



HAL
open science

**Recherche des désintégrations double bêta avec et sans
émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du
 ^{82}Kr dans l'expérience NEMO3 : développement de
dispositifs de mesure ultra-sensibles d'émanation du
Radon pour l'expérience SuperNEMO**

Benjamin Soulé

► **To cite this version:**

Benjamin Soulé. Recherche des désintégrations double bêta avec et sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr dans l'expérience NEMO3 : développement de dispositifs de mesure ultra-sensibles d'émanation du Radon pour l'expérience SuperNEMO. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2015. Français. NNT : 2015BORD0198 . tel-01281396

HAL Id: tel-01281396

<https://theses.hal.science/tel-01281396>

Submitted on 2 Mar 2016

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

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

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par

BENJAMIN SOULÉ

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

spécialité

ASTROPHYSIQUE, PLASMA ET CORPUSCULES

**Recherche des désintégrations double bêta avec et sans
émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr
dans l'expérience NEMO3**

**Développement de dispositifs de mesure ultra-sensibles
d'émanation du Radon pour l'expérience SuperNEMO**

Soutenue le **2 décembre 2015** devant la commission d'examen formée de :

M. José BUSTO

M. Jean-Christophe CAILLON

Mme. Cécile JOLLET-MEREGAGLIA

M. David LHUILLIER

M. Frédéric PERROT

M. Fabrice PIQUEMAL

Examineur

Président du Jury

Rapporteur

Rapporteur

Co-directeur de thèse

Directeur de thèse

Résumé

Le détecteur NEMO3 a été mis en place au Laboratoire Souterrain de Modane, en 2003, afin de rechercher la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$). La particularité de cette expérience est d'avoir pu étudier plusieurs isotopes dont le ^{100}Mo , le ^{82}Se , le ^{96}Zr ou le ^{150}Nd . En plus d'avoir placé les meilleures limites sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ pour ces isotopes, ce détecteur a permis des mesures compétitives de leurs désintégrations $\beta\beta 2\nu$.

Le premier objectif de ce travail a été de mesurer les temps de demi-vie des décroissances $\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se vers l'état excité 0_2^+ du ^{82}Kr grâce aux données de NEMO3. Ces processus n'ayant pas été observés, seules des limites ont été calculées. Les résultats obtenus pour les deux décroissances sont donc $T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 1,29 \times 10^{21}$ ans et $T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 2,31 \times 10^{22}$ ans, ce dernier étant la première limite sur cette décroissance.

SuperNEMO, successeur de NEMO3, cherchera à atteindre une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se . Le Radon étant une source de bruit de fond pour la recherche de cette décroissance, sa concentration dans le détecteur doit être inférieure à $0,15 \text{ mBq.m}^{-3}$. Pour parvenir à un tel niveau, l'émanation de Radon des composants de SuperNEMO doit être contrôlée.

Le second objectif de cette thèse a donc été de développer deux dispositifs de mesure d'émanation de Radon. Ces deux systèmes, consistants chacun en une chambre d'émanation associée à un détecteur électrostatique, ont par la suite été étalonnés puis leurs bruits de fond ont été caractérisés. Grâce à leurs sensibilités de quelques mBq.m^{-3} , ces dispositifs ont permis de mesurer les taux d'émanation de Radon de plusieurs matériaux destinés à la construction du détecteur SuperNEMO.

Mots clés :

NEMO3, SuperNEMO, neutrino, décroissance double bêta, états excités, Radon, émanation

Abstract

The NEMO3 detector was installed in the Laboratoire Souterrain de Modane, in 2003, in order to search for neutrinoless double beta decay ($0\nu\beta\beta$). The specificity of this experiment was the possibility to study several isotopes simultaneously. Among them were ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr or ^{150}Nd . In addition to setting the best limits on these isotopes half-lives for the $0\nu\beta\beta$ process, the detector performed precise measurements of their $2\nu\beta\beta$ decays.

The first point of this work was to measure the half-lives of $2\nu\beta\beta$ and $0\nu\beta\beta$ decays of ^{82}Se to the 0_2^+ excited state of ^{82}Kr using NEMO3 data. Since those processes have not been observed, only limits were set. The resulting half-life limits are $T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 1.29 \times 10^{21}$ yr and $T_{1/2}^{0\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 2.31 \times 10^{22}$ yr. The latest is the first limit ever measured for this decay.

