conséquent, le nombre de positrons traversant est donné par l'équation

¹⁶Le seuil bas de l'acquisition ayant été fixé à 1.2 MeV, l'étude ne va pas en deçà de 1.5 MeV

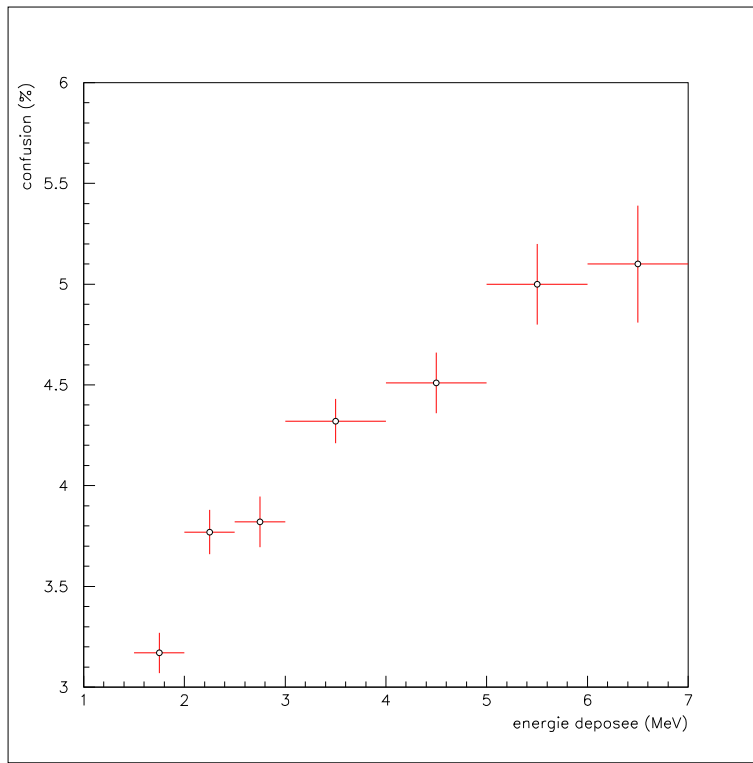


FIG. 5.33 – Probabilité de confondre un électron et un positron, en fonction de l'énergie déposée

suivante :

$$N_{e^+} = N_{e^-} + P_{(e^-/e^+)}^2 N_{e^-} \quad (\text{équation 1})$$

N_{e^-} désignant le nombre d'électrons traversant et $P_{(e^-/e^+)}$, la probabilité de prendre un électron pour un positron.

J'ai vérifié et constaté, par tranche d'énergie de 1 MeV, que les nombre d'électrons et de positrons traversant le détecteur de traces vérifient approximativement cette relation : ceci est résumé dans le tableau 5.4.

énergie (MeV)	$\frac{\sigma_{\text{paire}}(E)}{\sigma_{\text{Compton}}(E)}$	N_{e^-} mesuré	N_{e^+} mesuré	N_{e^+} (équation 1)
[2 ;3]	0.01	50687	152	132
[3 ;4]	0.03	31565	1020	997
[4 ;5]	0.05	18806	1010	982
[5 ;6]	0.08	11268	900	930
[6 ;7]	0.1	4023	230	412

TAB. 5.4 – Nombre d'électrons et de positrons traversant reconstruits, comparé au nombre de positrons obtenus d'après l'équation 1

Troisième partie
Analyse de données

Chapitre 6

Mesure de la radiopureté en ^{208}Tl des émetteurs $\beta\beta$ de NEMO3 ; estimation de la présence de thoron à l'intérieur du détecteur gazeux

Une connaissance très précise des niveaux de bruit de fond de l'expérience étant essentielle, comme cela a été souligné au cours des chapitres précédents, les premières données acquises par le détecteur m'ont permis d'analyser le bruit de fond ayant pour origine une éventuelle contamination en ^{208}Tl des sources d'émetteur double bêta, ainsi que de vérifier l'absence d'une contamination gênante en thoron.

Après avoir présenté le principe de l'analyse du bruit de fond lié au ^{208}Tl présent dans les feuilles sources, je présenterai les résultats obtenus, dans les différents canaux de l'analyse, à partir des données acquises jusqu'à présent par le détecteur : des limites supérieures sur la contamination en ^{208}Tl des sources ont pu être déterminées, de façon préliminaire, compte tenu de la faible statistique disponible.

Par ailleurs, une contamination en radon (^{222}Rn), à l'intérieur du détecteur, ayant été constatée, il a été nécessaire d'estimer quantitativement la présence éventuelle de thoron (^{220}Rn) : le principe de cette analyse ainsi que les résultats établis, excluant une contamination notable, sont présentés dans ce chapitre. L'analyse quantitative du niveau d'activité en radon est en cours d'étude [57].

6.1 Principe de l'analyse de la radiopureté des sources en ^{208}Tl

La multiplicité des électrons en fonction de celle des photons émis lors de la désintégration d'un noyau de ^{208}Tl est résumée dans le tableau 6.1, l'ensemble des désintégrations étant représenté sur la figure 6.1 : le ^{208}Tl émettant dans la majorité des cas (92.5%) un électron accompagné de plusieurs photons, et l'efficacité de détection des photons par le calorimètre de l'expérience étant comprise entre 45% et 65 %, suivant l'énergie du photon détecté, il semble donc a priori pertinent d'étudier les canaux $e^-\gamma$ afin de mener à bien l'étude présentée ici.

N_γ	0	1	2	≥ 3
N_{e^-}				
0	0	0	0	0
1	0	0.03	63.87	28.63
2	0	0	1.57	5.68
≥ 3	0	0.03	0.02	0.17

TAB. 6.1 – Multiplicité (en %) des électron(s) et photon(s) émis lors de la désintégration d'un noyau de ^{208}Tl

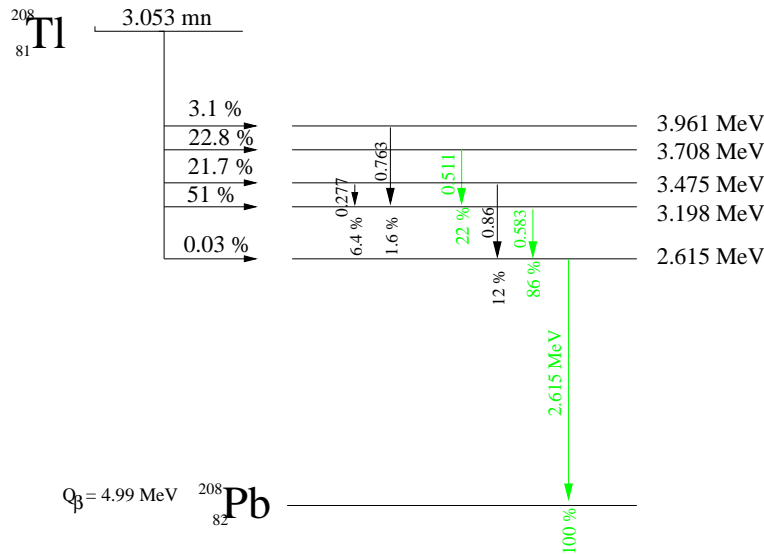


FIG. 6.1 – Schéma de désintégration du ^{208}Tl

Les canaux $e^-n\gamma$ sont également alimentés par le ^{208}Tl présent dans le verre des photomultiplicateurs, à l'origine d'un bruit de fond externe, mais aussi par le ^{214}Bi , interne ou externe : en effet, comme le montrent le tableau 6.2 et la figure 6.2, un noyau de ^{214}Bi est à même d'émettre un électron accompagné d'un ou plusieurs photons dans 80% de ses désintégrations.

Par conséquent, il est nécessaire de séparer le mieux possible le signal recherché dans l'analyse de la contamination des sources en ^{208}Tl , du bruit de fond intervenant dans cette analyse (^{208}Tl externe, ^{214}Bi interne et externe). Pour ce faire, des coupures adaptées sur l'énergie de l'électron émis ainsi que sur l'énergie du ou des photons émis sont appliquées ; de plus, une coupure portant sur le temps de vol des particules émises, exploitant le principe d'analyse temporelle présenté au cours du chapitre 3, permet de s'affranchir du bruit de fond externe résiduel.

L'étude de chaque canal ($e^-\gamma$, $e^-2\gamma$ et $e^-3\gamma$) obéit à la même démarche, présentée successivement ci-dessous, pour chacun de ces cas : une première partie, exploitant des événements

N_γ	0	1	2	≥ 3
N_{e^-}	0	0.01	0	0
0	0	0.01	0	0
1	17.80	34.58	40.60	4.80
2	0	0.38	1.45	0.34
≥ 3	0	0	0.01	0

TAB. 6.2 – Multiplicité (en %) des électron(s) et photon(s) émis lors de la désintégration d'un noyau de ^{214}Bi

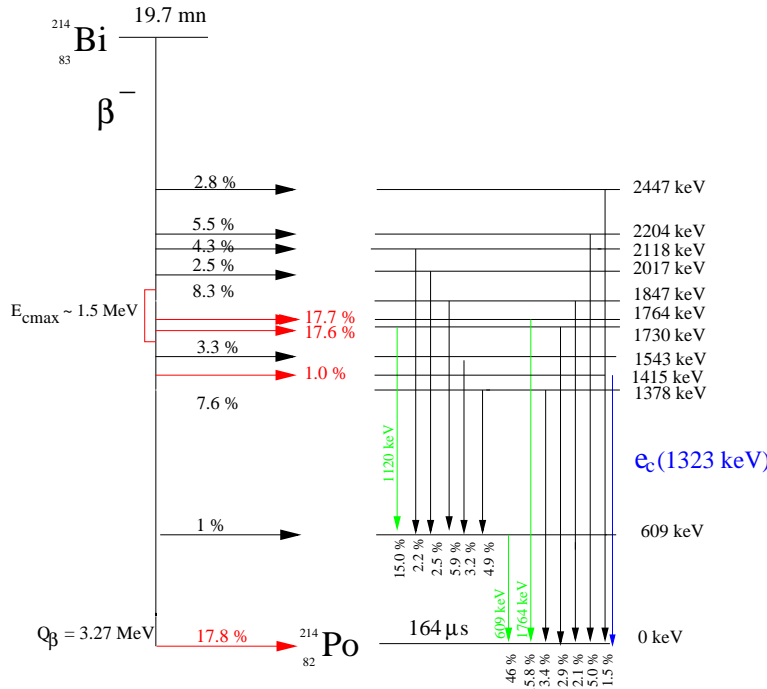


FIG. 6.2 – Schéma de désintégration du ^{214}Bi

simulés, consiste à déterminer les coupures adaptées. Ces dernières sont ensuite appliquées aux données acquises par le détecteur entre juin et novembre 2002 : une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources de NEMO3 s'en déduit alors.

Le tableau 6.3 montre les efficacités relatives à chaque canal, **avant l'application des coupures** portant sur l'énergie et le temps de vol, obtenues au moyen d'événements simulés, ainsi que le nombre d'événements attendus si les contaminations sont celles requises par les critères de radiopureté de l'expérience : il importe donc d'appliquer des coupures particulièrement sélectives à l'égard du bruit de fond, compte tenu du faible nombre d'événements de ^{208}Tl interne attendu. Par ailleurs, il semble, a priori, que le canal $e^-2\gamma$ soit le plus favorable à cette étude, le rapport signal sur bruit, avant coupure, étant le plus élevé dans ce canal.

	^{208}Tl interne	^{208}Tl externe	^{214}Bi interne	^{214}Bi externe
contamination attendue	20 $\mu\text{Bq/kg}$	18 Bq	300 $\mu\text{Bq/kg}$	300 Bq
nombre d'événements simulés	10^6	$1046 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$	$2130 \cdot 10^6$
canal $e^- \gamma$				
efficacité (%)	6.61 ± 0.02	$(5.69 \pm 0.02) 10^{-3}$	6.04 ± 0.02	$(2.06 \pm 0.01) 10^{-3}$
nombre d'événements attendus (1 an, 10 kg)	417 ± 2	32299 ± 113	5714 ± 19	194892 ± 946
canal $e^- 2\gamma$				
efficacité (%)	6.81 ± 0.03	$(3.64 \pm 0.02) 10^{-3}$	4.10 ± 0.01	$(1.27 \pm 0.01) 10^{-3}$
nombre d'événements attendus (1 an, 10 kg)	430 ± 2	20662 ± 114	3879 ± 9	120142 ± 946
canal $e^- 3\gamma$				
efficacité (%)	4.13 ± 0.02	$(1.31 \pm 0.01) 10^{-3}$	1.95 ± 0.01	$(4.0 \pm 0.04) 10^{-4}$
nombre d'événements attendus (1 an, 10 kg)	261 ± 1	7436 ± 57	1816 ± 9	37840 ± 378

TAB. 6.3 – Efficacité et nombre d'événements attendus, avant coupures, dans les différents canaux, pour 10 kg d'émetteurs et 1 an d'acquisition (les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques)

6.2 Etude du canal $e^- \gamma$

6.2.1 Coupures sur les énergies de l'électron et du photon

Le spectre de l'énergie de l'électron émis dans le canal $e^- \gamma$ est représenté sur la figure 6.3, sur laquelle sont superposés les spectres correspondant aux différentes contributions (^{208}Tl interne, en noir, ^{208}Tl externe, en vert, ^{214}Bi interne, en rouge et ^{214}Bi externe, en bleu). L'électron émis directement dans la source a une énergie moyenne de l'ordre de 500 keV, ce qui correspond aux énergies moyennes des principaux électrons émis lors des désintégrations du ^{208}Tl et du ^{214}Bi . Le bruit de fond externe pouvant être produit par l'interaction, dans la feuille source ou dans un scintillateur, d'un photon, le spectre du ^{208}Tl externe présente un front Compton aux alentours de 2.4 MeV, correspondant au photon, toujours présent, de 2.6 MeV, et le spectre du ^{214}Bi externe, un front Compton situé aux alentours de 1.5 MeV, correspondant au photon de 1.76 MeV émis dans 16% des désintégrations de ce noyau.

Afin de s'affranchir d'une partie du bruit de fond externe, la coupure suivante est appliquée sur l'énergie de l'électron :

$$0.5 \leq E_{e^-} (\text{MeV}) \leq 1.3$$

La coupure inférieure permet de s'affranchir des effets liés au seuil bas du calorimètre, la coupure supérieure permettant de conserver une grande partie des électrons émis par le ^{208}Tl , compte tenu des valeurs des $Q_{\beta\beta}$ des désintégrations β subies par ce noyau.

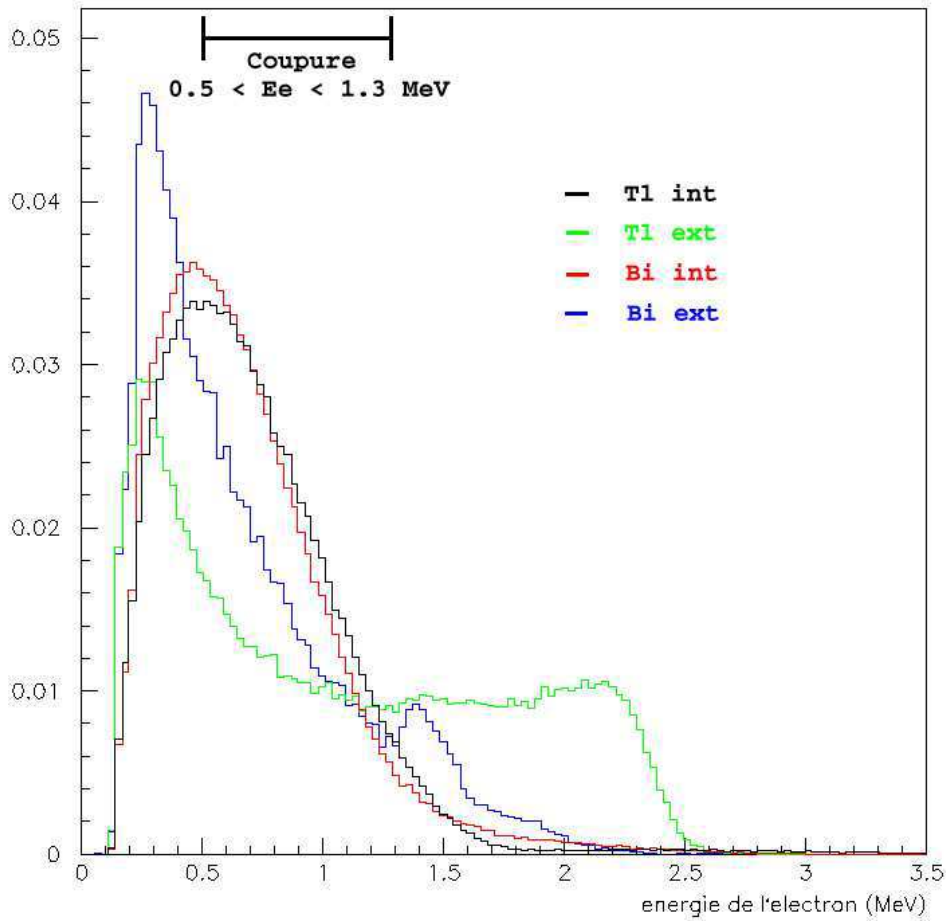


FIG. 6.3 – Spectre normalisé de l'énergie de l'électron émis dans le canal $e^- \gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

Le spectre de l'énergie du photon émis dans le canal $e^- \gamma$ est représenté sur la figure 6.4 : le photon de 2.6 MeV, émis dans 100% des désintégrations du ^{208}Tl , se reconnaît aisément, ainsi que ceux de 1.76 et 1.12 MeV, émis dans 16% et 15%, respectivement, des désintégrations du ^{214}Bi . Afin de s'affranchir d'une partie du bruit de fond dû au ^{214}Bi interne, la coupure suivante sur l'énergie du photon est appliquée :

$$E_\gamma \geq 2.3 \text{ MeV}$$

6.2.2 Analyse temporelle du canal $e^- \gamma$

L'analyse temporelle du canal $e^- \gamma$ repose, ainsi que cela a été expliqué au cours du chapitre 3, sur la comparaison entre les temps de vol, relatifs à chacune des deux particules, mesurés et théoriques. Or les événements $e^- \gamma$ peuvent être regroupés en différentes catégories,

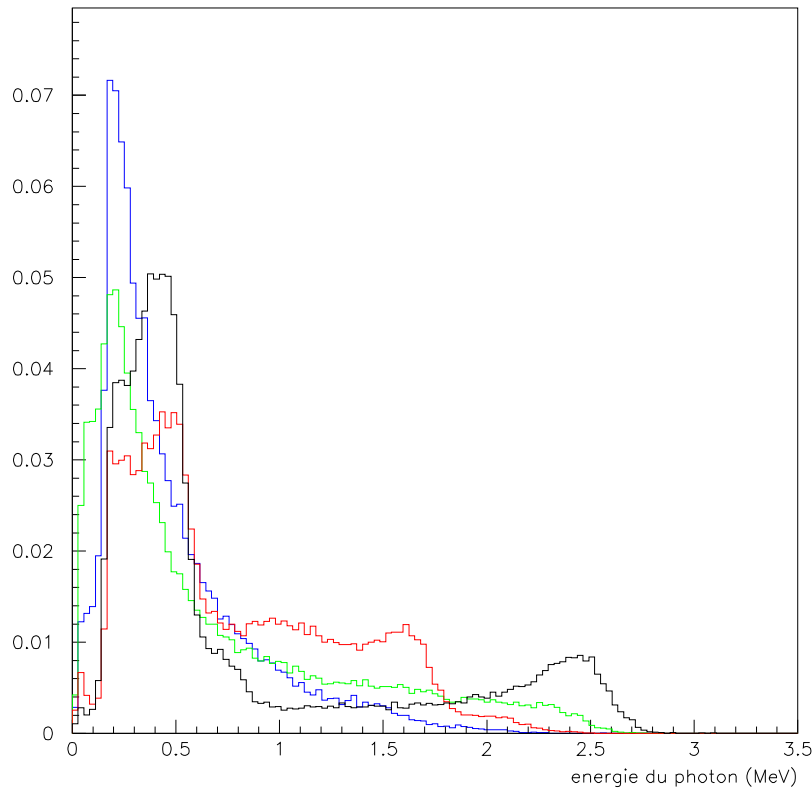


FIG. 6.4 – Spectre normalisé de l'énergie du photon émis dans le canal $e^- \gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

correspondant à des topologies temporelles différentes, représentées de façon schématique sur les figures 6.5 et 6.6 : par conséquent, il est nécessaire d'effectuer cette comparaison, et de définir une variable χ_{hyp}^2 , pour chacune de ces topologies. L'expression de cette variable est, dans ce canal, la suivante :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{(t_{e^-,th} - t_{e^-,mes} - t_0)^2}{\sigma_{e^-,th}^2 + \sigma_{e^-,exp}^2} + \frac{(t_{\gamma,th} - t_{\gamma,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,th}^2 + \sigma_{\gamma,exp}^2}$$

Le temps t_0 , origine, est défini de façon générale, dans le chapitre 3. Il en est de même pour les temps de vol de l'électron et du photon, ainsi que pour l'erreur systématique liée à leur calcul.

La **topologie interne** correspond à la détection d'un électron et d'un photon provenant de la feuille source. Ce type d'événements peut se produire dans deux cas de figure : le premier (a) est associé au cas où un photon, émis par la source externe de bruit de fond et non détecté par un scintillateur, interagit dans la feuille centrale, donnant lieu à un électron Compton et à un photon diffusé ; le second (b) est lié à la contamination des sources en ^{208}Tl et en ^{214}Bi , pouvant émettre potentiellement des événements $e^- \gamma$, comme cela a été montré

précédemment.

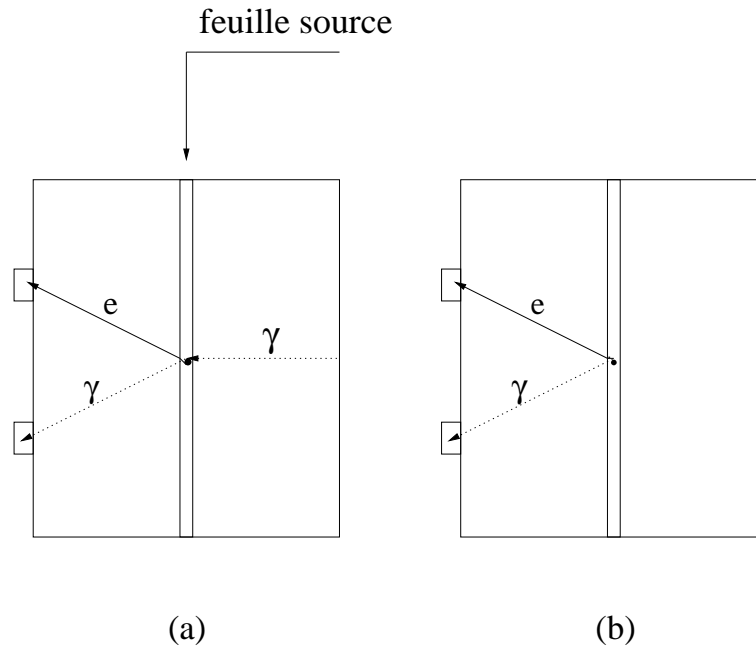


FIG. 6.5 – Topologie interne dans le canal $e^- \gamma$

Les **topologies externes** sont différenciées par l'enchaînement chronologique de l'émission de l'électron (e) et du photon (g) et de leurs interactions respectives au sein de la feuille source (S) : cette chronologie sera symbolisée par la succession des initiales e, g et S . Quatre topologies externes peuvent ainsi être distinguées, comme le montre la figure 6.6 : elles sont bien entendu associées à des temps de vol théoriques distincts.