SuperNEMO is the successor to NEMO3 and will aim to reach a half-life sensitivity of 10^{26} yr for the $0\nu\beta\beta$ decay of ^{82}Se . Radon being a source of background for the search of this decay, its concentration inside the detector must be less than 0.15 mBq.m^{-3} . To reach this objective, Radon emanation from the detector components has to be checked.

The second goal of this thesis was thus to develop two setups able to measure Radon emanation. Those two devices, each consisting of an emanation chamber associated to an electrostatic detector, were calibrated before their backgrounds were characterized. With a sensitivity of a few mBq.m^{-3} , these setups measured the Radon emanation rate of several materials which will be used for the construction of the SuperNEMO detector.

Keywords :

NEMO3, SuperNEMO, neutrino, double beta decay, excited states, Radon, emanation

Title :

Search for double beta decay with and without emission of neutrinos of Se-82 to the excited states of Kr-82 in the NEMO3 experiment. Development of apparatuses for ultra-sensitive measurement of Radon emanation for the SuperNEMO experiment

Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier les membres du jury.

Pour commencer merci aux rapporteurs, David Lhuillier et Cécile Jollet-Meregaglia, d'avoir accepté d'examiner ma thèse. Je les remercie plus particulièrement pour leur lecture minutieuse du manuscrit, leur commentaires avisés ainsi que leurs encouragements pour l'avenir.

Merci à José pour avoir suivi mon travail sur le Radon tout au long de la thèse et pour m'avoir donné de nombreux conseils. C'est une chance d'avoir pu travailler en collaboration avec un spécialiste de ce sujet.

Un grand merci à Jean-Christophe Caillon d'avoir présidé le jury de thèse et d'avoir réellement pris le temps de se plonger dans le compte rendu d'un travail de physique expérimentale. Je retiendrai notamment les quelques heures passées à discuter en détails de plusieurs points, preuve de l'intérêt porté à ce travail.

Je remercie Fabrice d'avoir encadré cette thèse, d'avoir pris le temps de suivre mon travail, de discuter longuement et de nombreuses fois de l'analyse et cela malgré un emploi du temps très chargé. Je reste encore impressionné de sa maîtrise des différents domaines de la physique du neutrino, allant de la théorie aux aspects les plus techniques des expériences.

Un simple merci ne serait pas suffisant pour exprimer ma reconnaissance envers Frédéric. Je le remercie tout d'abord pour m'avoir accueilli au sein du groupe en m'offrant l'opportunité de faire un stage puis cette thèse. Merci d'avoir suivi mon travail et de m'avoir épauler pour ainsi dire chaque jour pendant ces 3 ans et demi. Enfin, je me souviendrai longtemps de sa patience et de son soutien au cours des derniers mois de rédaction.

Je désire de plus adresser un grand merci à l'ensemble du groupe *Neutrino* du CENBG :

Christine pour ses conseils précieux, notamment lors la préparation de ma soutenance, pour avoir pris le temps de discuter de physique théorique et de façon plus générale pour sa disponibilité malgré ses responsabilités.

Cédric pour avoir partagé ses nombreuses connaissances techniques et avoir suivi de très près mon travail sur le Radon. Sans lui une grande partie de cette thèse n'aurait pas pu être réalisée.

Christophe, m'ayant précédé en tant que doctorant du groupe, pour m'avoir transmis une partie de son savoir en terme de programmation alors même qu'il rédigeait sa thèse. J'estime que le fait de partager son bureau m'a fait économiser plusieurs semaines d'apprentissage.

Philippe pour m'avoir fait profiter de son expérience, Michel pour m'avoir accueilli dans son bureau et Manu dont le retour était espéré par tous.

Arnaud, Jean et Maxime pour m'avoir permis de garder le moral, surtout cette dernière année, grâce par exemple aux moments partagés dans le bureau des thésards après de longues journées de

REMERCIEMENTS

travail.

Plus globalement, je remercie le groupe pour la sympathie de tous ses membres, ce qui m'a permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Je remercie aussi le directeur du CENBG, Philippe Moretto, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. J'exprime aussi ma reconnaissance aux services mécanique, électronique, instrumentation, informatique et administratif du laboratoire qui ont toujours été disponibles au cours de ce travail.

Merci aux autres doctorants et membres permanents du laboratoires qui sont la raison pour laquelle il est aussi agréable de travailler au CENBG : Antoine, Benjamin, Bertrand, Cécile, David, Jérôme, Mathias, Maxime, Mehdi, Nicolas, Pauline, Quentin, Stéphane, Thomas, Xavier ainsi que ceux que j'ai certainement oublié.

Je remercie la collaboration NEMO pour m'avoir permis de la rejoindre et de présenter mes travaux. Parmi ses membres, je tiens particulièrement à remercier les personnes ayant suivi mon travail de près ou de loin, notamment Laurent, Serge, Ruben, Karol... Je tiens de plus à remercier les autres doctorants de la collaboration avec lesquels j'ai passé des moments inoubliables lors des différentes réunions : Cris, Guillaume, James, John, Summer, Xin...

Pour terminer je tiens à remercier ma famille et mes proches qui m'ont soutenu tout au long de cette thèse.

Merci infiniment à mes parents pour m'avoir toujours donné la possibilité de faire et d'étudier ce dont j'avais envie. Cette thèse a été possible grâce à eux.

Enfin je remercie mes amis, qui ont continué à me supporter alors même que je refusais de donner signe de vie pendant plusieurs mois. Un grand merci à Agathe, Charles, Claire, Cécilia, Delphine, Harry, Jean, Jonathan, Nono, Olivier, Pauline et une mention spéciale à Fabien et Quentin qui sont allés jusqu'à subir 2 heures de présentation pour me soutenir.

Je n'aurais jamais été capable d'accomplir tout cela sans vous tous, Merci !

Table des matières

Table des matières	5
Introduction	11
1 Physique du neutrino	15
1.1 Historique	15
1.2 Physique du neutrino	16
1.2.1 Le neutrino au sein du Modèle Standard	17
1.2.1.1 Le Modèle Standard	17
1.2.1.2 Interaction faible	20
1.2.1.3 Limitations	21
1.2.2 Propriétés du neutrino	21
1.2.2.1 Oscillation des neutrinos	22
1.2.2.2 Termes de masse	25
1.2.3 Techniques de mesure de masse	29
1.2.3.1 Mesures directes	29
1.2.3.2 Mesures indirectes	30
1.3 Décroissance double bêta	31
1.3.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos	32
1.3.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	33
1.3.2.1 Mécanismes permettant la décroissance double bêta sans émission de neutrinos	34
1.3.3 Eléments de matrice nucléaire	36
1.3.4 Expériences de mesure de la décroissance double bêta	36
2 Description des détecteurs NEMO3 et SuperNEMO	39
2.1 Principe des expériences de type NEMO	39
2.2 NEMO3	40
2.2.1 Le détecteur	40
2.2.2 Sources double bêta	42
2.2.2.1 Choix des isotopes	42
2.2.2.2 Enrichissement des sources	43
2.2.2.3 Purification des sources	44

TABLE DES MATIÈRES

2.2.2.4	Production de feuilles sources	44
2.2.3	Calorimètre	45
2.2.3.1	Les scintillateurs	46
2.2.3.2	Les guides de lumière	47
2.2.3.3	Les photomultiplicateurs	47
2.2.4	Trajectographe	48
2.2.4.1	Géométrie des cellules	48
2.2.4.2	Fonctionnement	48
2.2.5	Etalonnage du détecteur	49
2.2.5.1	Etalonnage en énergie	50
2.2.5.2	Etalonnage en temps	50
2.2.6	Système de déclenchement de NEMO3	51
2.2.7	Bruit de fond	52
2.2.7.1	Bruits de fond environnementaux	52
2.2.7.2	Bruit de fond externe	52
2.2.7.3	Bruit de fond interne	53
2.2.8	Résultats de l'expérience NEMO3	55
2.2.8.1	Mesures de demi-vies $T_{1/2}^{2\nu}$	55
2.2.8.2	Recherches de décroissances $\beta\beta0\nu$	56
2.3	SuperNEMO	58
2.3.1	Le démonstrateur	58
2.3.1.1	Calorimètre	60
2.3.1.2	Radiopureté du démonstrateur	64
2.3.2	SuperNEMO Phase 2	66
3	Le Radon dans les expériences NEMO	67
3.1	Historique du Radon	67
3.2	Propriétés du Radon	68
3.2.1	Caractéristiques des isotopes naturels du Radon	68
3.2.2	Emanation du Radon	69
3.2.3	Descendants et mesure indirecte du Radon (^{222}Rn)	71
3.3	Bruit de fond pour la décroissance double bêta	73
3.3.1	Le Radon comme source de bruit de fond	73
3.3.2	Cas des expériences de type NEMO	75
3.4	Le Radon dans NEMO3	75
3.4.1	Contamination du détecteur	75
3.4.2	Tente et usine anti-Radon	78
3.4.3	Colonne de charbon actif	79
3.4.4	Conclusion	82
4	Développement de dispositifs de mesure d'émanation de Radon au CENBG pour SuperNEMO	83
4.1	Exigence pour le détecteur SuperNEMO	84
4.2	Stratégies anti-Radon dans SuperNEMO	84