- la topologie notée $g-S-e$ correspond au cas où un photon (ou un électron), émis par une source externe de bruit de fond, interagit dans un scintillateur ; un photon est ensuite émis, traverse la moitié du détecteur avant d'atteindre la feuille source où il interagit par effet Compton, donnant naissance à un électron et un photon non détecté.
- la topologie notée $Se-g$ correspond au cas où un photon (ou un électron) émis par une source externe de bruit de fond, interagit dans un scintillateur, en donnant naissance à un électron et un photon ; ce dernier, diffusé, déclenche un autre scintillateur tandis que l'électron s'arrête dans la feuille source, où il dépose toute son énergie.
- la topologie notée $g-e-S$ se distingue de la précédente topologie par le fait que le photon issu de l'interaction dans le premier scintillateur déclenche un second scintillateur. Un électron est ensuite extrait et traverse la moitié du détecteur avant de déposer toute son énergie dans la feuille source.
- la dernière topologie, notée $e-S-g$, correspond au cas où un électron, émis lors de l'interaction dans un premier scintillateur d'un photon ou d'un électron externe, traverse le détecteur jusqu'à la feuille source ; il interagit ensuite dans cette dernière, donnant naissance à un photon qui vient déclencher un second scintillateur. Cela ne peut se

produire que si l'électron émis a suffisamment d'énergie.

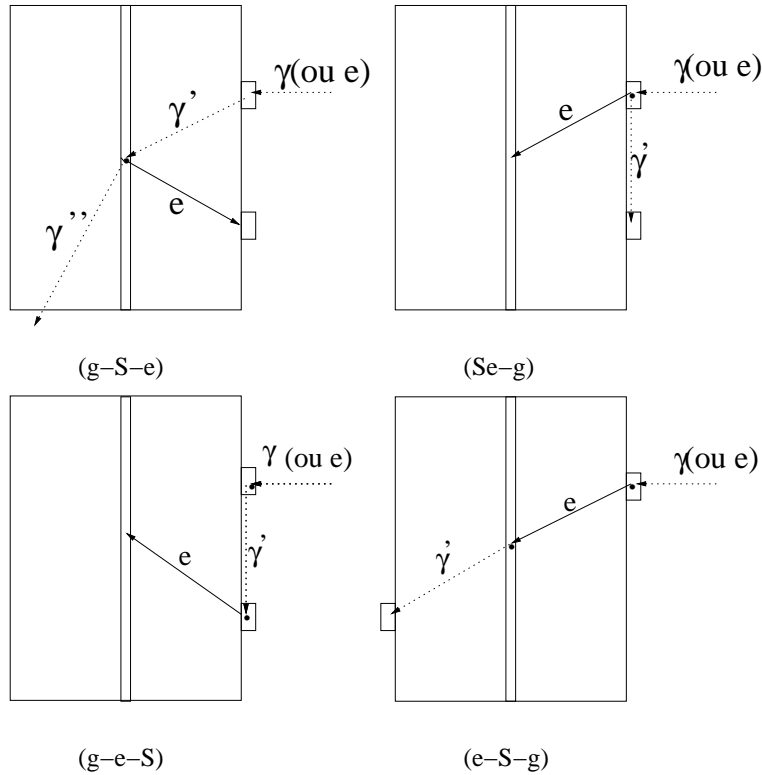


FIG. 6.6 – Topologies externes dans le canal $e^- \gamma$

La distribution de la variable χ_{int}^2 correspondant à la topologie interne, pour le signal étudié (^{208}Tl interne), est représentée sur la figure 6.7 ; la figure 6.8 présente les corrélations entre les topologies externes et interne. Les topologies (g-S-e) et (e-S-g), correspondant à un écart maximal entre les deux scintillateurs associés à l'électron et au photon, présentent un $\chi_{externe}^2$ plus élevé ; par ailleurs, la distribution de $\chi_{interne}^2$ est une demi-gaussienne, piquée en 0, ce qui est cohérent avec une distribution du χ^2 à un degré de liberté.

La distribution des χ_{hyp}^2 correspondant aux hypothèses externes, en fonction de $\chi_{interne}^2$, est représentée sur les figures 6.9 et 6.10 pour les différents bruits de fond (le ^{214}Bi externe, supprimé par la coupure en énergie, n'est pas représenté) : ces distributions montrent qu'appliquer une coupure sur $\chi_{interne}^2$ suffit pour supprimer les événements d'origine externe. La coupure suivante sur $\chi_{interne}^2$ est appliquée :

$$\chi_{interne}^2 \leq 6.7$$

Ceci implique que la probabilité que la variable $\chi_{interne}^2$ soit supérieure à 6.7, est inférieure à 10^{-2} .

6.2.3 Efficacités des coupures appliquées

L'effet des coupures définies ci-dessus, sur le signal et le bruit de fond étudiés, est résumé dans le tableau 6.4.

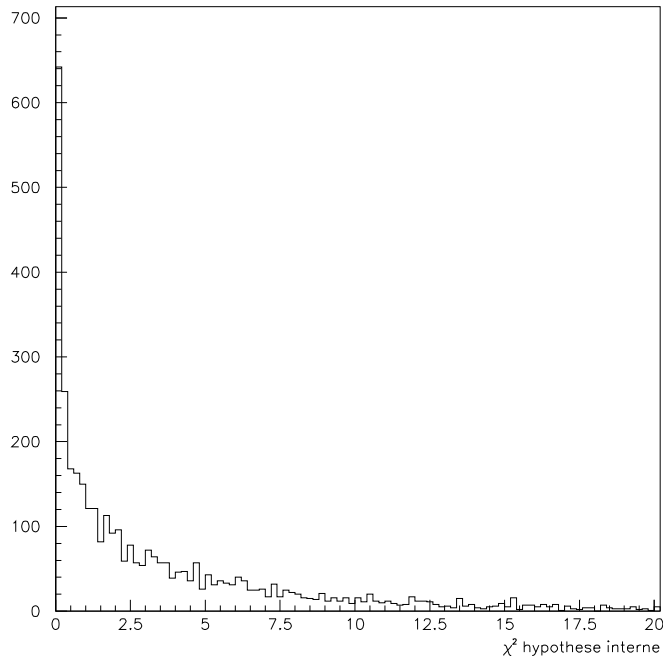


FIG. 6.7 – Distribution de $\chi_{interne}^2$ pour des événements simulés de ^{208}Tl émis dans la source, dans le canal $e^- \gamma$

	^{208}Tl interne	^{208}Tl externe	^{214}Bi interne	^{214}Bi externe
$0.5 \leq E_{e^-} (\text{MeV}) \leq 1.3$ $E_{\gamma} \geq 2.3 \text{MeV}$	0.385 ± 0.006	$(2.5 \pm 0.5) 10^{-6}$	$(1.2 \pm 0.2) 10^{-3}$	0
$\chi_{interne}^2 \leq 6.7$	0.294 ± 0.005	$(1.9 \pm 1.3) 10^{-7}$	$(1.2 \pm 0.2) 10^{-3}$	0

TAB. 6.4 – Efficacité (en %) des coupures appliquées, dans le canal $e^- \gamma$ (l'erreur indiquée est une erreur statistique), définie comme étant le rapport du nombre d'événements ayant passé ces coupures, sur le nombre d'événements simulés

6.2.4 Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^- \gamma$

Connaissant l'efficacité des coupures définies ci-dessus, et en supposant que les contaminations en bruit de fond (^{208}Tl externe, ^{214}Bi interne et externe) sont égales aux limites requises par l'expérience (hypothèse raisonnable compte tenu des mesures de radiopureté effectuées par les détecteurs Germanium), il est possible de mettre une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources présentes dans le détecteur. Pour ce faire, les données acquises depuis juin 2002, représentant 893.26 heures d'acquisition, ont été sélectionnées dans le canal $e^- \gamma$ et ont été soumises aux coupures définies ci-dessus.

Le tableau 6.5 présente les événements attendus si les contaminations sont égales aux limites requises par l'expérience; j'ai distingué le ^{100}Mo , principale source présente dans NEMO3 pour laquelle seule une limite, nettement supérieure aux limites de radiopureté re-

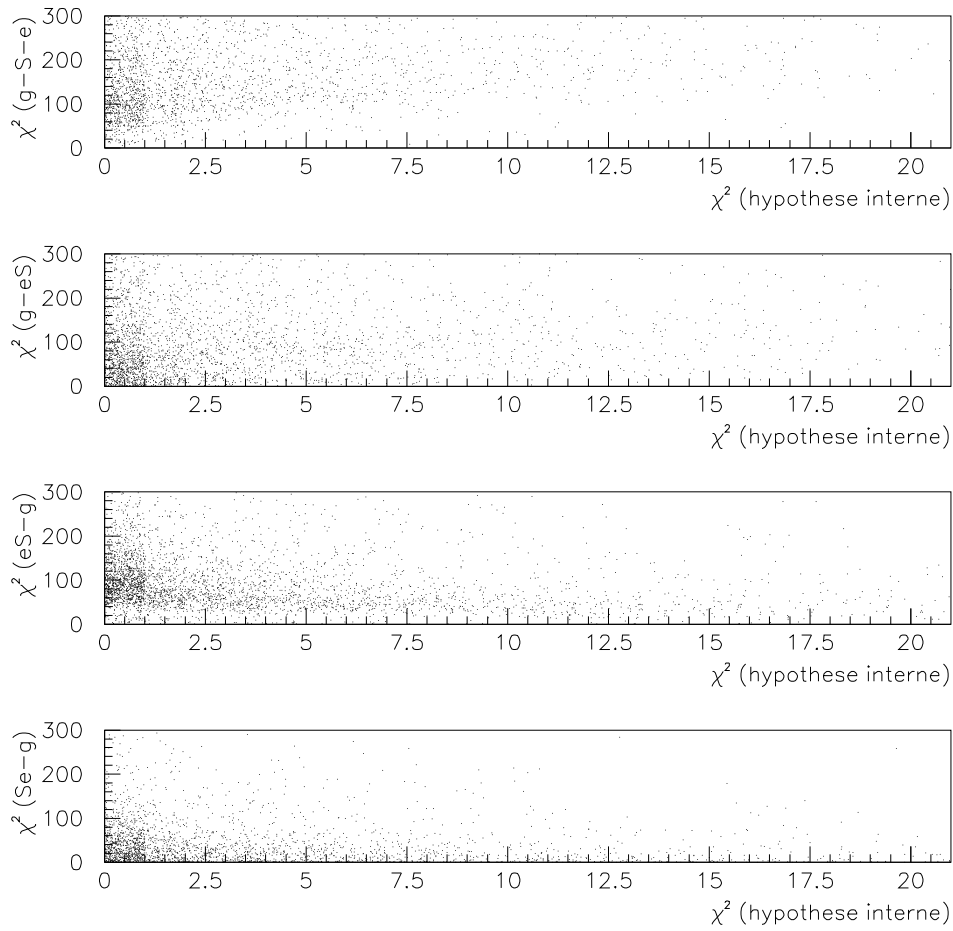


FIG. 6.8 – Distributions des χ_{hyp}^2 pour les différentes hypothèses externes, en fonction de $\chi_{interne}^2$, pour des événements simulés de ^{208}Tl émis dans la source, dans le canal $e^- \gamma$

quises par l'expérience, a pu être mesurée¹, du ^{82}Se et du ^{150}Nd , ces deux derniers présentant une mesure de la contamination en ^{208}Tl , et non pas simplement une limite.

L'analyse des données fournies par NEMO3 dans la période précitée a conduit à 10 événements, répartis ainsi :

- 4 événements ont été émis dans une feuille source de ^{82}Se (l'un d'entre eux est représenté sur la figure 6.11
- deux événements émis dans une feuille de ^{150}Nd , le photon ayant une énergie de 2.42 MeV et l'électron, une énergie de 1.01 MeV
- quatre événements émis dans une feuille de ^{100}Mo , issus des secteurs 10, 14 et 15

¹la limite supérieure fournie par les spectromètres Germanium est égale à 0.11 mBq/kg, la limite requise étant de 20 $\mu\text{Bq/kg}$

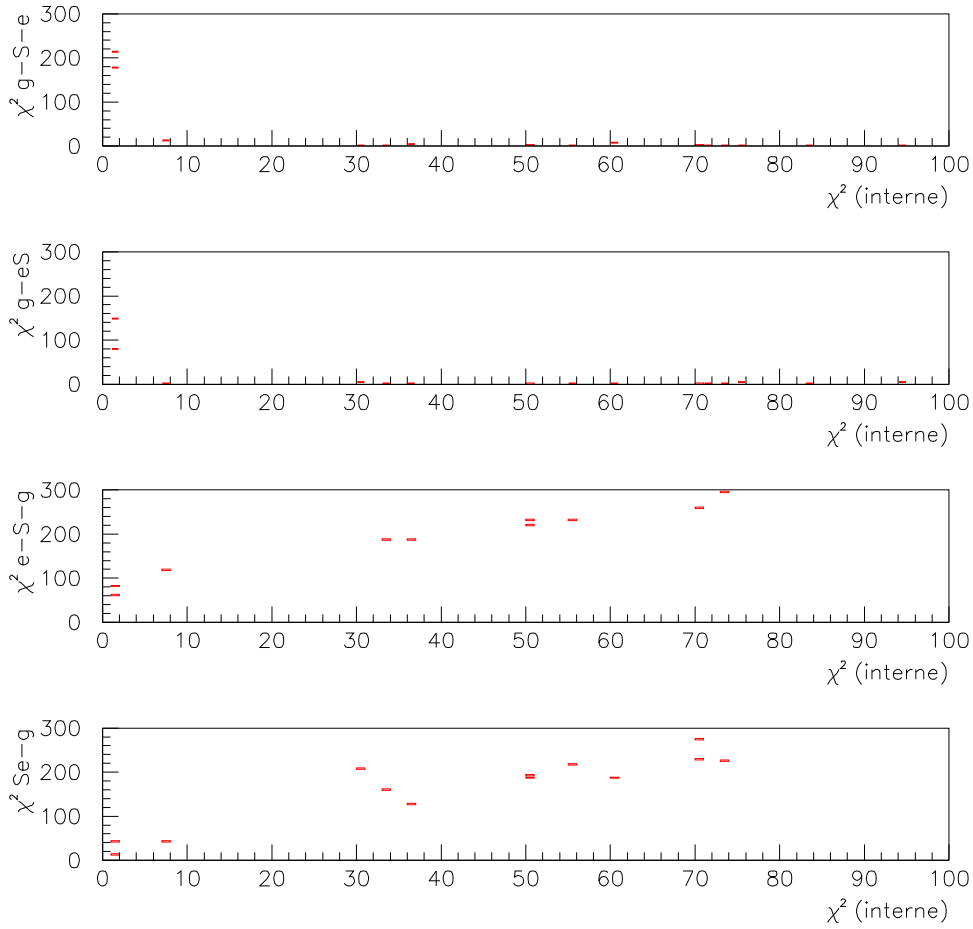


FIG. 6.9 – Distributions des χ_{hyp}^2 pour les différentes hypothèses externes, en fonction de $\chi_{interne}^2$, pour des événements simulés de ^{208}Tl émis dans le verre des PM, dans le canal $e^- \gamma$

Par ailleurs, deux événements présentant une énergie élevée (photons de plus de 3.8 MeV) ont été observés : ces derniers sont manifestement dûs aux neutrons résiduels, non négligeables durant la prise de données correspondant à l’analyse présentée dans ce chapitre dans la mesure où le blindage dédié aux neutrons rapides n’était pas entièrement posé.

Le nombre d’événements observés, émis par le ^{82}Se et le ^{150}Nd sont compatibles avec le nombre d’événements attendus compte tenu des contaminations mesurées.

L’observation de quatre événements émis par le ^{100}Mo donne accès à une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources de ^{100}Mo : en supposant que le bruit de fond est négligeable, ce qui est licite compte tenu du nombre d’événements attendus en ^{208}Tl externe, ^{214}Bi externe et interne, nous pouvons exclure 8 événements de signal, à 90% de niveau de confiance. La contamination en ^{208}Tl , notée \mathcal{A} (^{208}Tl), des sources de ^{100}Mo présentes dans l’expérience est donc la suivante :

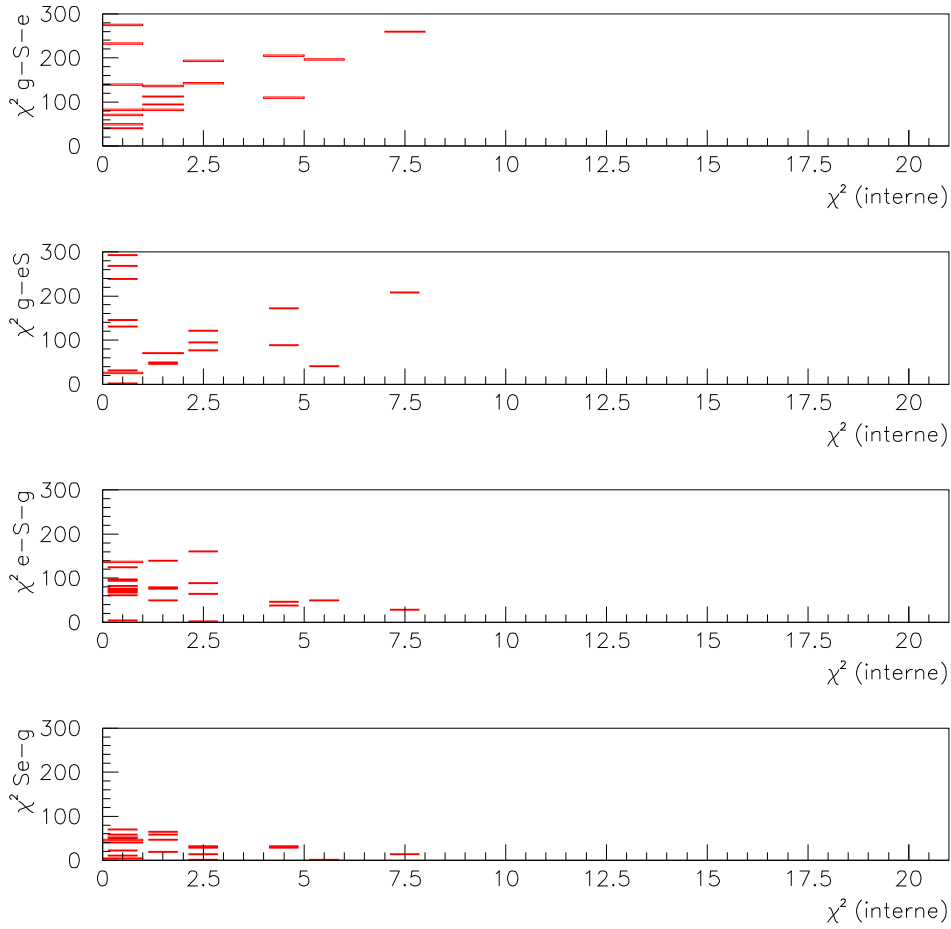


FIG. 6.10 – Distributions des χ_{hyp}^2 pour les différentes hypothèses externes, en fonction de $\chi_{interne}^2$, pour des événements simulés de ^{214}Bi émis dans la source, dans le canal $e^- \gamma$

$$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) \leq 0.085 \text{ mBq/kg}$$

Cette limite est inférieure à la limite mesurée par les spectromètres Germanium. Soulignons enfin que ce résultat, bien que préliminaire, est encourageant quant à la pureté des sources présentes dans le détecteur.

6.3 Etude du canal $e^- 2\gamma$

6.3.1 Coupures sur les énergies de l'électron et des photons

Le spectre en énergie de l'électron émis dans le canal $e^- 2\gamma$ est représenté sur la figure 6.12, sur laquelle sont superposés les spectres correspondant aux différentes contributions (^{208}Tl interne, en noir, ^{208}Tl externe, en vert, ^{214}Bi interne, en rouge et ^{214}Bi externe, en

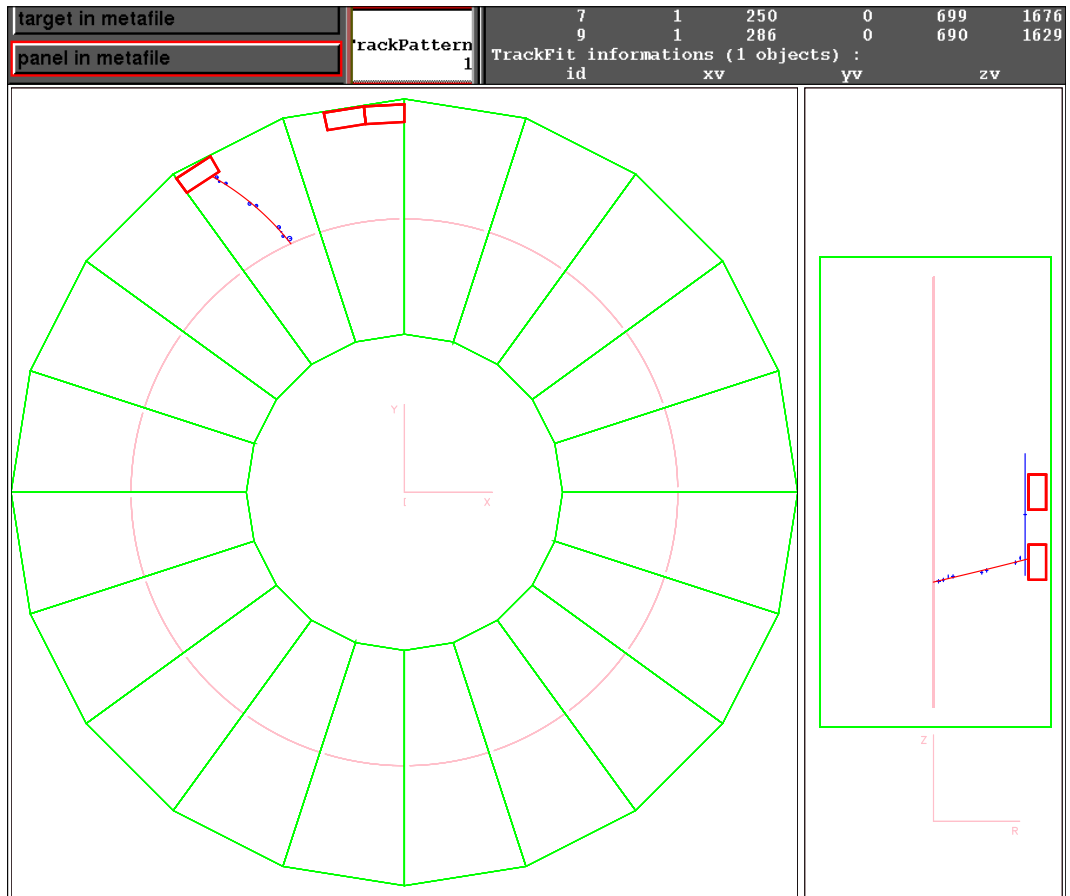


FIG. 6.11 – Événement $e^- \gamma$ émis par la source de ^{82}Se : le photon a une énergie de 2.48 MeV et l'électron, une énergie de 0.51 MeV

	Contamination	Nombre d'événements attendus
^{100}Mo , 7 kg		
^{208}Tl interne	≤ 0.02 mBq/kg	$\leq 1.32 \pm 0.02$
^{214}Bi interne	≤ 0.30 mBq/kg	$\leq 0.08 \pm 0.01$
^{82}Se , 0.932 kg		
^{208}Tl interne	0.4 ± 0.1 mBq/kg	3.5 ± 0.9
^{214}Bi interne	1.2 ± 0.5 mBq/kg	0.04 ± 0.02
^{150}Nd , 0.037 kg		
^{208}Tl interne	10 ± 2 mBq/kg	3.5 ± 0.7
^{214}Bi interne	≤ 3 mBq/kg	≤ 0.004
Bruit de fond externe		
^{208}Tl externe	18 Bq (PM)	0.11 ± 0.07
^{214}Bi externe	300 Bq (PM)	négligeable

TAB. 6.5 – Nombre d'événements, dans le canal $e^- \gamma$, attendus après 893.26 heures de données, pour des contaminations égales à celles requises par l'expérience (les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques)

bleu) : ce spectre est bien entendu identique au spectre en énergie de l'électron émis dans le canal $e^- \gamma$. La coupure appliquée sur cette énergie est par conséquent la même :

$$0.5 \leq E_{e^-} \text{ (MeV)} \leq 1.3$$

Le spectre en énergie du photon de plus haute énergie émis dans le canal $e^- 2\gamma$ est représenté sur la figure 6.13 : nous retrouvons le photon de 2.6 MeV émis par le ^{208}Tl interne, ainsi que ceux de 1.76 et 1.12 MeV émis par le ^{214}Bi interne.

Le spectre en énergie du photon de plus faible énergie émis dans le canal $e^- 2\gamma$ est représenté sur la figure 6.14 : les photons émis par le ^{208}Tl (0.58 MeV, dans 86% des cas) et le ^{214}Bi (0.61 MeV, dans 46 % des cas) internes, peuvent être distingués sur ce spectre.

Les coupures suivantes sur l'énergie des deux photons ont été définies :

$$E_{\gamma, \min} \geq 0.3 \text{ MeV}$$

$$E_{\gamma, \max} \geq 2.0 \text{ MeV}$$

La pertinence de ces trois coupures apparaît également en observant l'énergie de l'électron en fonction de la somme des énergies des deux photons, représentée sur les figures 6.15, 6.16,

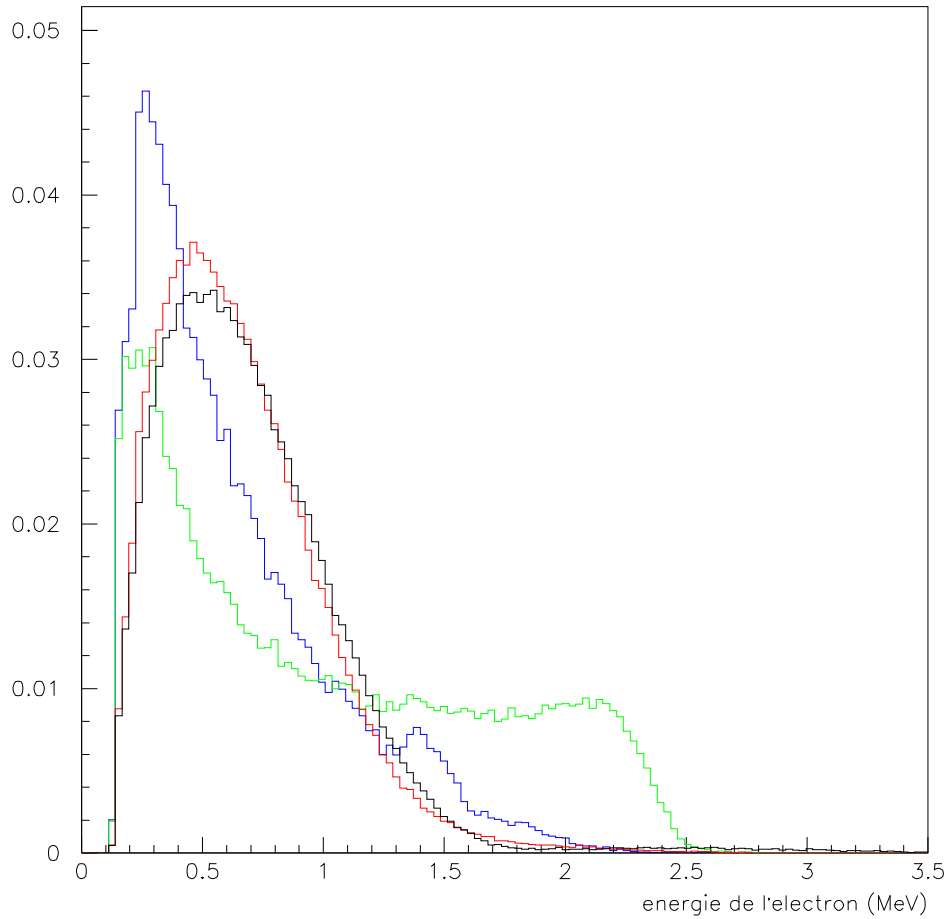


FIG. 6.12 – Spectre normalisé de l'énergie de l'électron émis dans le canal $e^-2\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

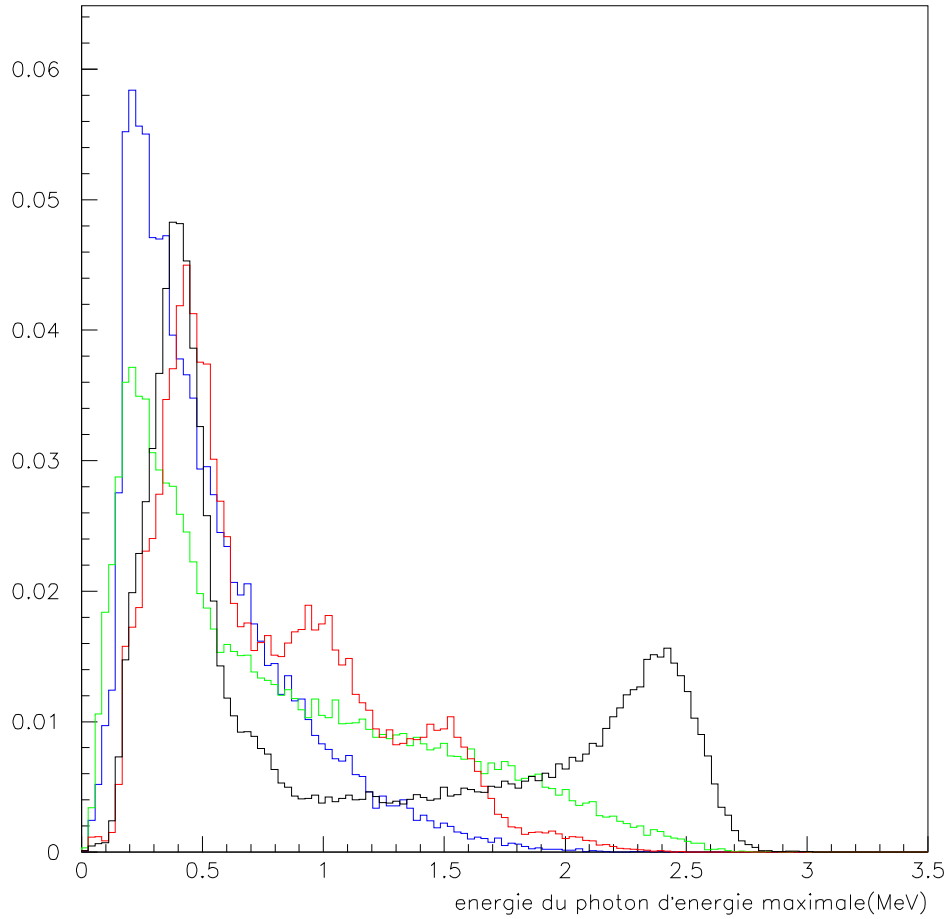


FIG. 6.13 – Spectre normalisé de l'énergie du photon de plus haute énergie émis dans le canal $e^-2\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

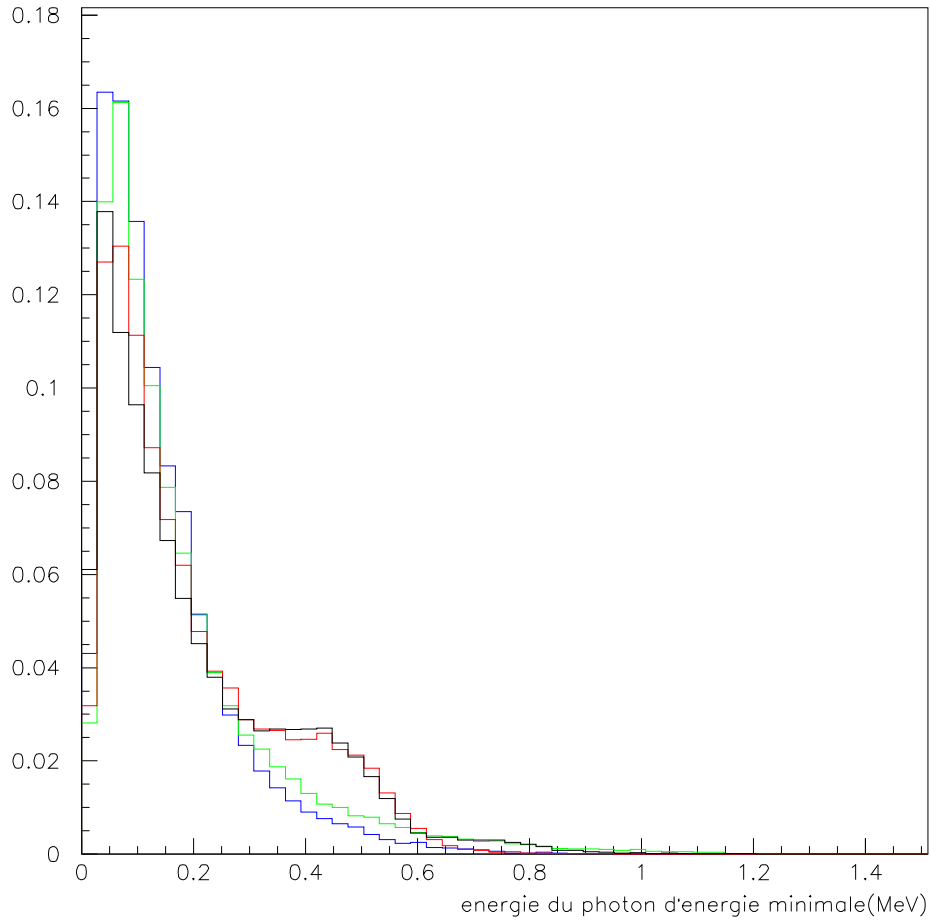


FIG. 6.14 – *Spectre normalisé de l'énergie du photon de plus faible énergie émis dans le canal $e^-2\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe*

6.17 et 6.18, pour les différentes contributions au canal $e^-2\gamma$.

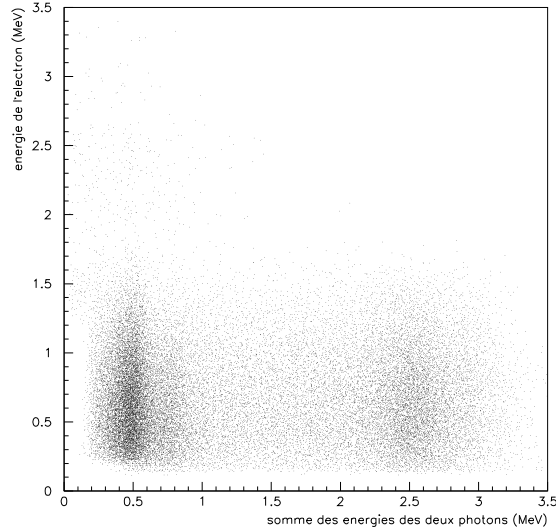


FIG. 6.15 – *Spectre normalisé de l'énergie de l'électron en fonction de la somme des énergies des deux photons, pour le ^{208}Tl interne*

6.3.2 Analyse temporelle du canal $e^-2\gamma$

L'analyse temporelle du canal $e^-2\gamma$ repose sur la comparaison entre les temps de vol, relatifs à chacune des trois particules émises, mesurés et théoriques. Il est possible de séparer les événements $e^-2\gamma$ en plusieurs catégories correspondant à des topologies temporelles distinctes, ainsi que cela a été fait pour le canal $e^-\gamma$. Cependant, l'étude de ces topologies étant complexe dans ce canal, du fait de leur diversité, je me suis limitée à étudier la topologie interne, dans la mesure où la coupure découlant de cette étude donne accès à un rapport signal sur bruit très suffisant. L'étude temporelle repose donc, dans ces conditions, sur l'étude de la variable $\chi_{interne}^2$ définie par la relation suivante :

$$\chi_{interne}^2 = \frac{(t_{e^-,th} - t_{e^-,mes} - t_0)^2}{\sigma_{e^-,th}^2 + \sigma_{e^-,exp}^2} + \frac{(t_{\gamma,min,th} - t_{\gamma,min,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,min,th}^2 + \sigma_{\gamma,min,exp}^2} +$$

$$\frac{(t_{\gamma,max,th} - t_{\gamma,max,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,max,th}^2 + \sigma_{\gamma,max,exp}^2}$$

Le temps t_0 est défini, de façon générale, au cours du chapitre 3, ainsi que les temps de vol théoriques de l'électron, des photons et les erreurs leur correspondant.

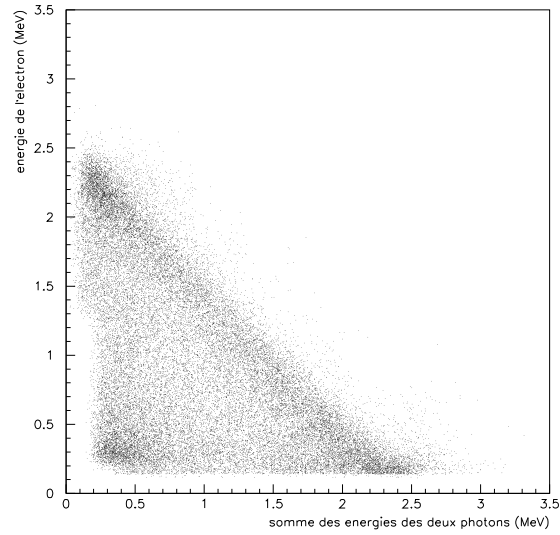


FIG. 6.16 – *Spectre normalisé de l'énergie de l'électron en fonction de la somme des énergies des deux photons, pour le ^{208}Tl externe*

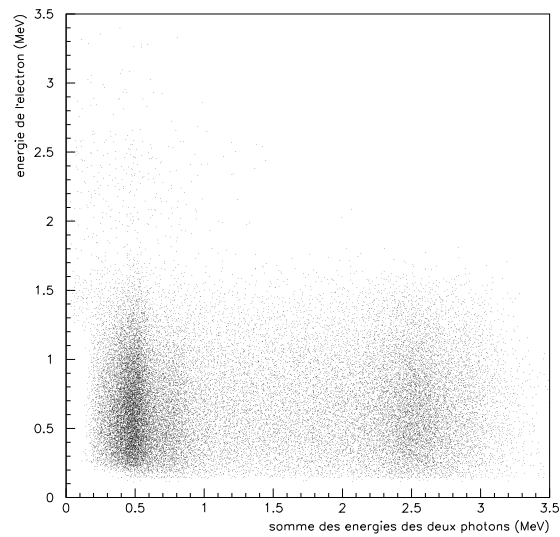


FIG. 6.17 – *Spectre normalisé de l'énergie de l'électron en fonction de la somme des énergies des deux photons, pour le ^{214}Bi interne*

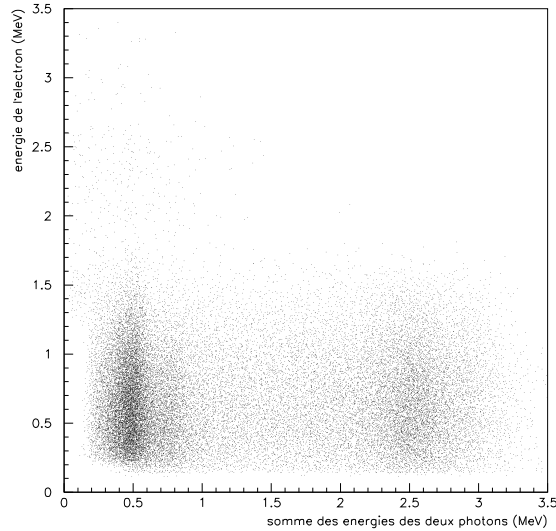


FIG. 6.18 – *Spectre normalisé de l'énergie de l'électron en fonction de la somme des énergies des deux photons, pour le ^{214}Bi externe*

Définition de la topologie interne

La topologie interne correspond à la détection d'un électron et de deux photons émis au sein de la feuille source.

La distribution de la variable $\chi_{interne}^2$ est représentée sur la figure 6.19, pour des événements émis au cours des désintégrations du ^{208}Tl interne² ; celle-ci est plus large que la distribution de la même variable dans le canal $e^-\gamma$, ce qui est en accord avec ce que l'on attend, une distribution théorique de χ^2 à un degré de liberté étant plus étroite qu'une distribution de χ^2 à deux degrés de liberté.

La coupure appliquée sur la variable $\chi_{interne}^2$ est la suivante :

$$\chi_{interne}^2 \leq 13.8$$

ce qui correspond à une probabilité que $\chi_{interne}^2$ soit supérieure à 13.8, inférieure à 10^{-3} .

6.3.3 Efficacités des coupures appliquées

L'effet des coupures, définies ci-dessus, sur le signal et le bruit de fond étudiés est résumé dans le tableau 6.6. Nous pouvons remarquer que ce canal est plus sélectif que le précédent : la coupure en énergie, notamment, supprime une grande partie du ^{214}Bi interne.

²les distributions correspondant aux différents bruit de fond ne sont pas représentées, le nombre d'événements restant après avoir effectué la coupure sur les énergies étant très faible

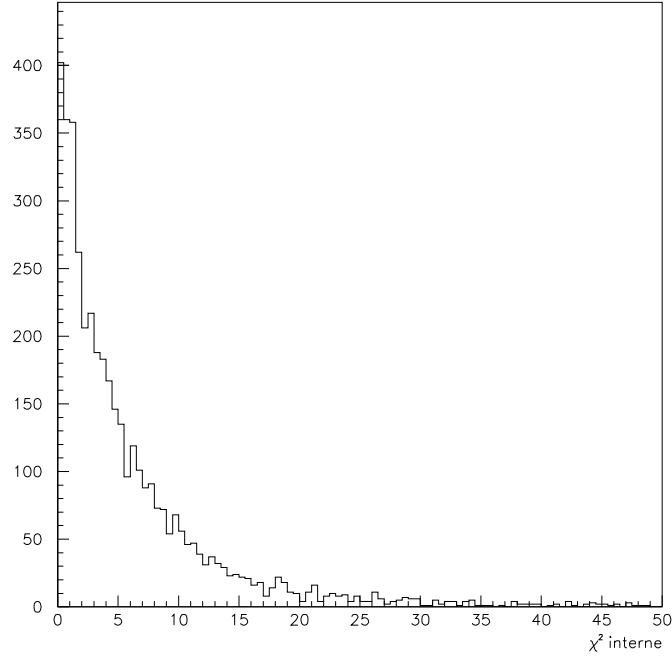


FIG. 6.19 – Distribution de $\chi^2_{interne}$, dans le canal $e^-2\gamma$, pour des événements émis par le ^{208}Tl interne

	^{208}Tl interne	^{208}Tl externe	^{214}Bi interne	^{214}Bi externe
$0.5 \leq E_e \text{ (MeV)} \leq 1.3$ $E_{\gamma,max} \geq 2.0\text{MeV}$ $E_{\gamma,min} \geq 0.3\text{MeV}$	0.416 ± 0.006	$(1.0 \pm 0.3) 10^{-6}$	$(2.9 \pm 1.7)10^{-7}$	0
$\chi^2_{interne} \leq 13.8$	0.369 ± 0.006	0	0	0

TAB. 6.6 – Efficacité (en %) des coupures appliquées, dans le canal $e^-2\gamma$ (l'erreur indiquée est une erreur statistique), définie comme étant le rapport du nombre d'événements ayant passé ces coupures, sur le nombre d'événements simulés

6.3.4 Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^{-2\gamma}$

Connaissant l'efficacité des coupures définies ci-dessus, et en supposant que les contaminations sont égales aux limites requises par l'expérience, nous sommes à même d'obtenir une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources. La démarche est analogue à celle adoptée dans le canal $e^{-\gamma}$.

Le tableau 6.7 montre combien d'événements sont attendus, pour chacune des contributions, si les contaminations sont égales aux limites requises par l'expérience.

	Contamination	Nombre d'événements attendus
^{100}Mo , 7 kg		
^{208}Tl interne	≤ 0.02 mBq/kg	$\leq 1.66 \pm 0.03$
^{214}Bi interne	≤ 0.30 mBq/kg	négligeable
^{82}Se , 0.932 kg		
^{208}Tl interne	0.4 ± 0.1 mBq/kg	4 ± 1
^{214}Bi interne	1.2 ± 0.5 mBq/kg	négligeable
^{150}Nd , 0.037 kg		
^{208}Tl interne	10 ± 2 mBq/kg	4 ± 1
^{214}Bi interne	≤ 3 mBq/kg	négligeable
Bruit de fond externe		
^{208}Tl externe	18 Bq (PM)	négligeable
^{214}Bi externe	300 Bq (PM)	négligeable

TAB. 6.7 – Nombre d'événements attendus après 893.26 heures de données, pour des contaminations égales aux limites requises par l'expérience (les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques), dans le canal $e^{-2\gamma}$

L'analyse des données fournies par NEMO3 durant 893.26 heures a conduit à 8 événements, répartis ainsi :

- 3 événements ont été émis par la source de ^{82}Se
- 2 événements ont été émis par la source de ^{150}Nd
- 3 événements ont été émis par la source de ^{100}Mo , dans les secteurs 11, 14 et 16

Aucun événement de haute énergie, dû aux neutrons, n'a été observé, ce qui n'est pas surprenant, ce canal étant plus discriminant par rapport au signal que le précédent.

Le nombre d'événements émis par le ^{82}Se et le ^{150}Nd sont compatibles avec les contaminations en ^{208}Tl mesurées pour ces deux émetteurs, compte tenu de la faible statistique étudiée, d'une part, et, d'autre part, des conditions de prise de données particulières (certains scintillateurs étaient absents, en particulier ceux du mur interne du secteur contenant le ^{150}Nd).

L'observation de 3 événements émis par le ^{100}Mo donne accès à une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources de ^{100}Mo : le bruit de fond étant négligeable, nous pouvons exclure 6.5 événements de signal, à 90 % de niveau de confiance. La contamination recherchée, notée $\mathcal{A}(^{208}\text{Tl})$, est donc la suivante :

$$\boxed{\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) \leq 0.078 \text{ mBq/kg}}$$

Cette limite est du même ordre que celle obtenue dans le canal $e^{-}\gamma$.

6.4 Etude du canal $e^{-}3\gamma$

6.4.1 Coupures sur l'énergie de l'électron et des photons

Le spectre en énergie de l'électron émis dans le canal $e^{-}3\gamma$ est représenté sur la figure 6.20 : il est identique à celui observé dans les deux canaux étudiés précédemment. Par conséquent, la même coupure est appliquée à l'énergie de l'électron émis :

$$0.5 \leq E_{e^{-}} \text{ (MeV)} \leq 1.3$$

Le spectre de l'énergie du photon de plus haute énergie est représenté sur la figure 6.21, celui correspondant au photon d'énergie intermédiaire, sur la figure 6.22 et celui correspondant au photon de plus faible énergie, sur la figure 6.23 : le premier est semblable au spectre du photon d'énergie maximale émis dans le canal $e^{-}2\gamma$, le second montre les photons de 0.58 et 0.61 MeV émis respectivement par le ^{208}Tl et le ^{214}Bi internes, et le dernier regroupe des photons de faible énergie, dont la contribution n'est pas prédominante au cours des désintégrations des différents noyaux. Par conséquent, les coupures appliquées à ces trois énergies sont les suivantes :

$$E_{\gamma,\text{max}} \geq 2.0 \text{ MeV}$$

$$0.25 \leq E_{\gamma,\text{inter}} \leq 0.6 \text{ MeV}$$

$$E_{\gamma,\text{min}} \geq 0.1 \text{ MeV}$$

la dernière coupure permettant uniquement de considérer des énergies supérieures au seuil du calorimètre.