4.3	Stratégie de mesure d'émanation	91
4.3.1	Sélection des échantillons à caractériser	91
4.3.2	Stratégie de mesure d'émanation	91
4.4	Méthodes de mesure d'émanation au CENBG	96
4.4.1	Grande chambre d'émanation	96
4.4.1.1	Description	96
4.4.1.2	Principe de mesure	97
4.4.2	Petite chambre d'émanation	103
4.4.2.1	Description	103
4.4.2.2	Principe de mesure	105
4.5	Détecteurs électrostatiques	108
4.5.1	Description des détecteurs	108
4.5.2	Principe de détection par spectroscopie α	110
4.5.2.1	Migration des descendants du Radon	110
4.5.2.2	Détection des descendants du Radon	112
4.5.2.3	Efficacité de détection	112
4.5.3	Bruit de fond et sensibilité des détecteurs	113
4.5.3.1	Scellage des détecteurs	114
4.5.3.2	Mesures de bruit de fond	114
4.5.3.3	Sensibilité des détecteurs	116
4.6	Etalonnage des dispositifs	117
4.6.1	Caractérisation de sources d'émanation de Radon	118
4.6.1.1	Principe de mesure d'émanation avec un détecteur HPGe	118
4.6.1.2	Spectrométrie γ sur des sources de Radium	119
4.6.2	Mesure d'émanation de Radon des sources d'étalonnage	123
4.6.2.1	Dispositif de la grande chambre d'émanation	123
4.6.2.2	Dispositif de la petite chambre d'émanation	127
4.6.3	Mesure de bruit de fond des dispositifs	129
4.6.4	Sensibilité de la grande chambre	131
4.7	Etude de la contribution au bruit de fond en Radon des bouteilles d'azote	133
4.7.1	L'azote dans la grande chambre d'émanation	133
4.7.2	L'azote dans la petite chambre d'émanation	135
4.8	Validation de l'étalonnage des dispositifs par mesure d'intercomparaison	135
4.8.1	Echantillon d'intercomparaison	136
4.8.2	Résultat de la mesure d'intercomparaison	137
4.9	Caractérisation de matériaux pour SuperNEMO	138
4.9.1	Mesure de photomultiplicateurs	138
4.9.2	Mesures de feuilles de mylar aluminisées	141
4.9.3	Autres mesures et bilan	146
4.10	Difficultés inhérentes aux mesures de Radon	147