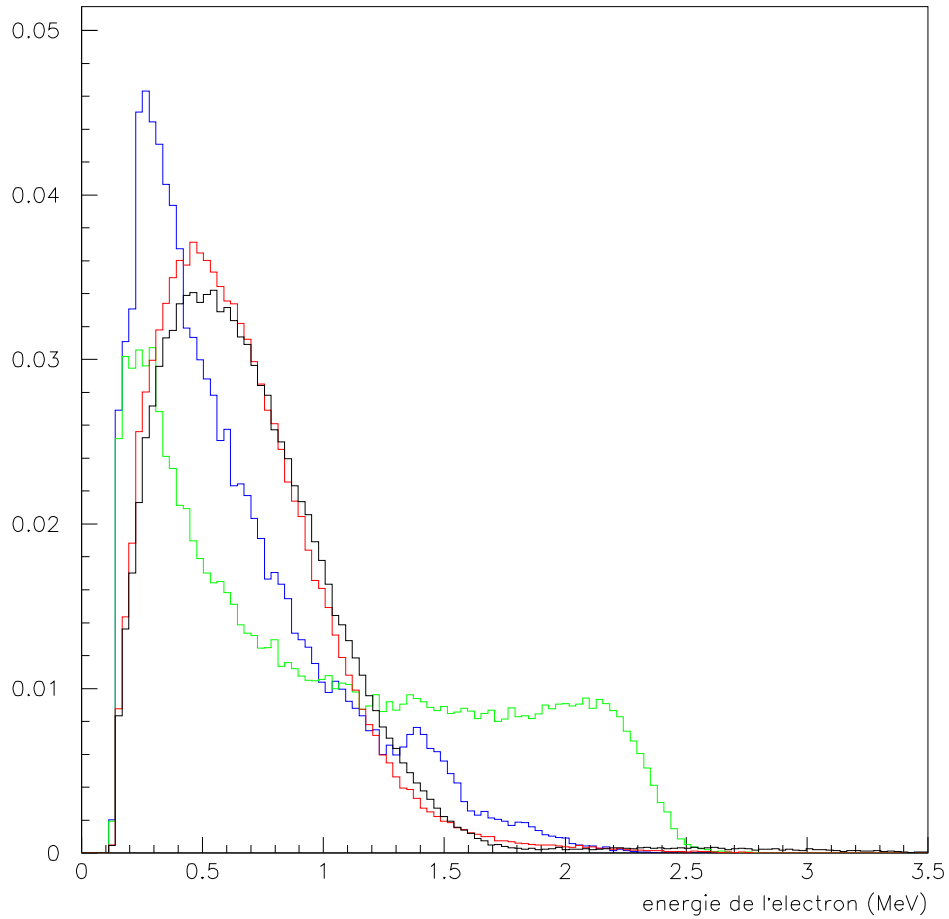


FIG. 6.20 – Spectre normalisé de l'énergie de l'électron émis dans le canal $e^-3\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

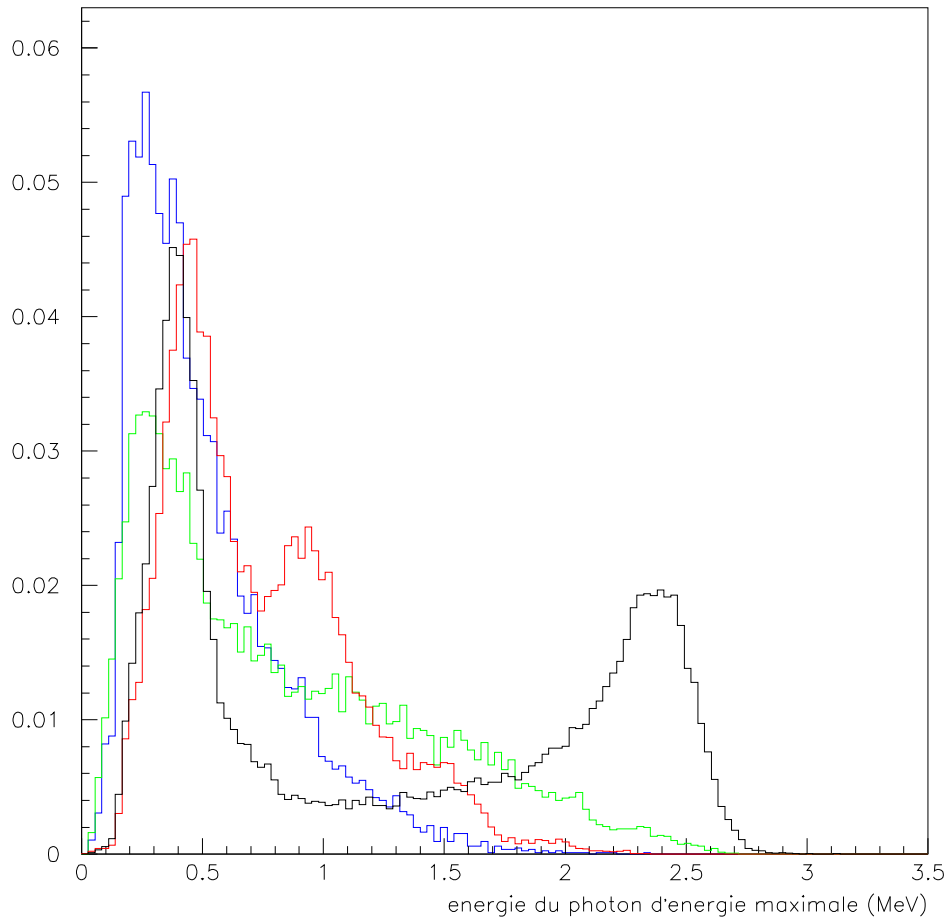


FIG. 6.21 – *Spectre normalisé de l'énergie du photon de plus haute énergie émis dans le canal $e^-3\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe*

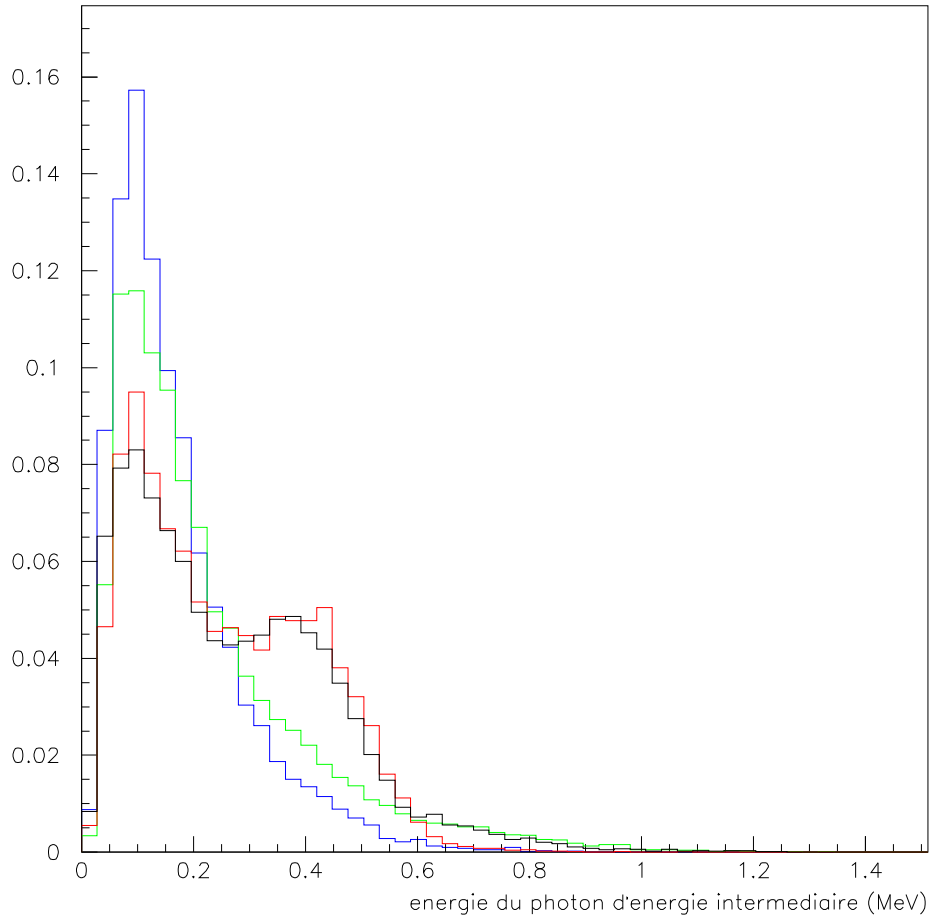


FIG. 6.22 – Spectre normalisé de l'énergie du photon d'énergie intermédiaire émis dans le canal $e^-3\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

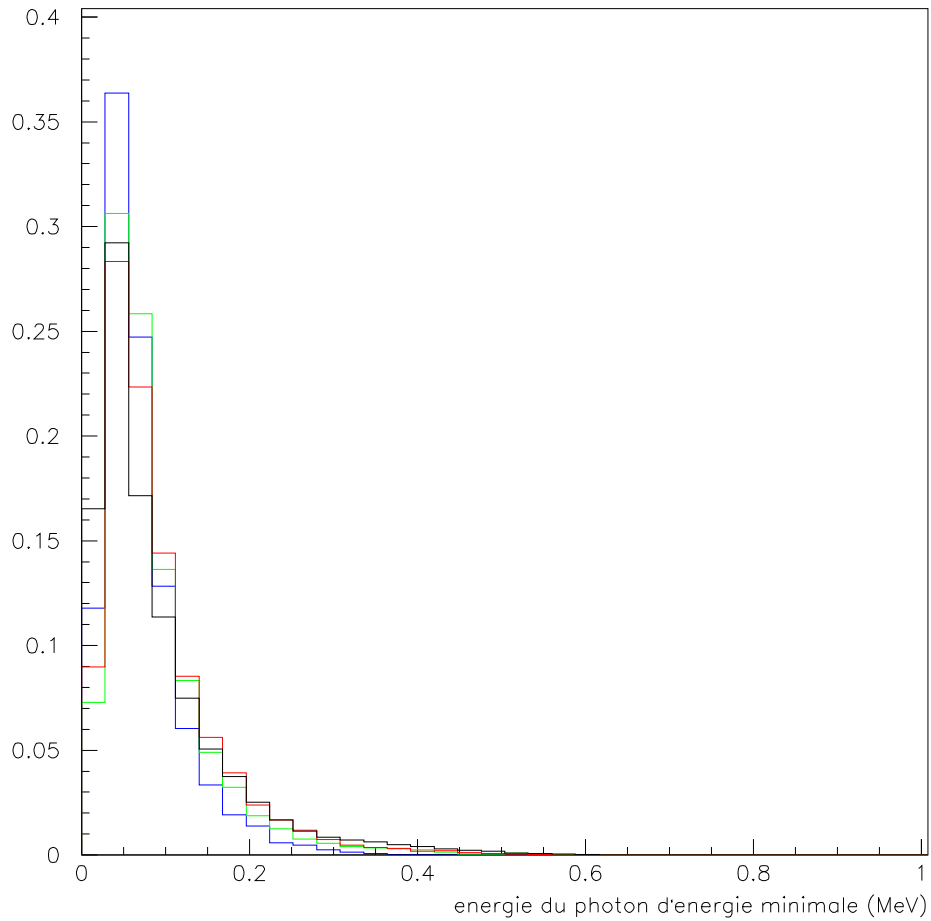


FIG. 6.23 – Spectre normalisé de l'énergie de l'électron émis dans le canal $e^-3\gamma$; en noir figure le ^{208}Tl interne, en vert, le ^{208}Tl externe, en rouge, le ^{214}Bi interne et en bleu, le ^{214}Bi externe

6.4.2 Analyse temporelle du canal $e^-3\gamma$

L'analyse temporelle du canal $e^-3\gamma$ repose sur le même principe que l'analyse temporelle menée à bien dans le canal $e^-2\gamma$: seule la topologie interne est étudiée, les coupures effectuées étant suffisamment efficaces pour ne pas rentrer dans le détail des différentes topologies externes. La variable étudiée, $\chi_{interne}^2$, est définie par la relation suivante :

$$\chi_{interne}^2 = \frac{(t_{e^-,th} - t_{e^-,mes} - t_0)^2}{\sigma_{e^-,th}^2 + \sigma_{e^-,exp}^2} + \frac{(t_{\gamma,min,th} - t_{\gamma,min,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,min,th}^2 + \sigma_{\gamma,min,exp}^2} + \frac{(t_{\gamma,inter,th} - t_{\gamma,inter,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,inter,th}^2 + \sigma_{\gamma,inter,exp}^2} + \frac{(t_{\gamma,min,th} - t_{\gamma,min,mes} - t_0)^2}{\sigma_{\gamma,min,th}^2 + \sigma_{\gamma,min,exp}^2}$$

La distribution de $\chi_{interne}^2$ est représentée sur la figure 6.24 : elle n'est plus centrée en 0, comme l'on doit s'y attendre pour une distribution de χ^2 à trois degrés de liberté.

La coupure appliquée sur la variable $\chi_{interne}^2$ est la suivante :

$$\chi_{interne}^2 \leq 16.3$$

ce qui correspond à une probabilité que $\chi_{interne}^2$ soit supérieure à 16.3, inférieure à 10^{-3} .

6.4.3 Efficacités des coupures appliquées

L'effet des coupures, définies ci-dessus, sur le signal et le bruit de fond étudiés est résumé dans le tableau 6.8. Ce canal, s'il est très sélectif, présente l'inconvénient d'avoir une efficacité faible, ce qui est un facteur limitant tant que la statistique acquise n'est pas suffisante.

	^{208}Tl interne	^{208}Tl externe	^{214}Bi interne	^{214}Bi externe
$0.5 \leq E_{e^-} (MeV) \leq 1.3$ $E_{\gamma,max} \geq 2.0 MeV$ $0.25 \leq E_{\gamma,inter} (MeV) \leq 0.6$ $E_{\gamma,min} \geq 0.1 MeV$	0.201 ± 0.005	$(3.8 \pm 0.2) 10^{-7}$	0	0
$\chi_{interne}^2 \leq 16.3$	0.114 ± 0.03	0	0	0

TAB. 6.8 – Efficacité (en %) des coupures appliquées, dans le canal $e^-3\gamma$ (l'erreur indiquée est une erreur statistique), définie comme étant le rapport du nombre d'événements ayant passé ces coupures, sur le nombre d'événements simulés

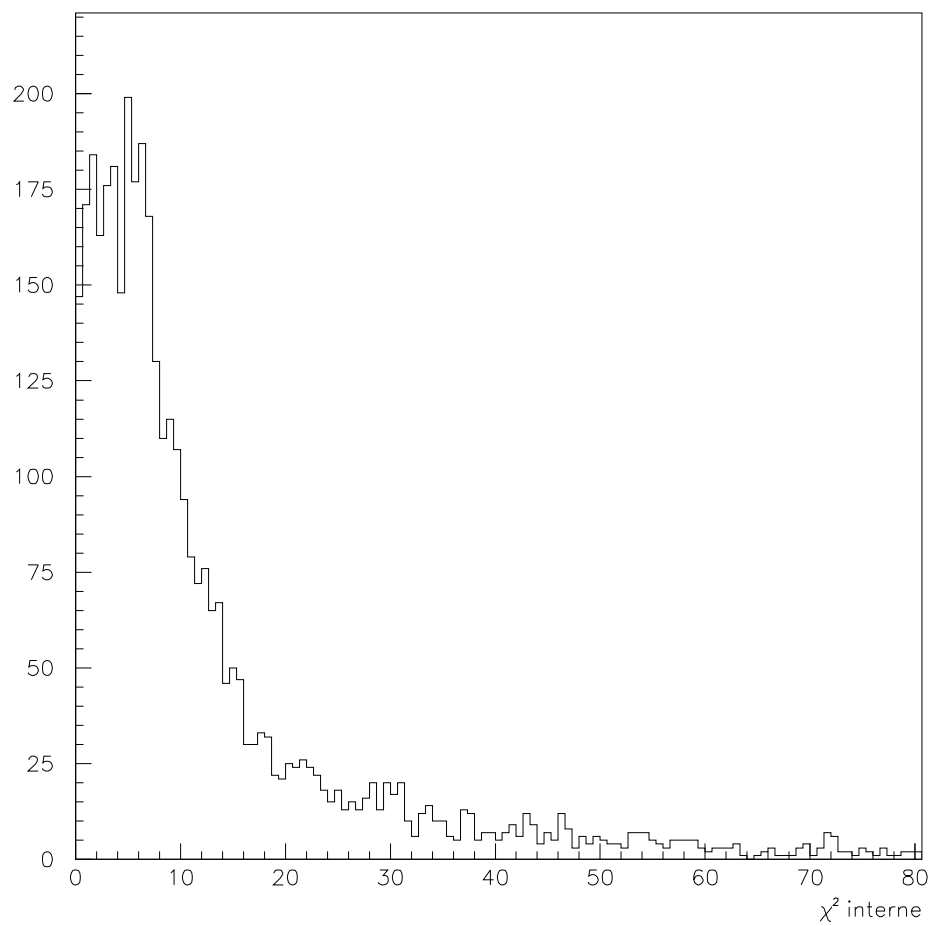


FIG. 6.24 – Distribution du $\chi^2_{interne}$, dans le canal $e^-3\gamma$, pour des événements issus de la désintégration du ^{208}Tl interne

6.4.4 Limite supérieure sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^{-3\gamma}$

Connaissant l'efficacité des coupures définies ci-dessus, et en supposant que les contaminations sont égales aux limites requises par l'expérience, nous sommes à même d'obtenir une limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources. La démarche est analogue à celle adoptée dans les canaux précédemment étudiés.

Le tableau 6.9 montre combien d'événements sont attendus, pour chacune des contributions, si les contaminations sont égales aux limites requises par l'expérience.

	Contamination	Nombre d'événements attendus
^{100}Mo , 7 kg		
^{208}Tl interne	≤ 0.02 mBq/kg	$\leq 0.6 \pm 0.1$
^{214}Bi interne	≤ 0.30 mBq/kg	négligeable
^{82}Se , 0.932 kg		
^{208}Tl interne	0.4 ± 0.1 mBq/kg	1.3 ± 0.4
^{214}Bi interne	1.2 ± 0.5 mBq/kg	négligeable
^{150}Nd , 0.037 kg		
^{208}Tl interne	10 ± 2 mBq/kg	1.3 ± 0.3
^{214}Bi interne	≤ 3 mBq/kg	négligeable
Bruit de fond externe		
^{208}Tl externe	18 Bq (PM)	négligeable
^{214}Bi externe	300 Bq (PM)	négligeable

TAB. 6.9 – Nombre d'événements attendus après 893.26 heures de données, pour des contaminations égales aux limites requises par l'expérience (les erreurs indiquées correspondent aux erreurs statistiques), dans le canal $e^{-3\gamma}$

6.4.5 Limite supérieure sur la contamination en ^{208}Tl des sources, obtenue par l'étude du canal $e^{-3\gamma}$

L'étude du même lot de données acquises par le détecteur a permis d'observer un événement, émis par le ^{82}Se : cela est compatible avec ce que l'on attend. De plus, la non observation d'événements émis par le ^{100}Mo permet d'exclure 2.3 événements de signal, à 90% de confiance, le nombre d'événements de bruit de fond étant négligeable ; cela conduit à la limite suivante :

$$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) \leq 0.086 \text{ mBq/kg}$$

Cette limite est du même ordre que celle obtenue dans le canal $e^{-2\gamma}$.

6.5 Activité des sources de ^{100}Mo en ^{208}Tl

L'étude des différents canaux a conduit à des limites supérieures sur l'activité en ^{208}Tl des sources de ^{100}Mo du même ordre, si l'on prend en compte les conditions particulières d'acquisition des données. En combinant ces trois canaux, la limite suivante est obtenue :

$$\mathcal{A}(^{208}\text{Tl}) \leq 0.068 \text{ mBq/kg (90\% C.L.)}$$

Notons que cette limite est nettement inférieure à la limite mesurée par les détecteurs germanium installés au Laboratoire Souterrain de Modane (0.11 mBq/kg) ; celle-ci reste, toutefois, supérieure à la limite requise par l'expérience (0.02 mBq/kg), mais, lorsque nous disposerons d'une durée d'acquisition plus longue, et de conditions d'acquisition optimales, il est probable que nous serons à même d'atteindre cette limite dans un délai relativement bref.

Par ailleurs, les événements observés émis par les sources dont l'activité en ^{208}Tl a été mesurée sont compatibles avec ces mesures.

6.6 Estimation de la présence de thoron à l'intérieur du gaz

L'analyse des premiers mois de données de NEMO3 ayant montré un niveau de radon dans le gaz de l'ordre de 20 mBq/kg [57], il a semblé essentiel d'estimer quantitativement le niveau de thoron présent à l'intérieur du détecteur, ce dernier étant particulièrement gênant pour le signal de double bêta recherché ($\beta\beta 0\nu$). Après avoir présenté le principe de l'analyse permettant d'accéder à une limite sur cette potentielle contamination, je montrerai les résultats obtenus en exploitant l'ensemble des données acquises par le détecteur de juin à novembre 2002.

6.6.1 Principe de l'analyse

Le thoron (^{220}Rn), comme cela a été expliqué au cours du chapitre 4, est une source de bruit de fond particulièrement gênante pour notre expérience puisqu'il conduit, au cours de sa désintégration, au ^{212}Bi , ce dernier se désintégrant, dans 36% des cas, en produisant un noyau de ^{208}Tl , comme le montre le schéma 6.25.

Dans 64% des cas, le ^{212}Bi conduit au ^{212}Po par désintégration bêta, celui-ci émettant ensuite une particule alpha : il est possible de signer la présence de thoron dans le gaz en utilisant le canal $e^-\alpha$. L'alpha ne déclenchera pas le TDC alpha de l'expérience, dont la fenêtre en temps est adaptée à la demi-vie du ^{214}Po (164 μs), tandis que la demi-vie du ^{214}Po n'est que de 300 ns.

Ce canal a les caractéristiques suivantes :

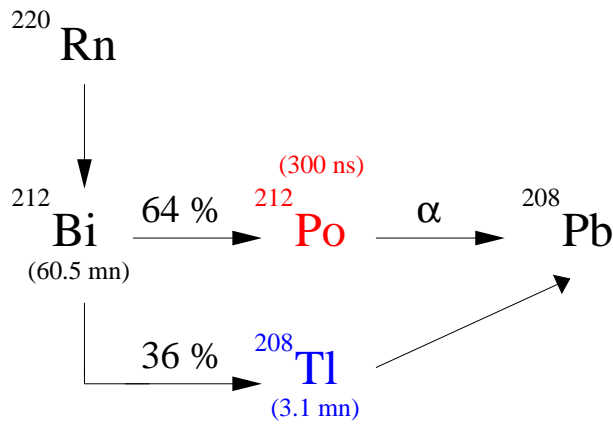


FIG. 6.25 – Désintégration du thoron ^{220}Rn

- il est constitué d'un électron (celui correspondant à la désintégration vers le niveau fondamental du ^{212}Po) et d'un alpha
- son rapport de branchement est égal à 55%
- l'électron a un Q_β de 2.27 MeV, et l'alpha une énergie de 8.8 MeV (le quenching dans un scintillateur est de l'ordre de 10 à 15 % à cette énergie)

Les événements correspondant à ce canal peuvent être regroupés en trois catégories, illustrées sur la figure 6.26 :

- (a) : un noyau de ^{212}Bi , présent dans le gaz non loin d'un scintillateur, émet un électron et une particule alpha, les deux déposant leur énergie dans deux scintillateurs distincts : cette topologie se caractérise par la présence de deux traces, dont une courte et rectiligne, et de deux scintillateurs séparés d'au moins 40 ns (cet écart permet de s'affranchir d'autres sources de bruit de fond tout en gardant une grande partie du signal recherché, 40 ns étant une durée faible face aux 300 ns de la période)
- (b) : un noyau de ^{212}Bi , présent dans le gaz plus près de la source que des scintillateurs, émet un électron, qui dépose son énergie dans un scintillateur, et une particule alpha qui ne parvient pas jusqu'au scintillateur, le parcours moyen d'une telle particule étant d'une trentaine de cm dans le mélange gazeux de NEMO3 : les événements correspondant à cette topologie ne peuvent pas être utilisés dans ce canal.
- (c) : un noyau de ^{212}Bi , présent dans le mylar entourant les scintillateurs, émet un électron et une particule alpha, cette dernière ne parvenant pas à sortir du scintillateur : cette topologie se caractérise par la présence d'un électron traversant, et de deux scintillateurs séparés par au moins 40 ns. Notons qu'une contamination du mylar - raisonnablement faible - n'est pas gênante.

Outre la coupure temporelle, impliquant que le scintillateur associé à la particule alpha soit retardé d'au moins 40 ns par rapport au scintillateur associé à l'électron, des coupures sur l'énergie de ces deux particules sont effectuées (la première permet de s'affranchir d'une

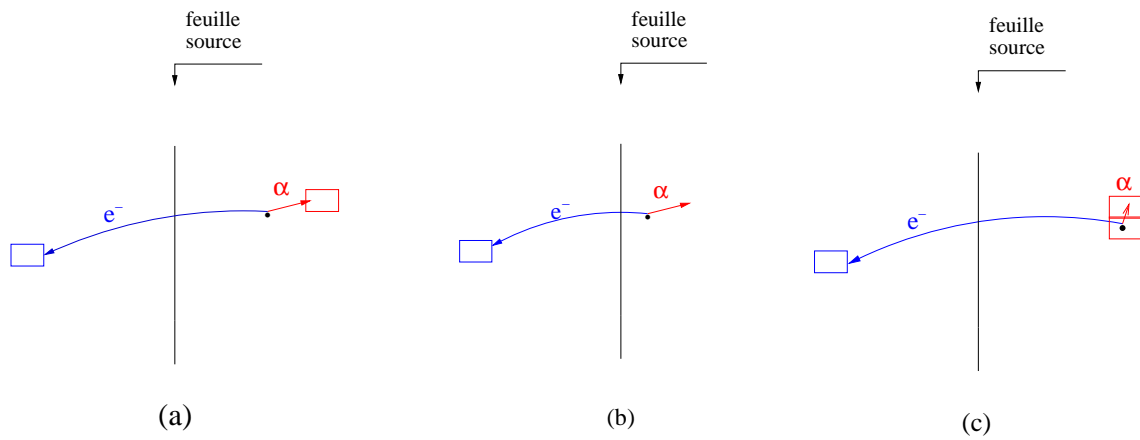


FIG. 6.26 – Topologies des événements $e^- \alpha$ émis par un noyau de thoron

autre source de bruit de fond telle que le ^{212}Bi , la seconde permet de se situer au-dessus du seuil en énergie du calorimètre) :

$$E(e^-) \geq 1 \text{ MeV}$$

$$E(\alpha) \geq 0.1 \text{ MeV}$$

6.6.2 Estimation de l'efficacité des coupures effectuées

L'estimation de l'efficacité des coupures effectuées tient compte de différents facteurs :

- le rapport de branchement de ce canal est égal à 55 %
- la probabilité que la particule alpha soit détectée est d'environ 0.5
- la probabilité que l'énergie de l'électron soit supérieure à 1 MeV est d'environ 0.5
- une partie de la demi-vie du ^{212}Po est étudiée, l'intervalle de temps accessible pour le scintillateur associé à la particule alpha étant compris entre 40 ns et 160 ns (cela est dû à la gamme de l'électronique TDC du scintillateur) : ceci diminue d'un facteur 4 l'efficacité
- seule la moitié du volume de gaz, situé à moins de 30 cm des scintillateurs, est étudiée par cette méthode, le restant correspondant à la topologie (c)

L'efficacité, notée ϵ , de détection dans ce canal, ainsi estimée, est approximativement égale à :

$$\epsilon = 0.017$$

Soulignons que l'incertitude sur cette estimation n'est pas négligeable, dans la mesure où la contribution de certains facteurs cités ci-dessus a été estimée de manière approximative.

6.6.3 Etude des données expérimentales

L'ensemble des données acquises par le détecteur depuis sa mise en fonctionnement dans sa configuration définitive, représentant 893.26 heures, a été étudié. Cette analyse a fourni 122 événements. En les visualisant, un par un, il est possible de séparer ceux correspondant à un noyau de ^{212}Bi présent dans le gaz (topologie a) de ceux correspondant à un noyau de ^{212}Bi présent dans le mylar, les premiers présentant une cassure caractéristique de l'émission de la particule alpha. J'ai ainsi pu distinguer quatre événements émis dans le gaz, les autres étant émis dans le mylar entourant les scintillateurs.

Le spectre en énergie de la particule alpha est représenté sur la figure 6.27 : l'énergie déposée par cette particule est inférieure à 1.3 MeV, ce qui est cohérent compte tenu du quenching d'un α de 8.8 MeV dans un scintillateur.

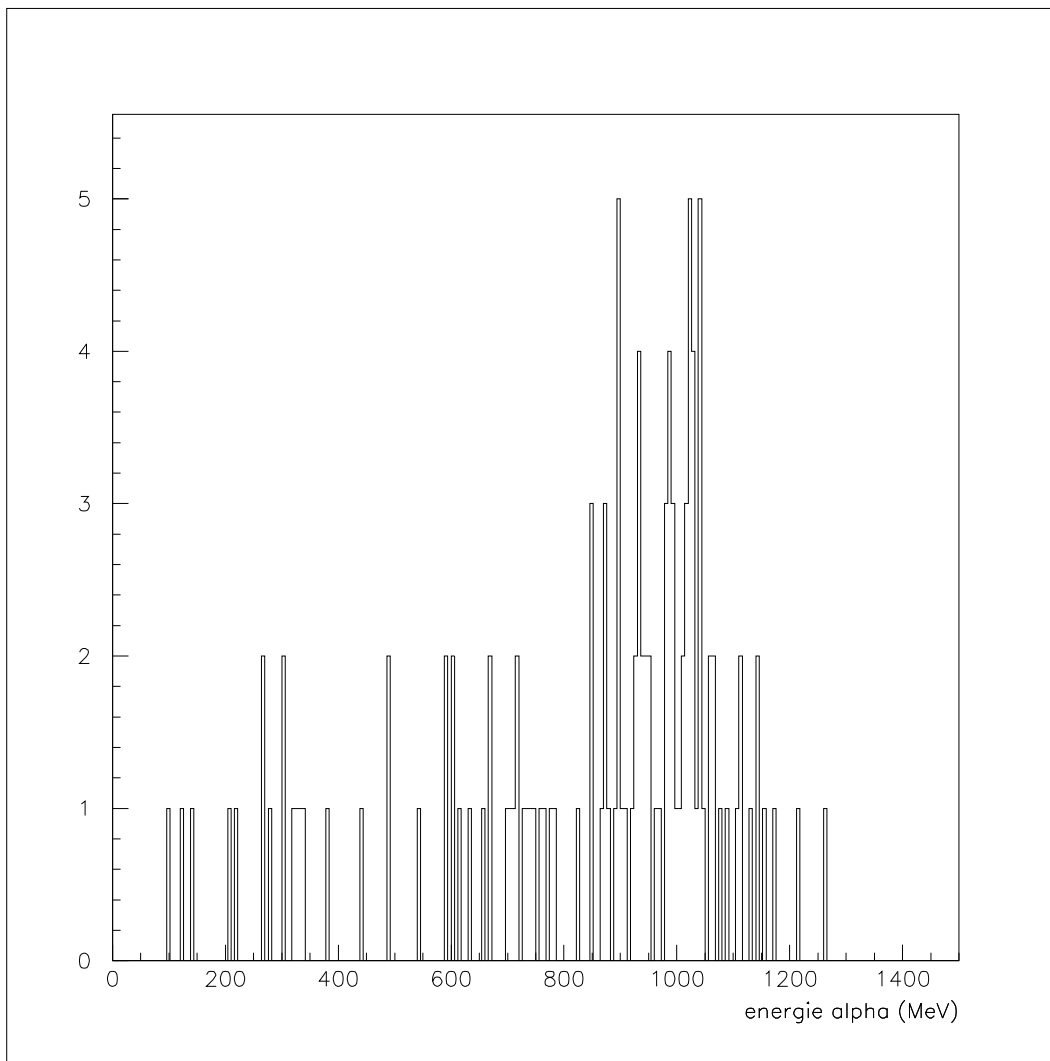


FIG. 6.27 – Spectre en énergie de la particule alpha détectée

Le spectre en énergie de l'électron émis est représenté sur la figure 6.28 : on reconnaît l'allure d'un spectre de désintégration bêta d'énergie disponible égale à 2.3 MeV.

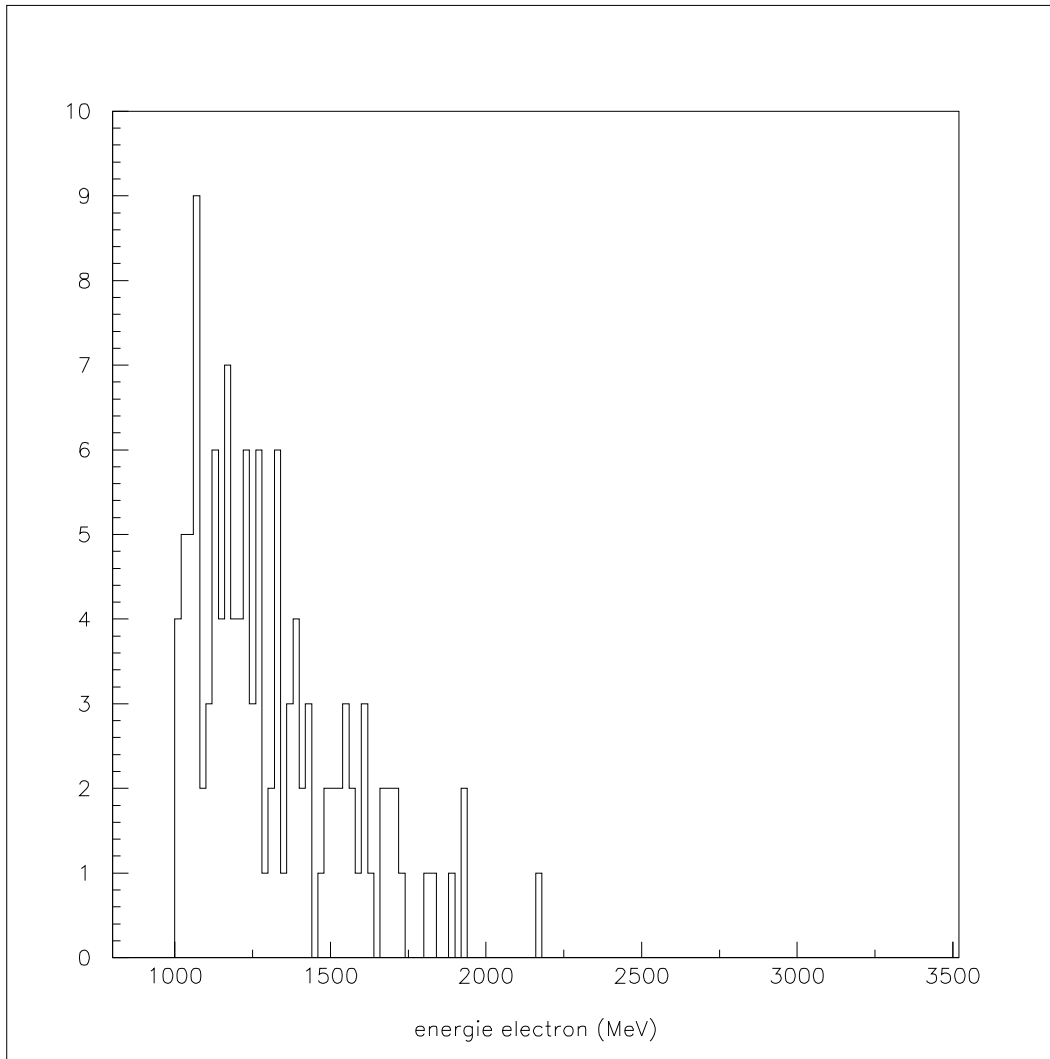


FIG. 6.28 – *Spectre en énergie de l'électron détecté*

6.6.4 Ultra faible activité en thoron à l'intérieur du détecteur

Les quatre événements observés dus à la présence de thoron au sein du gaz du détecteur de traces nous donnent accès à la contamination en thoron de ce gaz, en utilisant l'efficacité estimée précédemment : celle-ci est donc égale à $55 \mu\text{Bq}$ pour l'ensemble du volume gazeux, soit environ $3 \mu\text{Bq}/m^3$. Ceci est cohérent avec la mesure du taux de thoron présent dans l'air entourant le détecteur : en effet, ce taux est environ 300 fois plus petit que celui en radon, ce dernier étant de l'ordre de $10 \text{ Bq}/m^3$. La contamination en radon à l'intérieur du détecteur ayant été estimée aux environs de $20 \text{ mBq}/m^3$, celle en thoron est inférieure à $60 \mu\text{Bq}/m^3$ (le thoron ayant une demi-vie courte, il est probable que le rapport entre les taux de thoron à l'intérieur et à l'extérieur du détecteur soit plus faible que celui correspondant au radon).

La contamination en thoron à l'intérieur du détecteur de traces est donc négligeable : en effet, dans la mesure où seuls les noyaux de thoron situés près de la source sont gênants, la limite requise pour les émetteurs $\beta\beta$ - $20\mu\text{Bq/kg}$ - est très supérieure à la contamination mesurée en thoron.

Enfin, les 118 événements observés, émis au sein du mylar entourant les scintillateurs, représentent une contamination de ce mylar de l'ordre de 3 mBq , soit 0.5 mBq/kg : ce chiffre est largement inférieur à la limite supérieure mesurée par les spectromètres germanium (20 mBq/kg), et négligeable face à la contamination du verre des photomultiplicateurs en ^{208}Tl (de l'ordre de 20 mBq/kg). Par conséquent, cette contamination n'est pas gênante.

6.7 Conclusion

L'étude d'une partie du bruit de fond de l'expérience, présentée dans ce chapitre, a conduit à une limite sur la radiopureté des sources de ^{100}Mo en ^{208}Tl - source de bruit de fond particulièrement dangereuse pour l'expérience - égale à $68\mu\text{Bq/kg}$, en utilisant 900 heures de données préliminaires : cette limite est nettement inférieure à la limite mesurée par les détecteurs germanium (égale à $110\mu\text{Bq/kg}$). La limite requise par l'expérience - $20\mu\text{Bq/kg}$ - devrait être atteinte dans un délai relativement court. Par ailleurs, la contamination en thoron à l'intérieur du détecteur est négligeable.

Chapitre 7

Analyse de la double désintégration bêta interdite

Extraire un signal du spectre de la somme en énergie des deux électrons détectés par l'expérience requiert une grande rigueur compte tenu du fait qu'un très faible nombre d'événements de signal est attendu. Pour ce faire, la méthode usuelle consiste à se placer dans une fenêtre en énergie centrée autour du $Q_{\beta\beta}$ du noyau étudié et d'évaluer la contribution des différentes sources de bruit de fond dans cette fenêtre. J'ai développé une autre méthode, reposant sur un maximum de vraisemblance¹.

Après avoir décrit les motivations qui m'ont poussée à choisir cette méthode, je détaillerai son principe : choix des variables, détermination des coupures appliquées, définition des distributions de probabilité puis de la vraisemblance. L'ajustement des distributions de probabilité est ensuite présenté, pour chacune des composantes de la vraisemblance (signal et sources de bruit de fond). La pertinence de cette méthode est ensuite démontrée en présentant les résultats obtenus en appliquant ce maximum de vraisemblance sur des événements simulés, puis sur les premières données prises par le détecteur.

7.1 Motivations

Le choix de la méthode d'analyse décrite dans ce chapitre a été motivé par un certain nombre de raisons résumées ci-dessous.

- la distribution différentielle de la $\beta\beta 2\nu$, principale contribution aux événements étudiés, dépend de trois variables : l'énergie des deux électrons et l'angle entre les deux traces. Ces trois variables peuvent être mesurées par le détecteur NEMO3, ce dernier étant doté d'un détecteur de traces et d'un calorimètre. La seule méthode permettant de prendre en compte simultanément ces variables et d'utiliser ainsi toute l'information disponible est un maximum de vraisemblance.
- la $\beta\beta 2\nu$ constituant la principale source de bruit de fond de l'expérience, il importe de très bien quantifier sa contribution à l'extrémité du spectre en énergie totale, zone

¹compte tenu de la faible statistique acquise par NEMO2, un maximum de vraisemblance n'avait pas lieu d'être pour l'analyse des données fournies par ce prototype

en énergie correspondant à la $\beta\beta 0\nu$ et donc d'ajuster très soigneusement ce spectre ; en faisant un ajustement global de ce spectre, il est ainsi possible d'avoir la même erreur systématique liée à l'appareillage, sur le signal de $\beta\beta 0\nu$ et sur le fond principal de l'expérience, constitué par la $\beta\beta 2\nu$

- c'est également une façon de s'assurer de la cohérence de la mesure en énergie sur l'extrémité du spectre de la somme des énergies des deux électrons : en effet, la connaissance de la forme de ce spectre, pour la $\beta\beta 2\nu$, permet de très bien contraindre la zone correspondant au signal de $\beta\beta 0\nu$, située à l'extrémité du spectre correspondant à la $\beta\beta 2\nu$, dans la mesure où ce spectre chute brutalement pour une énergie totale proche du $Q_{\beta\beta}$ de la réaction, comme nous le verrons ultérieurement. Il est possible de définir le $Q_{\beta\beta}$ de la réaction comme un paramètre libre de la vraisemblance et de s'assurer qu'on le reconstruit à l'énergie attendue, validant ainsi le calibrage en énergie du détecteur
- la séparation entre les différentes contributions est améliorée lorsque l'on prend en compte toute l'information possible : ainsi, il est possible de séparer les processus de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche (V-A) et via l'échange d'un courant droit (V+A), les distributions angulaires de ces deux mécanismes étant distinctes

7.2 Principe

Un événement comprenant deux électrons, détecté par l'expérience, peut avoir plusieurs origines :

- le signal recherché : la double désintégration bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$)
- la double désintégration bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$)
- le bruit de fond interne au détecteur (^{208}Tl et ^{214}Bi)
- le bruit de fond d'origine externe au détecteur (^{208}Tl et ^{214}Bi)
- les neutrons résiduels

Par conséquent, il est nécessaire de construire la vraisemblance à partir des distributions de probabilité correspondant à chacune de ces contributions : sept distributions de probabilité sont donc définies. Soulignons que les sources de bruit de fond autres que la $\beta\beta 2\nu$ sont connues de façon quantitative par l'étude de différents canaux comme cela a été précisé au chapitre 4 : leurs contributions respectives dans la vraisemblance peuvent donc être fixées.

7.2.1 Choix des variables

L'utilisation d'un maximum de vraisemblance ayant été motivée, notamment, par la nécessité d'utiliser toute l'information possible, les variables choisies sont celles qui interviennent dans l'expression des distributions différentielles relatives aux processus de double désintégration bêta. Ces variables, au nombre de trois, sont redéfinies de la façon suivante :

- la somme des énergies cinétiques² des deux électrons (notée \mathbf{E}_{tot} dans la suite de ce chapitre) : le choix de cette variable est naturel, dans la mesure où le signal recherché se caractérise essentiellement par sa position sur le spectre de la somme en énergie des deux électrons. Je ne considère que la zone en énergie totale située au-delà de 2 MeV : cette limite inférieure permet d'ajuster correctement le bout du spectre en E_{tot} de la $\beta\beta 2\nu$, le signal recherché, situé aux alentours de 2.9 MeV ainsi que la valeur de $Q_{\beta\beta}$.
- l'énergie de l'électron de plus faible énergie (notée \mathbf{E}_{min} dans la suite de ce chapitre) : ce choix a été motivé par le fait que la distribution angulaire ne dépend pratiquement, pour les processus étudiés ici, que de l'énergie la plus faible. En effet, cette distribution est proportionnelle à

$$A \pm \beta_{min}\beta_{max}\cos\theta$$

($\beta_{min(max)}$ désignant le rapport de la vitesse de la particule d'énergie minimale (resp. maximale) sur la vitesse de la lumière, et A , une constante) : β_{max} étant voisin de 1, la distribution angulaire ne dépend quasiment que de l'énergie minimale. De plus, la diffusion multiple a une contribution nettement plus importante pour une valeur peu élevée de l'énergie. Par conséquent, la distribution angulaire ne dépend quasiment pas de l'énergie totale E_{tot} mais seulement de E_{min} (cela a été vérifié systématiquement, pour chacun des processus) : nous verrons que cela a une grande importance dans la définition de la distribution de probabilité tridimensionnelle, décrite dans la section qui suit.

- l'angle entre les traces des deux électrons (noté θ dans la suite de ce chapitre) : les distributions angulaires sont en effet distinctes suivant le type de signal recherché (V-A, V+A), d'une part, et, d'autre part, suivant que l'on étudie le signal ou les différentes sources de bruit de fond

7.2.2 Définition des probabilités de distribution

A partir des trois variables de l'analyse, une distribution de probabilité tridimensionnelle, notée P_{3D}^X , est construite, pour chacune des sept contributions X citées précédemment. Compte tenu du fait que la distribution angulaire ne dépend que très faiblement de E_{tot} , d'une part, et que, d'autre part, les variations de $\cos\theta$ et de E_{min} par rapport à E_{min} et E_{tot} , respectivement, sont très douces, la distribution de probabilité peut s'écrire sous la forme du produit de trois distributions de probabilité, dont deux conditionnelles, comme le montre la relation suivante :

$$P_{3D}^X = P^X(E_{tot}) P^X(E_{min}/E_{tot}) P^X(\cos\theta/E_{min})$$

$P^X(\cos\theta/E_{min})$ désignant la distribution de probabilité conditionnelle de $\cos\theta$, connaissant E_{min} , $P^X(\cos\theta/E_{min})$, la distribution de probabilité conditionnelle de E_{min} , connaissant

²les énergies utilisées ici sont les énergies déposées dans les scintillateurs auxquelles a été rajoutée l'énergie perdue dans le gaz : l'énergie perdue dans la source - de l'ordre de 100 keV - n'étant pas connue précisément, elle n'est pas rajoutée

E_{tot} et $P^X(E_{tot})$, la distribution de probabilité de E_{tot} .

La démarche adoptée est identique pour les sept distributions de probabilité et peut se résumer en quatre étapes :

- Ajustement de $P^X(\cos\theta/E_{min})$: pour ce faire, les distributions angulaires, associées au processus X et correspondant à des intervalles successifs de E_{min} larges de 200 keV, sont ajustées et les coefficients de l'ajustement sont à leur tour ajustés en fonction de la variable E_{min}
- Vérification de la non-dépendance de cette distribution de probabilité conditionnelle par rapport à la variable E_{tot}
- Ajustement de $P^X(E_{min}/E_{tot})$: les distributions de E_{min} , associées au processus X et correspondant à des intervalles successifs de E_{tot} larges de 200 keV, sont ajustées et les coefficients de l'ajustement sont à leur tour ajustés en fonction de la variable E_{tot}
- Ajustement de $P^X(E_{tot})$

Les distributions de probabilité P_{3D}^X sont des fonctions analytiques, définies à partir des événements Monte Carlo.

7.2.3 Vraisemblance

Définition

La contribution des sept processus X à la vraisemblance est caractérisée par le paramètre x_X , rapport du nombre d'événements relatifs au processus X au nombre total d'événements étudiés, noté N_{tot} . La vraisemblance est définie par la relation suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{tot}} (\sum_{X=1}^7 x_X P_{3D}^X)$$

Les paramètres intervenant dans la vraisemblance sont les six³ rapports x_X , ainsi que le $Q_{\beta\beta}$ caractéristique d'un émetteur de double désintégration bêta : ce dernier est, comme cela a été expliqué précédemment, une façon de vérifier notre bonne connaissance de l'échelle en énergie. Soulignons que le paramètre $x_{\beta\beta 0\nu}$ relatif à la contribution de la $\beta\beta 0\nu$ désignera le processus de type V-A (courant gauche) ou celui de type V+A (courant droit) suivant le processus recherché.

Minimisation

Les contributions des différents bruits de fond sont mesurées et fixées dans la vraisemblance. Seuls restent libres deux paramètres : la contribution du signal recherché (la $\beta\beta 0\nu$)

³la contribution, dominante, de la $\beta\beta 2\nu$ est définie en fonction des rapports correspondant aux six autres processus

et le $Q_{\beta\beta}$ ⁴.