5	Outils d'analyse pour l'étude des données de NEMO3	149
5.1	Reconstruction des événements NEMO3	150
5.1.1	Reconstruction de traces	150
5.1.2	Traitement des données du calorimètre	151
5.1.2.1	Energie du calorimètre	151
5.1.2.2	Données temporelles	151
5.2	Statuts des acquisitions du détecteur NEMO3	152
5.3	Le programme d'analyse des données de NEMO3 : NAT++	153
5.3.1	Présentation et objectifs de NAT++	153
5.3.2	Composantes du programme NAT++	154
5.4	Simulation d'événements	157
5.4.1	Traitement des données simulées	158
5.5	Temps de vol d'un événement	158
5.5.1	Calcul du temps de vol des particules	159
5.5.1.1	Temps théorique de l'évènement	159
5.5.1.2	Hypothèse interne	160
5.5.1.3	Hypothèse externe	160
5.5.2	Erreurs sur les temps de vol	161
5.5.2.1	Erreurs sur les temps théoriques	161
5.5.2.2	Erreurs sur les temps mesurés	162
5.5.3	Probabilité de temps de vol	162
5.6	Reconstruction du parcours des rayonnements γ	164
5.6.1	Evènements reconstruits par le traçage gamma	164
5.6.2	Principe de reconstruction du parcours d'un photon	165
5.7	Avantages et erreurs systématiques apportés par le traçage gamma	166
5.7.1	Analyse des données des sources de calibrations avec le traçage gamma	167
5.7.2	Résultats et estimation d'erreurs systématiques	172
6	Analyse de la désintégration $\beta\beta$ du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr	175
6.1	Décroissance double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr	176
6.1.1	Prédictions théoriques	177
6.1.2	Précédents résultats expérimentaux	178
6.2	Bruit de fond interne	180
6.2.1	Contamination des feuilles source	180
6.2.1.1	Mesure du ^{214}Bi	180
6.2.1.2	Mesure du ^{208}Tl	185
6.2.2	Décroissance double bêta du ^{82}Se vers l'état fondamental	186
6.2.2.1	Sélection des événements de topologie ee	188
6.2.2.2	Ajustement et mesure de $T_{1/2}^{2\nu}$	189
6.3	Bruit de fond externe	191
6.3.1	Sources de bruit de fond externe	192
6.3.2	Analyse par topologie $e - e$ externe et $\gamma - e$ externe	193
6.3.2.1	Sélection des événements	193
6.3.3	Résultats du modèle de bruit de fond externe	196

6.4	Décroissance double bêta vers les états excités	199
6.4.1	Sélection préliminaire des évènements de topologie $ee\gamma\gamma$	201
6.4.2	Principe d'optimisation des sélections	202
6.4.3	Etude du processus de décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+	203
6.4.3.1	Topologie $ee\gamma\gamma$ pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+	203
6.4.3.2	Sélection en énergie	206
6.4.3.3	Evènements sélectionnés	210
6.4.3.4	Mesure de $T_{1/2}$	212
6.4.4	Etude du processus de décroissance $\beta\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_2^+	217
6.4.5	Conclusion	223
	Conclusion	225
	Bibliographie	227

Introduction

Dans la physique fondamentale, le neutrino est sans doute la particule la plus passionnante. Elle est étudiée aujourd'hui dans plusieurs domaines, allant de la physique nucléaire à la cosmologie. Au cours des 30 dernières années, quatre prix Nobel ont été attribués à des travaux de recherche sur le neutrino. En 2015 notamment, Takaaki Kajita et Arthur B. McDonald ont reçu cette récompense prestigieuse pour la découverte de l'oscillation des neutrinos, propriété démontrant que les neutrinos possèdent une masse. Néanmoins, cette particule est toujours mystérieuse puisque sa masse ou encore sa nature exacte restent inconnues.

L'existence du neutrino fût postulée pour la première fois par Wolfgang Pauli en 1930 pour expliquer comment le spectre d'émission des électrons lors de décroissances radioactives β pouvait être continu, tout en respectant le principe de conservation de l'énergie. Il fallut ensuite attendre 1956 pour que sa détection soit possible grâce à l'expérience de Cowan et Reines effectuée auprès d'un réacteur nucléaire. Naquit alors une nouvelle branche de la physique, dédiée à l'étude de cette particule électriquement neutre, apparemment de masse nulle et qui n'interagit que très faiblement avec la matière.

Le Modèle Standard de la physique des particules, théorie scientifique construite à partir de découvertes puis validée par de nombreuses expériences au cours de la seconde moitié du XX^e siècle, décrit le neutrino comme existant sous la forme de trois saveurs, n'interagissant que par force faible et possédant une masse nulle. L'absence de masse du neutrino permet de rendre compte de l'interaction des neutrinos d'hélicité gauche et des antineutrinos droits uniquement, autrement dit de la violation de symétrie de parité. Cependant, le phénomène d'oscillation des neutrinos, prédit en 1957 par B. Pontecorvo, a été découvert grâce aux observations des expériences Super Kamiokande (Kamioka Neutrino Detection Experiment) au Japon et SNO (Sudbury Neutrino Observatory) au Canada. Cette propriété implique que le neutrino est massif, caractéristique qui va à l'encontre du Modèle Standard.