La minimisation de $-\ln\mathcal{L}$ donne accès aux valeurs de ces deux paramètres : du nombre d'événements de signal qui sont ainsi exclus, j'ai pu déduire une limite inférieure sur la demi-vie de la double désintégration bêta interdite et donc une limite supérieure sur la masse effective du neutrino électronique.

Cette minimisation est effectuée en utilisant MINUIT.

7.2.4 Coupures effectuées

Les événements à deux électrons correspondant à l'un des sept processus précités doivent avoir une énergie totale E_{tot} supérieure à 2 MeV, comme cela a été expliqué précédemment, l'ajustement du spectre en énergie totale n'étant effectué qu'à partir de 2 MeV. Par ailleurs, un certain nombre de coupures ont été appliquées, déterminées expérimentalement, dont les caractéristiques sont les suivantes :

- $\cos\theta$ est compris entre -1 et 0.8 (deux traces trop proches l'une de l'autre ont une probabilité non négligeable d'être mal reconstruites) : cette coupure, préliminaire, sera affinée lorsque nous disposerons de davantage de données. De plus, les traces associées à un scintillateur des pétales, proche de la feuille source, sont rejetées, dans la mesure où elles sont moins bien reconstruites, comme cela a été montré dans le chapitre 5.
- les deux électrons émis correspondant au signal recherché devant provenir du même vertex, au sein d'une feuille source, l'écart entre les vertex des traces reconstruites des deux électrons émis doit être inférieur à 4 cm, dans les trois dimensions : cette coupure est lâche, dans la mesure où les résolutions transverse et longitudinale sur le vertex sont inférieures au centimètre, comme cela a été montré au cours du chapitre 5
- les deux électrons émis devant provenir d'une feuille source, il est donc nécessaire de mener à bien une analyse temporelle des événements afin de sélectionner ceux correspondant à une topologie interne : cette analyse sera détaillée lors de l'étude des événements expérimentaux (paragraphe 7.5).

7.3 Distributions de probabilité

Dans ce paragraphe, les ajustements des distributions de probabilité tridimensionnelles relatives aux sept processus pris en compte dans la vraisemblance sont présentés successivement, en décrivant de façon plus détaillée le spectre en énergie totale de la $\beta\beta 2\nu$, dans la mesure où l'ajustement de ce spectre a été réalisé avec beaucoup de précautions, compte tenu du rôle particulier qu'il joue dans la construction de la vraisemblance.

⁴le signal étant recherché émetteur par émetteur, le $Q_{\beta\beta}$ est donc défini pour chaque émetteur

7.3.1 Double désintégration bêta permise $\beta\beta 2\nu$

Probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$

L'ajustement, par un polynôme de degré 3, de la distribution angulaire de la $\beta\beta 2\nu$ est représenté sur la figure 7.1, pour des valeurs de E_{min} comprise entre 0.8 et 1 MeV : la distribution angulaire est soumise à l'influence conjointe de l'acceptance du détecteur et de la diffusion multiple.

Les coefficients du polynôme d'ajustement dépendent linéairement de l'énergie E_{min} . La normalisation de cette distribution de probabilité conditionnelle est l'intégrale de la fonction d'ajustement entre -1 et 0.8 ; ceci restant valable quel que soit le type de processus ajusté, je ne le préciserai pas pour les autres processus dont l'ajustement est défini dans les paragraphes suivants.

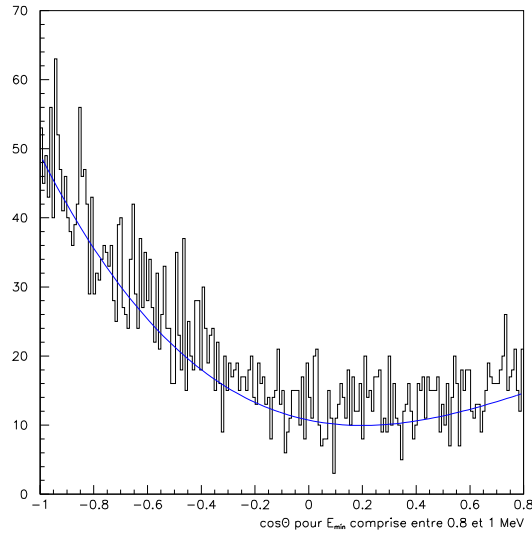


FIG. 7.1 – Ajustement de la distribution angulaire de la $\beta\beta 2\nu$ pour une énergie E_{min} comprise entre 0.8 et 1 MeV

Probabilité conditionnelle $P(E_{min}/E_{tot})$

L'ajustement, par un polynôme de degré 2, de la distribution en énergie E_{min} de la $\beta\beta 2\nu$ est représenté sur la figure 7.2 : cette distribution s'arrêtant à la valeur $E_{tot}/2$, la normalisation de cette distribution de probabilité conditionnelle, égale à l'intégrale de 0.1 MeV à $E_{tot}/2$, doit être effectuée pour chaque événement. Ceci reste valable pour les autres types de processus.

Les coefficients d'ajustement dépendent de E_{tot} via un polynôme de degré 2.

Probabilité $P(E_{tot})$

L'ajustement du spectre en énergie totale E_{tot} doit être effectué avec beaucoup de soin, dans la mesure où la fin du spectre doit être parfaitement reproduite par l'ajustement. Je

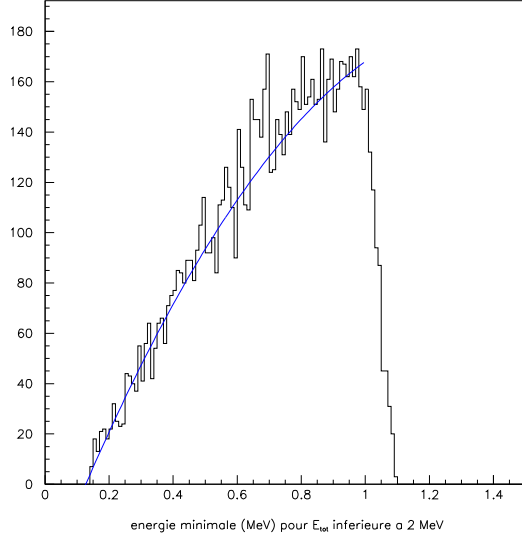


FIG. 7.2 – Ajustement de la distribution de E_{min} de la $\beta\beta 2\nu$ pour une énergie E_{tot} inférieure à 2 MeV

me suis donc inspirée de la forme, analytique car prenant en compte des corrections coulombiennes non relativistes, de ce spectre, approchée, donnée par la formule de Primakoff et Rosen suivante [21] :

$$\frac{dN}{dE_{tot}} = E_{tot}(Q_{\beta\beta} - E_{tot})^5 \left(1 + 2E_{tot} + \frac{4}{3}E_{tot}^2 + \frac{1}{3}E_{tot}^3 + \frac{1}{30}E_{tot}^4 \right)$$

(l'énergie s'exprime, dans cette formule, en keV/(masse de l'électron)).

Cette expression ne prend pas en compte les effets relativistes, d'une part, ni, d'autre part, les effets inhérents à l'appareillage : résolution en énergie du calorimètre, énergie perdue dans la source et non reconstruite, acceptance de l'appareillage. Cependant, cela constitue un point de départ satisfaisant.

Afin d'ajuster le mieux possible le bout du spectre, il est nécessaire de disposer d'une statistique suffisante pour l'extrémité du spectre. Pour ce faire, j'ai utilisé plusieurs lots d'événements simulés, mis bout à bout convenablement : un premier lot correspond à une énergie totale comprise supérieure à 1.5 MeV, un second, à une énergie supérieure à 2.3 MeV et un dernier, à une énergie supérieure à 2.6 MeV. La barre d'erreur sur l'ajustement de l'extrémité du spectre est ainsi plus faible.

Afin d'adapter la formule de Primakoff et Rosen aux données prises par NEMO3, en particulier en bout de spectre, j'ai laissé libre l'exposant du terme dominant $((Q_{\beta\beta} - E_{tot})^5)$ ainsi que le $Q_{\beta\beta}$ et effectué un ajustement du spectre, par la méthode des moindres carrés, du spectre, en séparant ce dernier en deux parties, et en assurant soigneusement la continuité entre ces deux parties :

- la première partie, correspondant à une énergie E_{tot} inférieure à 2.7 MeV, a été ajustée par la forme approchée de Primakoff et Rosen, conduisant ainsi aux valeurs appropriées de l'exposant (5.42) et de $Q_{\beta\beta}$ (3.04 MeV).
- la seconde partie, correspondant à la fin du spectre située au-delà de 2.7 MeV, a été ajustée, par un polynôme de degré 5, par la méthode des moindres carrés. La figure 7.3 montre le résultat de cet ajustement ; ce dernier sera réadapté lorsque les caractéristiques définitives de l'appareillage seront connues (notamment, la résolution en énergie)

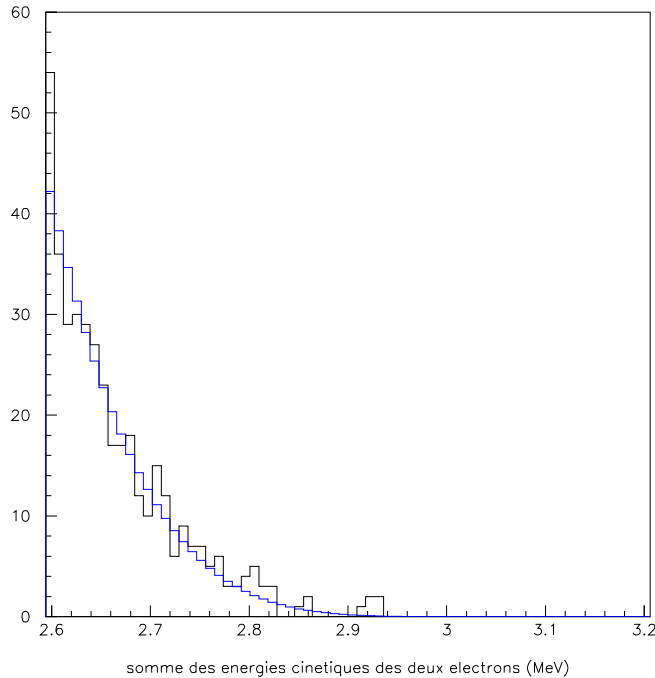


FIG. 7.3 – Ajustement analytique “binné” (en bleu) du spectre en énergie totale E_{tot} , pour des événements de $\beta\beta 2\nu$ simulés au-delà de 2.7 MeV (cette simulation correspond à environ 5 ans de données)

La figure 7.4 montre le résultat global de l’ajustement, sur toute la gamme en énergie totale E_{tot} étudiée.

7.3.2 Double désintégration bêta interdite $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l’échange d’un courant gauche V-A

Probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$

L’ajustement, par un polynôme de degré 3, de la distribution angulaire correspondant à des événements de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l’échange d’un courant gauche, pour une énergie E_{min} comprise entre 1.2 et 1.4 MeV (cela correspond à la gamme en énergie minimale

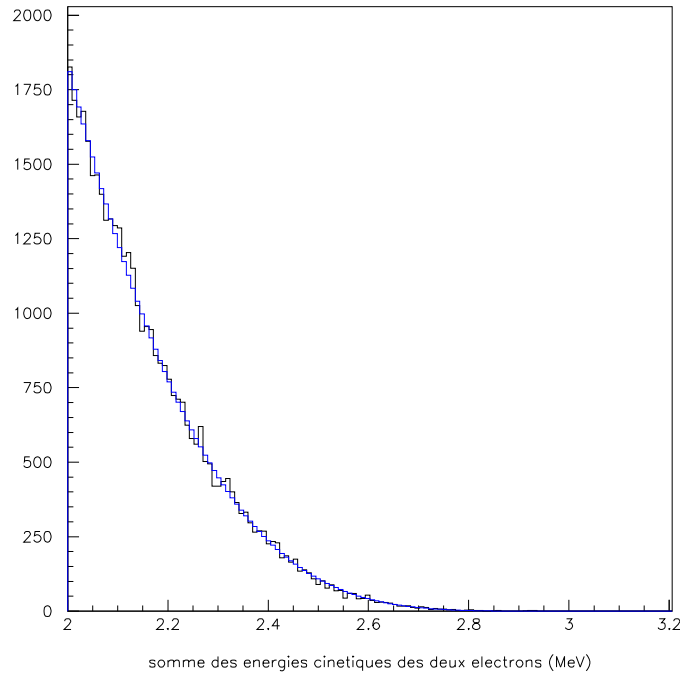


FIG. 7.4 – Application de l’ajustement précédent à la totalité du spectre étudié

présentant la plus grande statistique), est représenté sur la figure 7.5. Les coefficients du polynôme d’ajustement dépendent linéairement de l’énergie E_{min} .

Probabilité conditionnelle $P(E_{min}/E_{tot})$

L’ajustement, par un polynôme de degré 2, de la distribution en énergie minimale, pour une énergie totale supérieure à 2.8 MeV, est représenté sur la figure 7.6.

Probabilité $P(E_{tot})$

L’ajustement du spectre en énergie totale correspondant à la $\beta\beta 0\nu$ (V-A) est représenté sur la figure 7.7 : il est composé d’une gaussienne centrée sur le paramètre $Q_{\beta\beta}$ ⁵ et d’un polynôme, raccordés l’un à l’autre par continuité.

La normalisation de cette distribution de probabilité est l’intégrale, de 2 MeV au bout du spectre, de la fonction d’ajustement.

⁵ce paramètre pouvant être laissé libre dans la vraisemblance, il doit intervenir dans chacune des distributions de probabilité en énergie totale

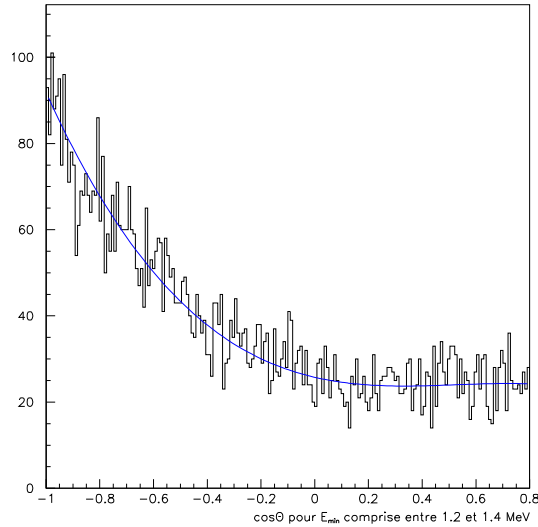


FIG. 7.5 – Ajustement de la distribution angulaire pour une énergie E_{min} comprise entre 1.2 et 1.4 MeV ($\beta\beta 0\nu$ V-A)

7.3.3 Double désintégration bêta interdite $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit V+A

Probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$

L'ajustement, par un polynôme de degré 3, de la distribution angulaire correspondant à des événements de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit, pour une énergie E_{min} comprise entre 0.8 et 1. MeV, est représenté sur la figure 7.8. Les distributions angulaires des deux types de $\beta\beta 0\nu$ étudiés rendent possible leur distinction au moyen de la vraisemblance, comme nous le verrons plus loin (paragraphe 7.3), même si les différences entre les distributions angulaires liées à ces deux processus sont lissées par les effets expérimentaux.

Les coefficients du polynôme d'ajustement dépendent linéairement de l'énergie E_{min} .

Probabilité conditionnelle $P(E_{min}/E_{tot})$

L'ajustement, par un polynôme de degré 2, de la distribution en énergie minimale, pour une énergie totale supérieure à 2.8 MeV, est représenté sur la figure 7.9 : .

Probabilité $P(E_{tot})$

L'ajustement du spectre en énergie totale correspondant à la $\beta\beta 0\nu$ (V+A) est représenté sur la figure 7.10 : ce spectre ayant la même forme que celui correspondant à la $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche, son ajustement est semblable au précédent.

La normalisation de cette distribution de probabilité est l'intégrale, de 2 MeV au bout du spectre, de la fonction d'ajustement.

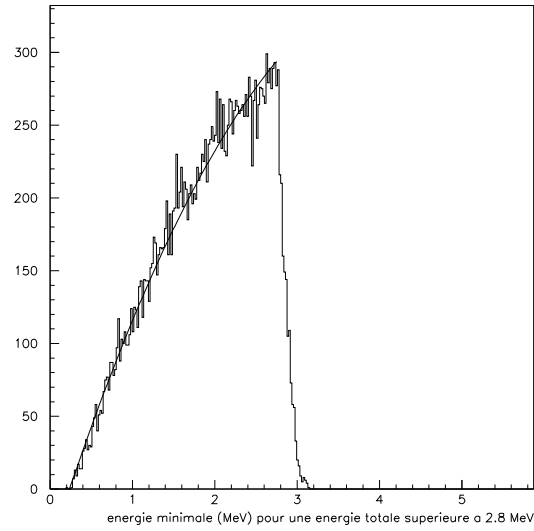


FIG. 7.6 – Ajustement de la distribution en énergie minimale pour une énergie E_{tot} supérieure à 2.8 MeV ($\beta\beta 0\nu$ V-A)

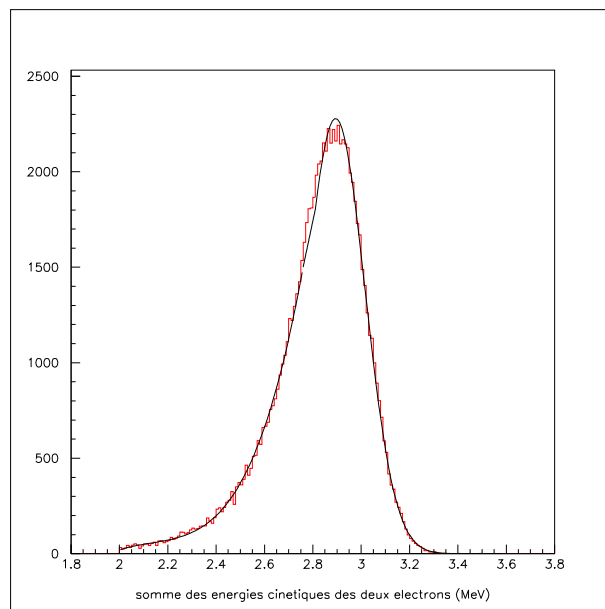


FIG. 7.7 – Ajustement de la distribution en énergie totale ($\beta\beta 0\nu$ V-A)

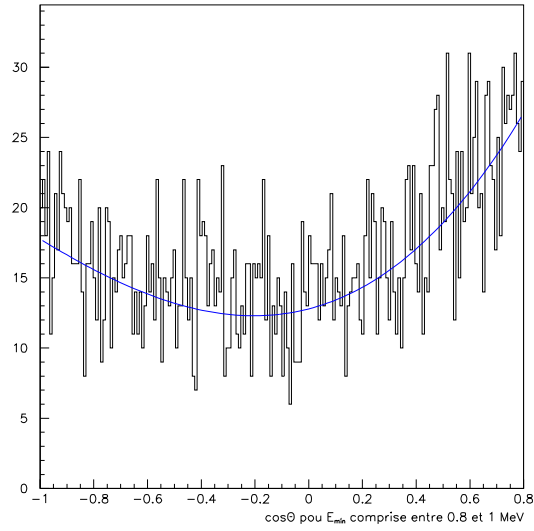


FIG. 7.8 – Ajustement de la distribution angulaire pour une énergie E_{min} comprise entre 0.8 et 1. MeV ($\beta\beta 0\nu$ V+A)

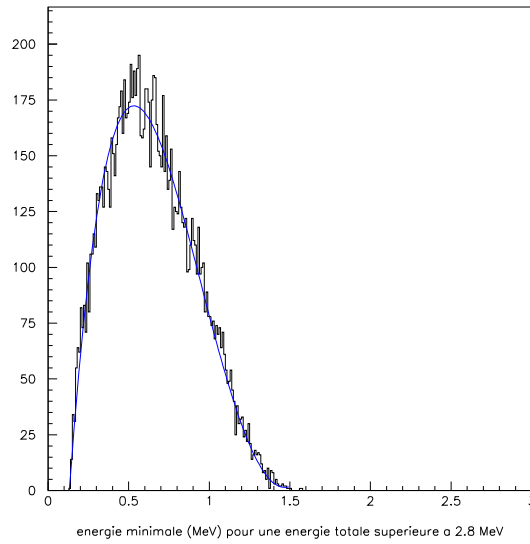


FIG. 7.9 – Ajustement de la distribution en énergie minimale pour une énergie E_{tot} supérieure à 2.8 MeV ($\beta\beta 0\nu$ V+A)

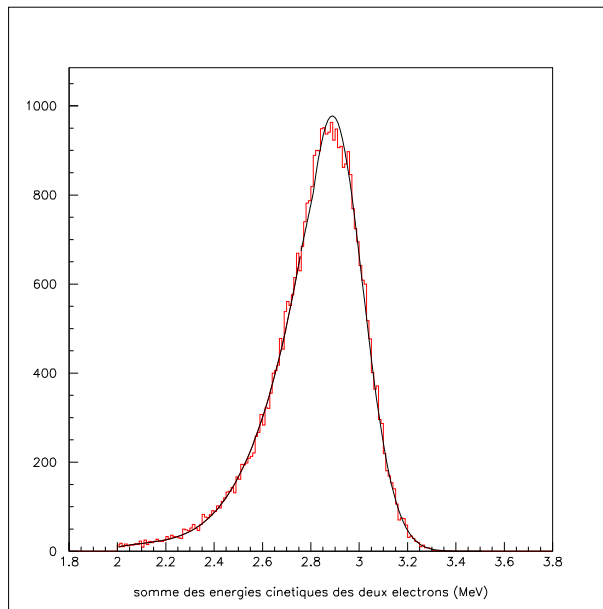


FIG. 7.10 – Ajustement de la distribution en énergie totale ($\beta\beta 0\nu$ $V+A$)

La distinction qui peut être faite entre ces deux types de $\beta\beta 0\nu$ en utilisant le maximum de vraisemblance, repose sur les différences entre les distributions angulaires relatives à ces deux mécanismes. La pertinence de cette méthode quant à cette distinction est présentée au paragraphe 7.4.1.

7.3.4 ^{208}Tl interne

Probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$

La distribution angulaire du ^{208}Tl interne ne dépendant pas de la valeur de E_{min} , l'ajustement de la probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$ est donc effectué globalement : il est représenté sur la figure 7.11.

Probabilité conditionnelle $P(E_{min}/E_{tot})$

Le spectre en énergie minimale dépend de façon très douce de E_{tot} ; son ajustement a été effectué en obéissant aux mêmes principes que les précédents.

Probabilité $P(E_{tot})$

Le spectre en énergie totale des événements à deux électrons émis par le ^{208}Tl interne est représenté sur la figure 7.12 : le ^{208}Tl interne représente donc une source de bruit de fond particulièrement gênante pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$, dans la mesure où l'énergie totale déposée par les deux électrons émis prend les valeurs correspondant à l'énergie totale du signal recherché.

Son ajustement, composé de plusieurs polynômes raccordés entre eux par continuité, fait intervenir la paramètre $Q_{\beta\beta}$, en reliant le Q_{β} du ^{208}Tl , égal à 4.99 MeV, au $Q_{\beta\beta}$ par une

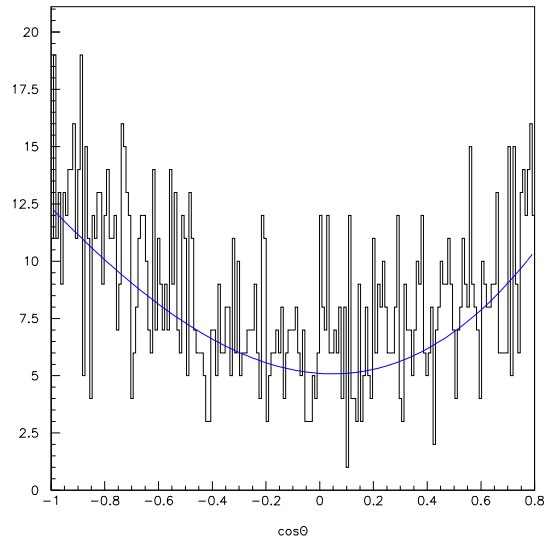


FIG. 7.11 – Ajustement de la distribution angulaire du ^{208}Tl interne

simple constante additive.

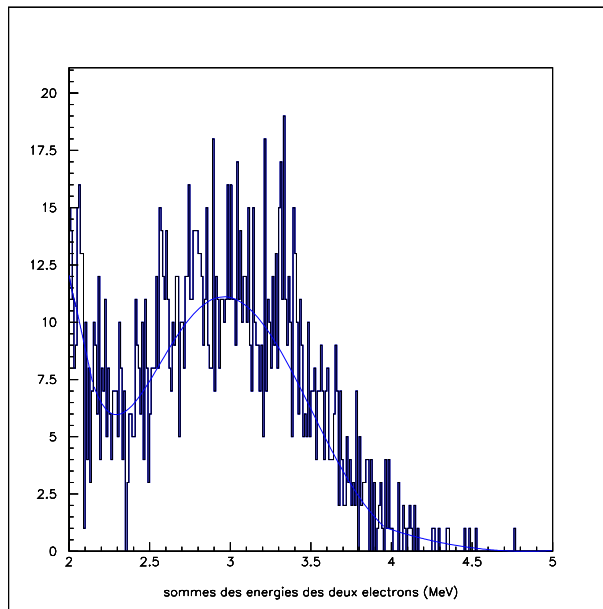


FIG. 7.12 – Ajustement de la distribution en énergie totale du ^{208}Tl interne

7.3.5 ^{214}Bi interne

Le principe d'ajustement des différentes distributions étant le même que pour le ^{208}Tl interne, je ne le détaille pas ici.

Probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$

L'ajustement de la probabilité conditionnelle $P(\cos\theta/E_{min})$, effectué quelle que soit l'énergie totale E_{tot} , est représenté sur la figure 7.13.

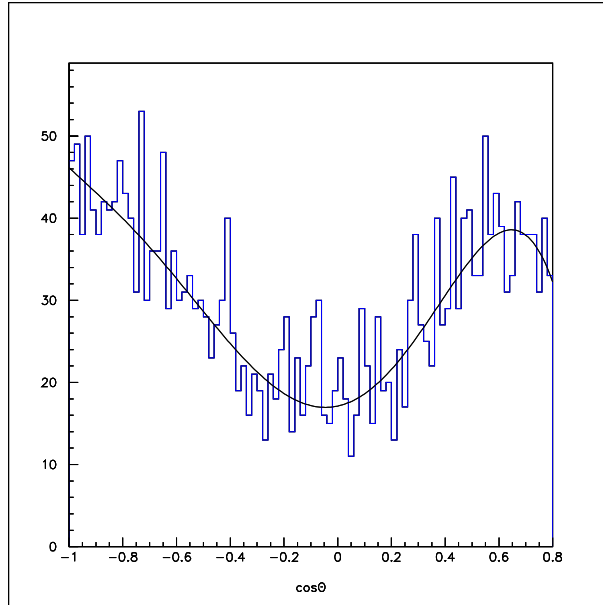


FIG. 7.13 – Ajustement de la distribution angulaire du ^{214}Bi interne

Probabilité conditionnelle $P(E_{min}/E_{tot})$

Les variations des différents spectres en énergie minimale du ^{214}Bi , suivant la valeur de E_{tot} étant très douces, l'ajustement de $P(E_{min}/E_{tot})$ a été effectué à l'aide d'un simple polynôme de degré 3.

Probabilité $P(E_{tot})$

Le spectre en énergie totale des événements à deux électrons émis par le ^{214}Bi interne est représenté sur la figure 7.14 : le ^{214}Bi interne représente donc une source de bruit de fond moins gênante pour la recherche de la $\beta\beta 0\nu$ que le ^{208}Tl interne. Son ajustement fait intervenir la paramètre $Q_{\beta\beta}$, en reliant le Q_{β} du ^{214}Tl , égal à 3.27 MeV, au $Q_{\beta\beta}$ par une simple constante additive.

7.3.6 Bruit de fond externe : ^{214}Bi et ^{208}Tl externes

La définition des distributions de probabilité correspondant aux sources externes de bruit de fond (^{214}Bi et ^{208}Tl externes) reposant sur le même principe que celle des définitions associées aux sources internes de bruit de fond (^{214}Bi et ^{208}Tl internes), je ne la détaillerai pas ici, d'autant plus que le bruit de fond issu des désintégrations des noyaux de ^{208}Tl et de ^{214}Bi contenus dans le verre des photomultiplicateurs a une contribution négligeable à l'extrémité du spectre en énergie totale, et n'est appréciable que près de 2 MeV.

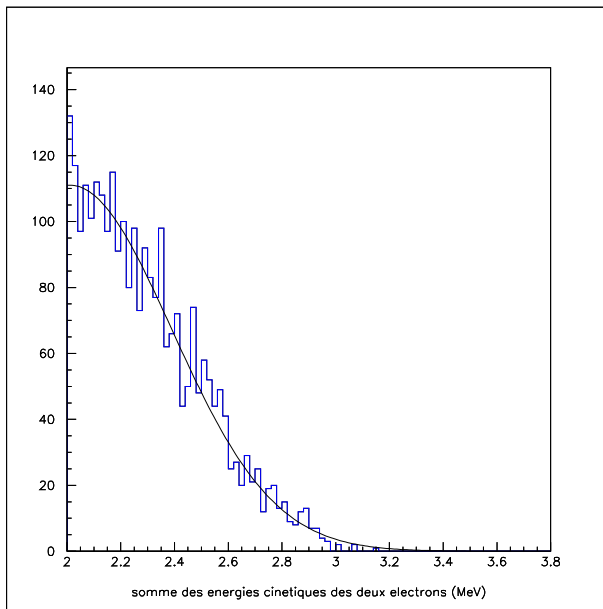


FIG. 7.14 – Ajustement de la distribution en énergie totale du ^{214}Bi interne

7.3.7 Neutrons

Afin de définir la distribution de probabilité correspondant aux neutrons résiduels à l'intérieur du détecteur, j'ai utilisé l'ensemble des événements simulés dont nous disposons [55]. Ces événements, correspondant à 9.3 années, ont été simulés avec un blindage de fer de 18 cm d'épaisseur et en supposant que le flux de neutrons incident sur le détecteur est égal à : $(4 \pm 1)10^{-6}$ n/s/cm².

Le nombre d'événements, issus de ces simulations, passant les coupures d'analyse étant très faible (7), j'ai défini la distribution de probabilité associée aux neutrons comme étant plate. Dans l'avenir, à défaut de disposer de davantage d'événements simulés, il est envisagé de simuler des photons de haute énergie émis dans le cuivre présent à l'intérieur du détecteur.

7.4 Tests de la méthode

Afin de tester la validité de la méthode exposée dans ce chapitre, j'ai effectué un certain nombre de tests, utilisant des événements simulés. Ces tests sont présentés ci-dessous, l'un après l'autre, en décrivant le type d'événements utilisés et les résultats fournis par le maximum de vraisemblance.

7.4.1 Discrimination entre les deux types de $\beta\beta 0\nu$

L'un des atouts de la méthode présentée dans ce chapitre est de pouvoir distinguer la $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche, de la $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit : il s'agit donc de vérifier que tel est le cas. Pour ce faire, j'ai utilisé un lot de 10000 événements comprenant les deux types de $\beta\beta 0\nu$ et vérifié que le maximum de vraisemblance conduit aux valeurs attendues des paramètres recherchés.

Les paramètres laissés libres sont ici : $x_{\beta\beta 0\nu, V-A}$ et $x_{\beta\beta 0\nu, V+A}$. Le tableau 7.1 montre un bon accord entre les valeurs fournies par le maximum de vraisemblance et les valeurs attendues : par conséquent, cette méthode distingue les deux types de processus, de façon discriminante.

	rapport reconstruit (90 % C.L.)	rapport théorique
V-A	0.67 ± 0.04	0.65
V+A	0.32 ± 0.03	0.35

TAB. 7.1 – Contributions des deux types de processus de $\beta\beta 0\nu$ au lot d'événement étudiés, reconstruites par le maximum de vraisemblance (à 90 % de niveau de confiance) et attendues

7.4.2 Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ en présence de $\beta\beta 2\nu$ seule

Un second test a consisté à rechercher le signal de $\beta\beta 0\nu$ à partir d'un lot d'événements constitués de $\beta\beta 2\nu$ seule, contenant 56864 événements, correspondant à 5 années d'acquisition compte tenu de l'efficacité calculée précédemment. Les deux types de processus (V-A et V+A) sont recherchés successivement.

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche (V-A)

En laissant libre le paramètre $x_{\beta\beta 0\nu, V-A}$, les autres étant fixés à 0, le maximum de vraisemblance conduit à la valeur suivante : $x_{\beta\beta 0\nu, V-A} = (-0.2 \pm 0.36)10^{-4}$.

A 90% de niveau de confiance, 3.4 événements sont exclus. La limite supérieure sur la demi-vie du processus de double désintégration bêta interdite s'obtient ensuite en utilisant la relation liant cette période au nombre d'événements exclus N_{ex} , rappelée ci-dessous :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu} = \frac{\ln 2}{N_{ex}} T_A \frac{m}{M} N_A \epsilon$$

T_A désignant la durée d'acquisition, m , la masse d'émetteur étudiée, M , sa masse atomique molaire, N_A , le nombre d'Avogadro et ϵ , l'efficacité associée au signal recherché, qui sera définie dans le paragraphe suivant.

Ainsi, en 5 ans d'acquisition, 7 kg de ^{100}Mo , et avec une efficacité par rapport à la $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche de 18.6 %, la limite supérieure obtenue par la méthode du maximum de vraisemblance, à 90% de niveau de confiance, est la suivante :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V-A}(\text{ans}) \geq 7.8 \cdot 10^{24} \text{ (90\% C.L.)}$$

Cette limite sera certainement légèrement moins bonne lorsque nous serons à même de définir les erreurs systématiques qui sont associées à l'efficacité.

Notons enfin que, en laissant libre le paramètre $Q_{\beta\beta}$, le maximum de vraisemblance conduit aux valeurs suivantes des paramètres : $x_{\beta\beta 0\nu, V-A} = (-0.2 \pm 0.6)10^{-4}$ et $Q_{\beta\beta} =$

(3.025 ± 0.006) MeV, ce qui montre que le spectre en énergie totale de la $\beta\beta 2\nu$, tel qu'il a été ajusté, contraint de façon forte la fin du spectre.

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit (V+A)

En laissant libre le paramètre $x_{\beta\beta 0\nu, V+A}$, les autres étant fixés à 0, le maximum de vraisemblance conduit à la valeur suivante : $x_{\beta\beta 0\nu, V+A} = (-0.22 \pm 0.03) 10^{-3}$ (le résultat diffère notablement de celui obtenu ci-dessous, les distributions de probabilité associées à ce processus étant nettement plus distinctes de la $\beta\beta 2\nu$ que celles associées au processus V-A).

A 90 % de niveau de confiance, 1.7 événement est exclu, ce qui correspond à la limite suivante sur la demi-vie, l'efficacité par rapport à la V+A étant de 10.18 % :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V+A}(\text{ans}) \geq 8.7 10^{24} (90\% C.L.)$$

Notons que, en laissant libre le paramètre $Q_{\beta\beta}$, le maximum de vraisemblance conduit aux valeurs suivantes des paramètres : $x_{\beta\beta 0\nu, V+A} = (-0.2 \pm 0.06) 10^{-3}$ et $Q_{\beta\beta} = (3.025 \pm 0.006)$ MeV, ce qui est cohérent, à nouveau.

7.4.3 Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ en présence de toutes les sources de bruit de fond

Un dernier test a permis de tester la validité de la méthode en prenant en compte l'ensemble des bruits de fond intervenant dans l'expérience, dont la distribution de probabilité a été définie précédemment (cela représente 57050 événements).

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche

En laissant libre le paramètre $x_{\beta\beta 0\nu, V-A}$, les autres étant fixés à 0, le maximum de vraisemblance conduit à la valeur suivante : $x_{\beta\beta 0\nu, V-A} = (0.01 \pm 0.4) 10^{-4}$.

A 90% de niveau de confiance, 4.2 événements sont exclus, ce qui correspond à la limite suivante sur la demi-vie :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V-A}(\text{ans}) \geq 6.3 10^{24} (90\% C.L.)$$

En laissant libre le paramètre $Q_{\beta\beta}$, le maximum de vraisemblance conduit aux valeurs suivantes des paramètres : $x_{\beta\beta 0\nu, V-A} = (0.005 \pm 0.6) 10^{-4}$ et $Q_{\beta\beta} = (3.036 \pm 0.006)$ MeV, ce qui est à nouveau cohérent.

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit

En laissant libre le paramètre $x_{\beta\beta 0\nu, V+A}$, les autres étant fixés à 0, le maximum de vraisemblance conduit à la valeur suivante : $x_{\beta\beta 0\nu, V+A} = (-0.5 \pm 0.3) 10^{-4}$.

A 90% de niveau de confiance, 2.8 événements sont exclus, ce qui correspond à la limite suivante sur la demi-vie :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V+A}(\text{ans}) \geq 5.3 \cdot 10^{24} (90\% C.L.)$$

En laissant libre le paramètre $Q_{\beta\beta}$, le maximum de vraisemblance conduit aux valeurs suivantes des paramètres : $x_{\beta\beta 0\nu, V+A} = (-0.5 \pm 0.4)10^{-4}$ et $Q_{\beta\beta} = (3.036 \pm 0.006)$ MeV, ce qui est à nouveau cohérent.

7.5 Application aux données expérimentales

La méthode présentée dans ce chapitre a ensuite été appliquée aux données acquises par le détecteur NEMO3 jusqu'à présent (soit un ensemble de 893.3 heures), donnant ainsi accès à une première limite inférieure, très préliminaire, sur la demi-vie du processus de double désintégration bêta interdite, donc à une limite supérieure sur la masse effective du neutrino, et ce, en envisageant les deux types de mécanismes évoqués (V-A et V+A).

7.5.1 Coupures appliquées

Les coupures appliquées aux données, préliminaires, ont été définies précédemment (7.2.4). Je détaille ci-dessous l'analyse temporelle des données permettant de sélectionner des événements issus des feuilles sources. Par ailleurs, dans la mesure où l'étude porte exclusivement sur le ^{100}Mo , seuls les événements issus des feuilles sources contenant cet isotope ont été gardés.

Analyse temporelle

Les événements à deux électrons détectés par NEMO3 peuvent correspondre à deux types de topologies, schématiquement représentées sur la figure 7.15 : la topologie interne - qui est précisément celle recherchée dans l'analyse de la $\beta\beta 0\nu$) correspond à l'émission de deux électrons au sein de la feuille source, déposant leurs énergies dans deux scintillateurs distincts. La topologie externe correspond à l'émission d'un électron dans un scintillateur, traversant ensuite le détecteur jusqu'à un autre scintillateur. Il existe aussi la possibilité qu'un positron, émis au sein d'un scintillateur, traverse le détecteur jusqu'à un second scintillateur, en étant pris pour un électron.

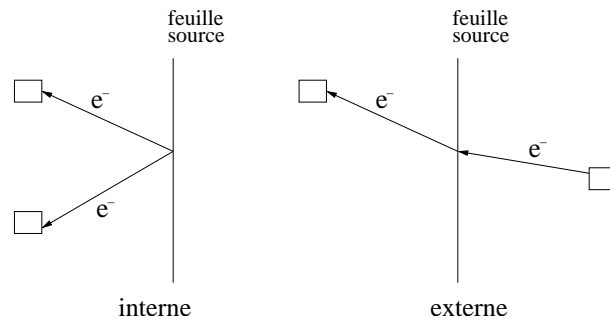


FIG. 7.15 – Topologies associées aux événements à deux électrons

L'analyse temporelle du canal à deux électrons repose sur la comparaison entre les temps de vol mesurés et théoriques, pour chacune des deux particules, comme cela est expliqué en annexe. Cette comparaison s'effectue à l'aide de la variable $\chi_{interne}^2$, définie par la relation suivante :

$$\chi_{interne}^2 = \frac{(t_{e_{min}^-,th} - t_{e_{min}^-,mes} - t_0)^2}{\sigma_{e_{min}^-,th}^2 + \sigma_{e_{min}^-,exp}^2} + \frac{(t_{e_{max}^-,th} - t_{e_{max}^-,mes} - t_0)^2}{\sigma_{e_{max}^-,th}^2 + \sigma_{e_{max}^-,exp}^2}$$

$e_{min(max)}^-$ désignant l'électron d'énergie minimale (maximale).

Les distributions de $\chi_{interne}^2$ et de $\chi_{externe}^2$ sont représentées sur les figures 7.16 et 7.17. La première est une gaussienne centrée en 0 ; dans la seconde, on reconnaît les événements externes, associés à un $\chi_{externe}^2$ proche de 0.

La coupure sur la variable $\chi_{interne}^2$ est définie par l'inégalité suivante :

$$\chi_{interne}^2 \leq 10.8$$

ce qui correspond à une probabilité que $\chi_{interne}^2$ soit supérieur à 10.8, inférieure à 10^{-3} .

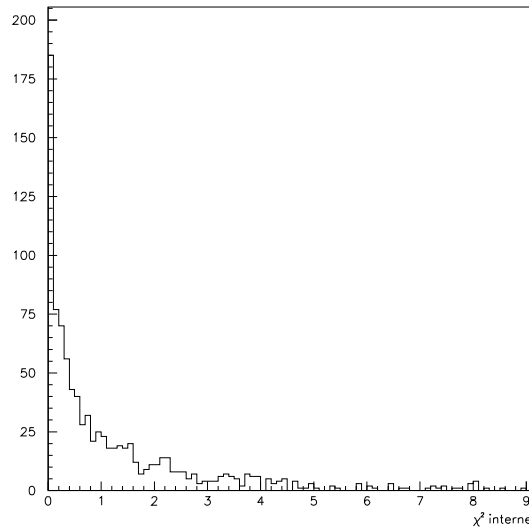


FIG. 7.16 – Distribution de $\chi_{interne}^2$ pour les données acquises par NEMO3

La distribution de $\chi_{externe}^2$, après l'application de cette coupure, est représentée sur la figure 7.18 : les événements de très faible $\chi_{externe}^2$ sont effectivement supprimés par cette coupure.

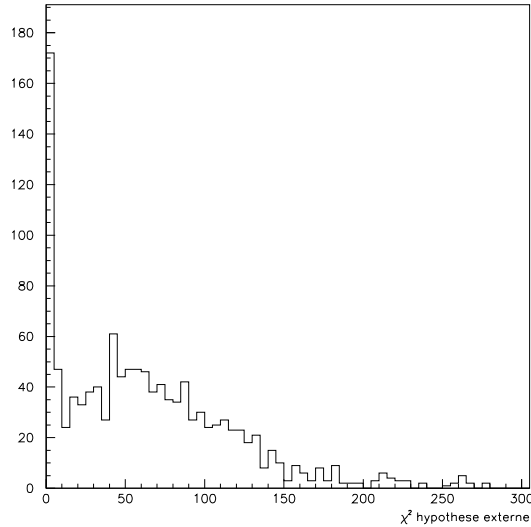


FIG. 7.17 – Distribution de χ_{externe}^2 pour les données acquises par NEMO3

7.5.2 Caractéristiques des données acquises

Les données acquises par le détecteur entre juin 2002 et janvier 2003 représentent une durée totale de 893.26 heures. Le spectre en énergie totale correspondant à ces événements est représenté sur la figure 7.19. La forme de ce spectre est nettement dominé par la $\beta\beta 2\nu$, processus dominant.

J'ai appliqué à ces données les coupures décrites précédemment, et obtenu ainsi un lot de 865 événements, ce qui est en accord avec la section efficace de $\beta\beta 2\nu$, compte tenu de l'efficacité associée à ce processus, définie ci-dessous.

Soulignons la présence d'un événement d'énergie totale égale à 3 MeV, représenté sur la figure 7.20 : il est trop tôt pour conclure quant à la nature de cet événement. Les données à venir permettront une analyse plus propre du signal.

Estimation quantitative des différentes sources de bruit de fond

L'estimation de la contamination en ^{208}Tl des feuilles sources contenant le ^{100}Mo a été présentée au cours du chapitre précédent. La contamination en ^{214}Bi des sources peut être évaluée en exploitant le canal $e^-\gamma\alpha$: je considérerai ici qu'elle est égale aux limites requises par l'expérience, à savoir $300 \mu\text{Bq/kg}$. Par ailleurs, les activités en ^{208}Tl et ^{214}Bi externes ont été mesurées : celle en ^{208}Tl est de 18 Bq pour l'ensemble des photomultiplicateurs et celle en ^{214}Bi , de 300 Bq.

Une estimation du nombre d'événements à deux électrons dûs aux neutrons ayant passé les coupures a été réalisé en étudiant le nombre d'électrons traversant : en effet, c'est ce canal qui présente la meilleure efficacité. Ainsi, sur les $8.8 \cdot 10^8$ événements dûs aux neutrons simulés, restent 1872 électrons traversant, contre 61 paires électron-positron et 7 événements à 2

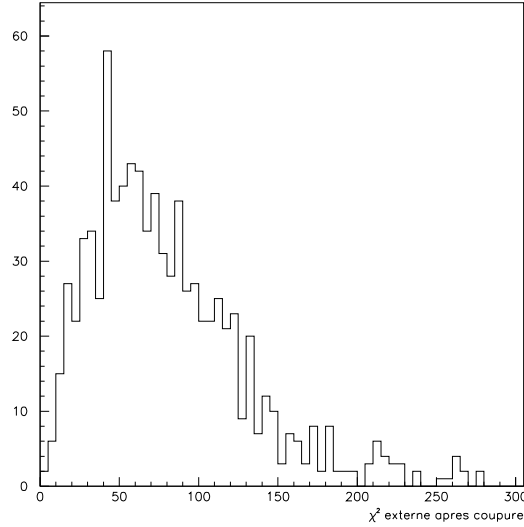


FIG. 7.18 – Distribution de χ^2_{externe} , après avoir effectué la coupure sur χ^2_{interne} , pour les données acquises par NEMO3

électrons correspondant à l'étude effectuée ici. Par conséquent, l'observation de 53 électrons traversant dans les données exploitées montre que seul 0.2 événement, parmi ceux restant après les coupures effectuées, est dû aux neutrons.

7.5.3 Efficacités

L'efficacité des coupures appliquées, pour chacun des sept processus intervenant dans la vraisemblance, a été calculée à partir d'événements simulés. Le tableau 7.2 résume les valeurs des différentes efficacités : la $\beta\beta 2\nu$ constitue bien entendu la principale source de bruit de fond. Soulignons que ces valeurs sont préliminaires : elles seront réévaluées lorsque notre connaissance de différentes caractéristiques de l'appareillage sera optimale.

7.5.4 Maximum de vraisemblance

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche

L'application du maximum de vraisemblance sur les données présentées ci-dessus donne le résultat suivant, le seul paramètre laissé libre étant $x_{0\nu, V-A}$, les autres étant fixés aux valeurs attendues : $x_{0\nu, V-A} = (0.49 \pm 0.32) 10^{-2}$.