Différentes théories existent aujourd'hui et permettent de concilier la violation de la symétrie de parité et la masse non nulle du neutrino. Ainsi, celui-ci peut être décrit comme une particule de Dirac ou comme une particule de Majorana. Dans ce second cas, le neutrino est sa propre antiparticule, propriété unique si elle est avérée. La recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) est une voie privilégiée pour déterminer la nature du neutrino. En effet, ce mode de désintégration n'est possible que si le neutrino est une particule de Majorana, quel que soit le mécanisme mis en jeu.

L'objectif de la collaboration internationale NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) est d'observer la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Pour ce faire, elle a développé

INTRODUCTION

depuis les années 90 le prototype NEMO2 puis les détecteurs NEMO3 et SuperNEMO. Le principe de ces expériences est de mesurer des sources d'isotopes pouvant se désintégrer par décroissance double bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$). En effet, pour ces isotopes, le processus $\beta\beta 0\nu$ est aussi possible dans le cadre de la théorie de Majorana. Observer cette décroissance permettrait non seulement de connaître la nature du neutrino mais aussi, en mesurant son temps de demi-vie, de déterminer son échelle de masse.

Lors de cette thèse, un travail de Recherche et Développement (R&D) sur le Radon (^{222}Rn) a été effectué pour réduire le bruit de fond du détecteur SuperNEMO, dont le démonstrateur (le premier module) sera assemblé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) en 2016. Deux dispositifs de mesure d'émanation du Radon, un gaz radioactif, ont ainsi été mis en place au Centre D'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG). Une analyse des données du détecteur NEMO3 a de plus été conduite afin de caractériser la décroissance double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr .

Le premier chapitre de ce manuscrit propose une introduction théorique à la physique du neutrino. Un historique des découvertes liées au neutrino est présenté ainsi que la description de cette particule par le Modèle Standard. Ce chapitre aborde ensuite les mécanismes au-delà de ce modèle qui impliquent le neutrino, notamment la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Il sera conclu par les résultats des principales expériences cherchant à observer ce processus.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le détecteur NEMO3, ses composantes de bruit de fond (dont le Radon fait partie), ainsi que ses principaux résultats. Le projet SuperNEMO est ensuite décrit en mettant l'accent sur les caractéristiques du calorimètre, dont la construction est coordonnée notamment au CENBG, et sur la radiopureté du démonstrateur.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude du Radon, un gaz radioactif issu de la chaîne radioactive naturelle de l'Uranium 238 et qui est présent dans l'atmosphère à hauteur de quelques $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Le phénomène d'émanation, les propriétés du Radon et celles de ses descendants y sont présentées puis nous expliquons en quoi ce gaz rare est un problème pour les expériences recherchant la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Dans ce chapitre nous nous concentrons principalement sur le détecteur NEMO3 et les moyens de lutte mis en place pour réduire cette source de contamination.

Le chapitre 4 présente en premier lieu une vue d'ensemble des stratégies développées par la collaboration SuperNEMO pour diminuer la concentration de Radon dans le démonstrateur à un niveau de $150 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Nous détaillons dans le reste du chapitre le travail de R&D effectué au CENBG autour de la mesure d'émanation du Radon. En effet, ce gaz est généralement émané par certains matériaux contenant du ^{226}Ra . Deux dispositifs capables de caractériser des taux d'émanation très faibles ($\sim 100 \mu\text{Bq}\cdot\text{j}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$) ont donc été développés et étalonnés au cours de cette thèse. Ce chapitre est conclu par la présentation de plusieurs résultats de mesures d'émanation, mesures ayant été effectuées dans le cadre de la recherche de matériaux "purs" pour la construction du démonstrateur SuperNEMO.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude des outils informatiques pour l'analyse des données du détecteur NEMO3. Après une description du programme d'analyse collaboratif NAT++, un outil original est présenté : le traçage gamma. Cette méthode de reconstruction du parcours des rayonnements γ ayant été développée récemment au CENBG, nous détaillons son principe puis

étudierons son impact sur l'efficacité de détection de NEMO3 pour les événements impliquant des photons γ , tels que les désintégrations vers des états excités.

Le chapitre 6 détaille l'analyse des données du détecteur NEMO3 pour la recherche de désintégrations double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr . Tout d'abord, les prédictions théoriques ainsi que les précédents résultats expérimentaux sont présentés. Un modèle de bruit de fond pour les sources de ^{82}Se est ensuite mis en place. La dernière partie du chapitre traite de l'optimisation de critères de sélection d'événements pour la recherche des désintégrations double bêta avec et sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr . Cette étude permet notamment d'établir des limites sur les temps de demi-vie de ces décroissances.