A 90% de niveau de confiance, 8.6 événements sont exclus. La limite supérieure ainsi obtenue sur la demi-vie du processus étudié est donc la suivante :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V-A} (\text{ans}) \geq 7.2 10^{22} \text{ (90\% C.L.)}$$

Ceci correspond, compte tenu des incertitudes relatives au calcul des éléments de matrice nucléaire [56], à la limite suivante sur la masse effective du neutrino :

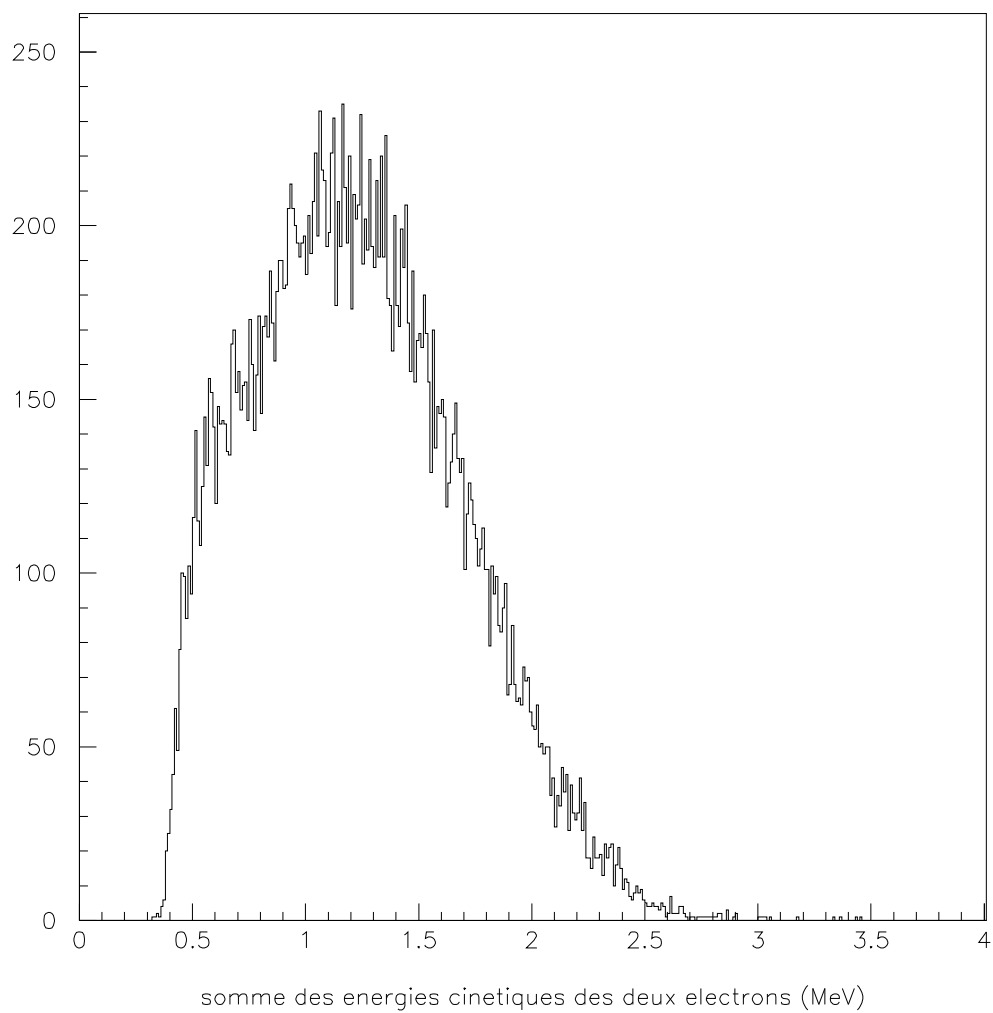


FIG. 7.19 – *Somme des énergies cinétiques des deux électrons, correspondant aux données acquises par le détecteur*

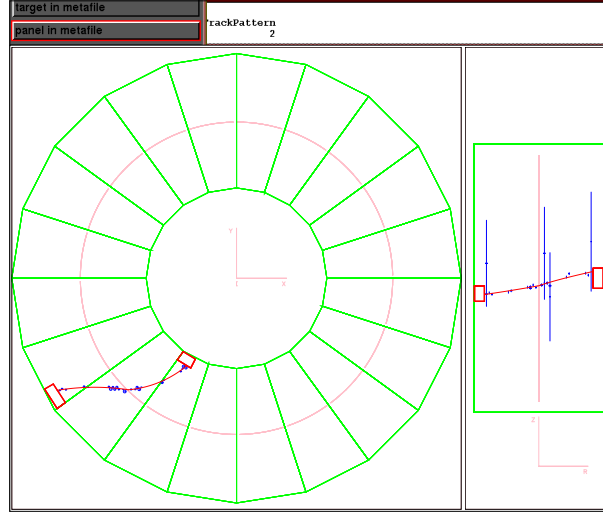


FIG. 7.20 – *Événement d'énergie totale égale à 3.02 MeV*

$$\langle m_\nu \rangle \leq 1.7 - 5.2 \text{ eV}$$

Le résultat de l'ajustement correspondant à ces données est représenté sur la figure 7.21.

Soulignons que, lorsque le $Q_{\beta\beta}$ est laissé libre, le maximum de vraisemblance donne un résultat très proche de celui obtenu lorsque ce paramètre était fixé : $x_{0\nu,V-A} = (0.49 \pm 0.50) 10^{-2}$. De plus, l'extrémité du spectre est reconstruite au bon endroit : $Q_{\beta\beta} = 3.00 \pm 0.04 \text{ MeV}$.

Enfin, ces résultats sont compatibles avec ce que l'on obtient en dénombrant le nombre d'événements dans la fenêtre en énergie centrée sur le $Q_{\beta\beta}$: 6.5 événements sont exclus à 90 % de niveau de confiance, ce qui donne une limite supérieure de l'ordre de 5.10^{22} années, avec une efficacité de l'ordre de 10 % dans cette fenêtre.

Recherche du signal de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant droit

L'application du maximum de vraisemblance sur les données présentées ci-dessus donne le résultat suivant, le seul paramètre laissé libre étant $x_{0\nu,V+A}$, les autres étant fixés aux valeurs attendues : $x_{0\nu,V+A} = (0.69 \pm 0.35) 10^{-2}$.

	Efficacité (%)	nombre d'événements attendus (5 ans)
$\beta\beta 0\nu$ V-A	18.60 ± 0.01	
$\beta\beta 0\nu$ V+A	10.18 ± 0.01	
$\beta\beta 2\nu$	0.312 ± 0.001	56769 ± 182
^{208}Tl interne	$(9.7 \pm 0.3) 10^{-3}$	2.14 ± 0.06
^{214}Bi interne	$(1.51 \pm 0.04) 10^{-2}$	50 ± 1
^{208}Tl externe	$(4.1 \pm 0.4) 10^{-6}$	81 ± 8
^{214}Bi externe	$(1.7 \pm 1.0) 10^{-7}$	56 ± 33
neutrons ⁶	$(8 \pm 3) 10^{-7}$	3.8 ± 1.4

TAB. 7.2 – Efficacités (%) des coupures appliquées sur le signal et les différentes sources de bruit de fond et nombre d'événements attendus pour 5 ans d'acquisition, 7 kg d'émetteurs et des contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi internes et externes égales à celles requises (l'erreur indiquée correspond à l'erreur statistique)

A 90% de niveau de confiance, 11 événements sont exclus. La limite supérieure ainsi obtenue sur la demi-vie du processus étudié est la suivante :

$$T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu, V+A} (\text{ans}) \geq 3.10^{22} (90\% C.L.)$$

Ceci correspond, compte tenu des incertitudes, particulièrement importantes, relatives au calcul des éléments de matrice nucléaire, aux limites suivantes sur les paramètres $\langle \lambda \rangle$ et $\langle \eta \rangle$ caractérisant la présence d'un courant droit dans l'un des mécanismes responsables de la $\beta\beta 0\nu$:

$$\langle \lambda \rangle \leq (4.3 - 32) 10^{-6}$$

$$\langle \eta \rangle \leq (3.1 - 58) 10^{-8}$$

7.6 Conclusion

La méthode présentée dans ce chapitre, dont la pertinence a été testée sur des événements simulés équivalents à 5 ans d'acquisition, a conduit à des résultats satisfaisants lorsque je l'ai appliquée aux données acquises par l'expérience de juin à novembre 2002. En effet, l'ajustement du spectre en énergie totale est très satisfaisant ; de plus, la valeur de la période à laquelle conduit le maximum de vraisemblance est compatible avec la valeur obtenue par l'autre méthode. Ceci est donc très encourageant pour la suite, dans la mesure où je ne disposais que d'une faible statistique.

Par ailleurs, l'étude incluant les erreurs systématiques sera menée à bien lorsque l'appareillage fonctionnera en régime nominal.

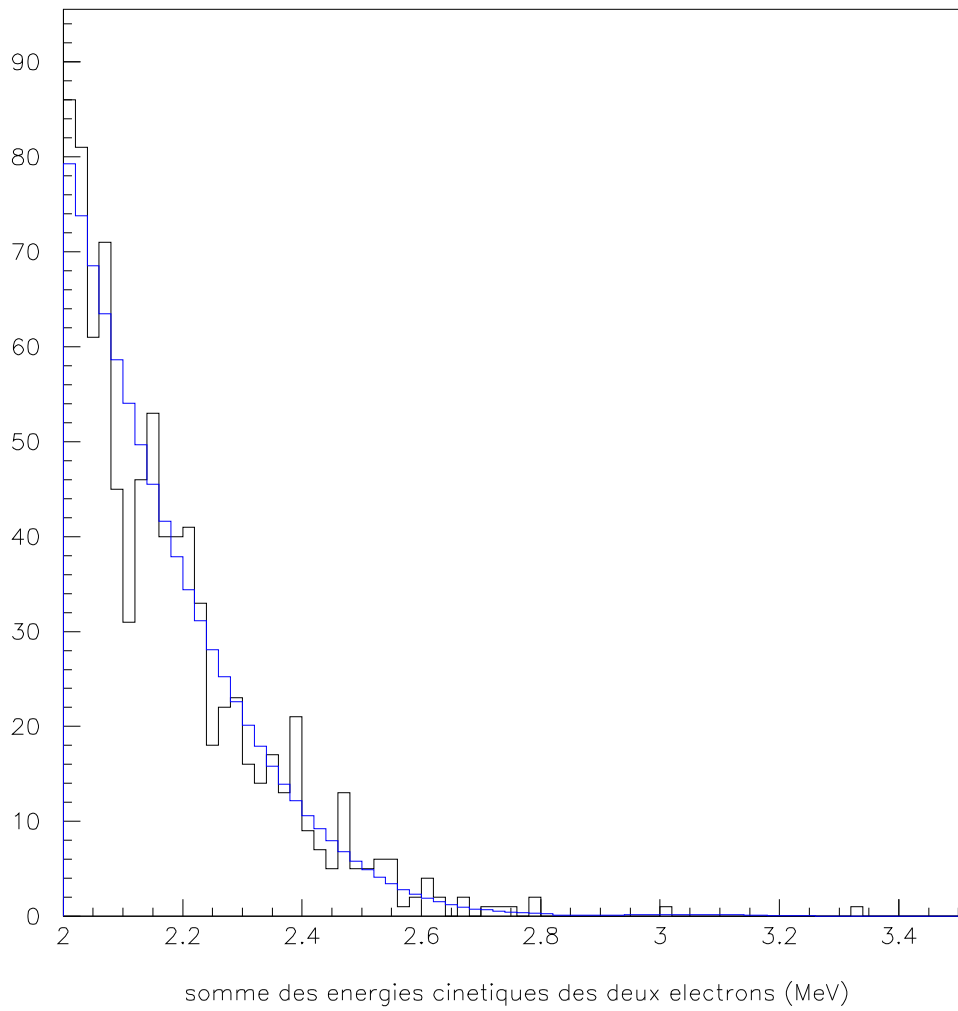


FIG. 7.21 – Ajustement (en bleu) du spectre en énergie totale correspondant aux données acquises par le détecteur

Conclusion

L'installation du détecteur NEMO3 au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) a été achevée. Après avoir assemblé les vingt secteurs que comporte l'expérience, munis des feuilles sources d'émetteur double bêta, le détecteur, dans son ensemble, a pu commencer à être testé début 2002 : les calibrages en énergie et en temps ont été réalisés, ainsi que les tests de fonctionnement du détecteur de traces et du calorimètre. Par ailleurs, des données, préliminaires, ont été acquises par le détecteur NEMO3 représentant environ 900 heures d'acquisition : bien qu'elles aient été prises avec un détecteur non encore parfaitement stabilisé, ces données sont d'une qualité suffisante pour nous permettre de caractériser les performances du détecteur et de mener à bien une analyse détaillée.

Les performances du détecteur de traces de NEMO3 ont été étudiées. L'étude d'électrons traversant d'énergie supérieure à 4.5 MeV, produits indirectement par une source de neutrons, nous a permis de mesurer les résolutions transverse et longitudinale, par cellule de dérive Geiger : ces dernières, respectivement égales à 0.44 mm et 0.82 cm, correspondent aux valeurs requises par la proposition d'expérience. Cette étude nous a également conduit à évaluer la probabilité de confondre un électron avec un positron, égale à 3% à 1 MeV. De plus, les résolutions transverse et longitudinale du vertex des traces ont été déterminées en étudiant les électrons de conversion, émis par les sources de ^{207}Bi , utilisées pour le calibrage en énergie du calorimètre : celles-ci valent respectivement 0.25 cm et 0.8 cm, dans le canal à un électron, et, dans le canal à deux électrons, 0.6 cm et 1.2 cm, respectivement.

Par ailleurs, le bruit de fond de l'expérience, qu'il importe de très bien connaître compte tenu du faible nombre d'événements attendus, a pu être estimé, les limites obtenues étant préliminaires compte tenu de la faible statistique acquise. Ainsi, l'étude des canaux $e^-n\gamma$ ($1 \leq n \leq 3$) a conduit à la limite supérieure suivante, à 90 % de niveau de confiance, sur la radiopureté en ^{208}Tl des sources de ^{100}Mo présentes dans NEMO3 : $\mathcal{A} \leq 68 \mu\text{Bq/kg}$. Cette limite est inférieure à la mesure fournie par les détecteurs germanium utilisés pour qualifier la radiopureté du détecteur. Soulignons que ce résultat, préliminaire, est encourageant : les limites requises par l'expérience quant à la radiopureté en ^{208}Tl des sources seront certainement atteintes en quelques mois. De plus, la présence d'une faible quantité de radon à l'intérieur du détecteur gazeux ayant été constatée, nous nous sommes assurés que la contamination en thoron (^{220}Rn) au sein du détecteur de traces est négligeable.

Enfin, j'ai développé une nouvelle méthode d'analyse du signal de désintégration double bêta interdite, reposant sur un maximum de vraisemblance utilisant toute l'information fournie par l'expérience. La méthode a été testée sur les premières données, aboutissant à des résultats très encourageants : les ajustements obtenus sont en parfait accord avec les spectres expérimentaux. De plus, la limite inférieure obtenue sur la demi-vie du processus recherché

relative au ^{100}Mo , est égale à 7.210^{22} à 90% de niveau de confiance pour le mécanisme de $\beta\beta 0\nu$ se produisant via l'échange d'un courant gauche. Soulignons que cette limite est d'ores et déjà supérieure aux limites existantes pour ce noyau. Enfin, cette méthode permet de distinguer deux mécanismes de $\beta\beta 0\nu$, le premier se produisant via l'interaction d'un courant gauche (V-A) et le second, via l'interaction d'un courant droit (V+A).

Le détecteur NEMO3, dont la prise de données dans des conditions de fonctionnement stables, proches des conditions nominales prévues dans la proposition d'expérience, vient de commencer, est à même d'atteindre une limite de l'ordre de 0.2 eV sur la masse effective. De plus, le principe d'analyse de la $\beta\beta 0\nu$ présenté dans cette thèse, peut être appliqué, avec quelques adaptations, à l'étude de la $\beta\beta 0\nu$ avec émission d'un Majoron.

Au vu des résultats expérimentaux existant actuellement, il est envisageable de réaliser des expériences permettant d'atteindre une limite supérieure sur la masse effective de l'ordre de quelques dizaines de meV. Une telle expérience, représentant environ 100 kg d'émetteurs double bêta, sera soumise à de fortes contraintes en terme de radiopureté, mais n'est pas hors de portée.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N.Svartholm (Almqvist and Wiksells, 1968)
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264
- [2] P. W. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508
- [3] D. Abbaneo et al., preprint CERN-PPE/ 97-154
- [4] K. Kodama et al., *Phys.Rev. B* **504** (2001) 218-224
- [5] R. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, Springer, 1992
- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev. D* **19** (1979) 1277
- [7] B. Kayser, *The Physics of massive neutrinos*, World Scientific Lecture Notes in Physics, 1989
- [8] C. Jarlskog, *Cours d'été de Physique des particules*, Gif 92
- [9] K. Zuber, *Phys.Rept* **305** (1998) 295-364
- [10] L. Valentin, *Noyaux et particules*. Ed. Hermann (1989)
- [11] J. Bonn et al., *Nucl.Phys.B (Proc.Suppl)* **91** (2001) 273
- [12] K.A.Assamagan et al., *Phys.Rev.D* **53** (1996) 6065
- [13] SNO Collaboration, *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 11301
- [14] Kamland Collaboration, *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 21802
- [15] V.M.Lobashev, V.A.Aseev, A.I.Belesev, *Nucl.Phys.Proc.Supp.* **91** (2001) 280-286
- [16] D.E.Groom et al., *Eur.Phys.J* **C15** (2000) 1
- [17] R.Barate et al., *Eur.Phys.J* **C2** (1998) 395
- [18] M. Apollonio et al. *Phys.Lett. B* **466** 415-430, 1999
- [19] S.H. Ahn et al, *Phys.Lett.B* **511** (2001) 178-184
- [20] M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, E. Takasugi, *Prog.Theor. Phys.*, vol **69** no **2** (1983)
- [21] F. Boehm et P. Vogel, *Physics of massive neutrinos*, Cambridge University Press (seconde édition), 1992
- [22] A.Faessler et F.Simkovic, *Nucl.Part.Phys.* **24** (1998) 2139-2178
- [23] K Muto et H V Klapdor, *Phys.Lett.* **201B** (1988) 420
- [24] R.N.Mohapatra et J.C.Pati, *Phys.Rev. D* **11** (1975) 2558
- [25] R.N.Mohapatra et P.B.Pal, *Massive neutrinos in physics and astrophysics*, World Scientific Lecture Notes in Physics, Vol.60

- [26] T.Kirsten et al., *Phys. Rev. Lett.*, **20** (1968) 1300-1303
- [27] C. E. Aalseth et al., *Physics of Atomic Nuclei*, vol **63** no **7**, (2000) 1225-1228
- [28] A. Balysh et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 41
- [29] A. Alessandrello et al., *Phys. Lett. B* **486** (2000) 13-21
- [30] R.Luescher et al., *Phys. Lett. B* **434** (1998) 407-414
- [31] N. Kudomi et al., *Nucl. Phys.*, **B 87** (2000) 301-303
- [32] NEMO Collaboration, *Phys.Rev. D* **51-5** (1995) 2090-2096
- [33] NEMO Collaboration, *Z.Phys. C* **72** (1996) 239-247
- [34] NEMO Collaboration, *Nucl.Phys. A* **658** (1999) 299-312
- [35] NEMO Collaboration, *Nucl.Phys. A* **636** (1998) 209-223
- [36] H.V.Klapdor-Kleingrothaus, *hep-ph* 0103079 (2001)
- [37] S.Pascoli, S.T.Petcov et W.Rodejohann, *Phys.Lett. B* **549** (2002) 177-193

- [38] S.M.Bilenky, S.Pascoli et S.T.Petcov, *Phys.Rev. D* **64** :113003 (2001)
- [39] SNO Collaboration, Q.R.Ahmad et al., *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 011302
- [40] M.Shiozawa, *talk at "Neutrino 2002"*, May 25-30, 2002, Munich
- [41] KARMEN collaboration , *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, **91**(2000) 191
- [42] Bugey collaboration , *Nucl.Phys.*, **B434** (1995) 503
- [43] Popa, Burigana, Finelli & Mandolesi, *Astronomy & Astrophysics*, **323**, 825 (2000)
- [44] F.Zwirner, "The quest for low-energy Supersymmetry and the role of high-energy e^+e^- " dans *Physics and Experiments with linear colliders*, Eds. R.Orava, P.Eerola et M.Nordberg, vol.1, p. 309
- [45] "Report of the group on the R-parity violation" , GDR SUSY (2002)
- [46] H.E.Haber and G.L.Kane, *Phys.Rep.* **117** (1985) 75
- [47] R.Mohapatra, *Phys.Rev. D* **34** (1986) 3457
- [48] M.Hirsch, H.V.Klapdor-Kleingrothaus and S.Kovalenko, *Phys.Rev.Lett.*, **75** (1995) 17
- [49] A.Faessler and F.Simkovic, *Nucl.Part.Phys.* **24** (1998) 2139-2178
- [50] K.S.Babu and R.N.Mohapatra, *Phys.Rev.Lett.*, **75** (1995) 12
- [51] A.Faessler, S.Kovalenko and F.Simkovic, *Phys.Rev.*, **D 58** (1998) 115004
- [52] Agashe et al., *Phys.Rev. D* **54** (1996) 4445
- [53] Barber et al., *Phys.Rev. D* **54** (1996) 4445
- [54] M.Hirsch et al. , *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **81** (2000) 249-253
- [55] C.Jollet, Thèse de l'Université Bordeaux I (2002)
- [56] J.Engel, P.Vogel et M.R.Zirnbauer, *Phys.Rev. C* **37** (1988) 731
- [57] L.Simard and S.Jullian , *Note interne, LAL*, janvier 2003
- [58] V.Chazal , *Thèse de doctorat*, Université de Lyon 1 (1996)
- [59] D. Blum et al.,*Nucl. Instr. Meth. A***309** (1991) 465-475

- [60] **NEMO collaboration**, NEMO3 Proposal **LAL 94-29 (1994)**
- [61] **K.Errahmane**, Thèse de l'Université Paris VII (2001)
- [62] **T.Lamhamdi**, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (1993)
- [63] **C.Marquet**, Thèse de l'Université Bordeaux I (1999)
- [64] **R.Arnold et al.**, *Nucl.Instr.Meth A* **474 (2001) 93-100**
- [65] **L.Simard**, *Note interne LAL*, **juillet 2001**
- [66] **RADIONUCLEIDES**, Département des Applications et de la Météorologie des Rayonnements Ionisants, Commissariat à l'Energie Atomique
- [67] **NEMO Collaboration** *nucl-ex/0302022*
- [68] **H.Oshumi for the NEMO Collaboration**, *Nucl. Instr. Meth. A* **482 (2002) 832-839**

Remerciements

Je souhaite remercier en premier lieu Messieurs Richard et D'Almagne de m'avoir accueillie au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

S.Jullian, directeur de cette thèse, m'a toujours fait bénéficier de ses conseils ; je lui suis particulièrement reconnaissante de m'avoir incitée à découvrir les méandres de la supersymétrie.

Un immense et sincère merci à G.Szklarz, à qui cette thèse doit beaucoup, pour sa patience et sa grande disponibilité : traverser le couloir pour écouter ses conseils quotidiens a toujours constitué un réel plaisir, doublé d'une saine stimulation.

Je suis également reconnaissante à E.Augé qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse et de me faire part de ses remarques constructives. Par ailleurs, je tiens à le remercier d'avoir contribué à ce que mon premier contact avec l'enseignement soit une expérience très enrichissante.

Mes remerciements s'adressent également à ceux qui ont accepté la lourde tâche de rapporteurs : merci à E.Fiorini, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et à D.Vignaud pour ses nombreux conseils qui ont contribué à améliorer ce manuscrit.

Je sais gré à J.D.Vergados d'avoir accepté de faire partie de ce jury et de m'avoir fait part de ses remarques enrichissantes.

Je voudrais remercier S.Lavignac pour ses conseils et sa relecture minutieuse de la partie phénoménologique de cette thèse.

Merci également, pour leur aide, aux physiciens du groupe d'Orsay avec lesquels j'ai travaillé ; je n'oublie pas non plus les techniciens et ingénieurs du LAL et du LSM pour leur gentillesse durant les inénarrables "tests geiger".

La présence chaleureuse et très amicale de nombreux physicien(ne)s m'a beaucoup aidée durant ces trois années : qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma gratitude.

Merci infiniment à mes proches : à mes parents, pour leur soutien sans faille et leurs pertinents conseils durant ces longues années d'étude, et à David, qui a supporté les aléas de la vie de thésarde avec une constante bonne humeur contagieuse.