Chapitre 1

Physique du neutrino

Sommaire

1.1 Historique	15
1.2 Physique du neutrino	16
1.2.1 Le neutrino au sein du Modèle Standard	17
1.2.2 Propriétés du neutrino	21
1.2.3 Techniques de mesure de masse	29
1.3 Décroissance double bêta	31
1.3.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos	32
1.3.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos	33
1.3.3 Eléments de matrice nucléaire	36
1.3.4 Expériences de mesure de la décroissance double bêta	36

Dans ce chapitre seront abordées les bases de la physique du neutrino à travers sa description par le Modèle Standard dans un premier temps, puis par une étude de ses propriétés que cette théorie n'intègre pas. Nous nous pencherons donc brièvement sur l'oscillation entre les états de saveur pour nous attarder ensuite sur les problèmes de nature et de masse, intimement liés. Dans ce cadre, le phénomène de décroissance double bêta sera décrit et nous verrons comment son étude peut nous apporter des éléments de réponses, notamment au travers de la théorie de Majorana. Nous étudierons particulièrement les mécanismes intervenant lors de ce processus lorsqu'il a lieu sans émission de neutrinos, que ce soit vers l'état fondamental ou vers un état excité du noyau fils. Enfin le chapitre sera conclu par un état des lieux des expériences cherchant à observer la décroissance double bêta sans émission de neutrinos pour différents isotopes.

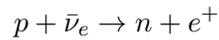
1.1 Historique

En 1899, dans un contexte marqué par des découvertes précurseuses dans les domaines de physique nucléaire, Rutherford observe les premières radioactivités β . Quinze ans plus tard, James Chadwick met en évidence le spectre continu en énergie des électrons émis lors de ces désintégrations [1]. Se pose alors un problème de conservation d'énergie. L'électron étant en apparence la

seule particule issue de cette décroissance, elle devrait emporter la totalité de l'énergie disponible correspondant à la chaleur de réaction Q_β . Il faudra attendre 1930 pour que Wolfgang Pauli propose l'existence d'une particule accompagnant l'émission de l'électron et emportant le complément d'énergie [2]. Pour la première fois le neutrino ν est conceptualisé.

Lui sont dès lors attribuées ses propriétés de faible masse, de charge nulle et de très faible probabilité d'interaction. Peu de temps après, en 1934, alors qu'il formalise la théorie de la désintégration β , Enrico Fermi donne à cette petite particule neutre le nom de neutrino [3]. Son lien avec l'électron ne fait aucun doute et lorsqu'un fermion chargé plus lourd, le muon μ , est découvert en 1936 [4], l'existence d'un second neutrino dit muonique ν_μ est postulée [5].

Ce n'est que plus de vingt-cinq ans après sa mention théorique que Clyde Cowan et Frederick Reines découvrent expérimentalement l'antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$ auprès d'un réacteur nucléaire générant un flux intense de neutrinos. Ils cherchent à mettre en évidence son existence par la réaction dite β^+ inverse :



Après la détection en coïncidence retardée d'un positron et d'un neutron, ils publient leurs résultats en 1956 [6].

La deuxième observation expérimentale importante fut celle du neutrino muonique en 1962 grâce à un accélérateur synchrotron [7]. Elle valut le prix Nobel de physique à Leon Lederman, Mel Schwartz et Jack Steinberger en 1988 qui prouvèrent l'existence d'une deuxième saveur de neutrino. Les découvertes relatives à la troisième famille de leptons furent quant à elles plus tardives. Le tau τ fut produit par le collisionneur SPEAR en 1975 [8] et l'observation du neutrino tauïque ν_τ est l'une des avancées les plus récentes en physique des neutrinos. L'expérience DONUT (Direct Observation of the NU Tau) l'a en effet rendu possible en 2000 [9].

Toutes ces découvertes ont mené à la connaissance actuelle des trois saveurs que possède le neutrino, associé à des leptons chargés. Mais la plus grande révolution est sans nul doute la mise en évidence de l'oscillation des neutrinos entre ces états de saveur à l'observatoire Super Kamiokande en 1998 [10], qui a partagé en 2015 le prix Nobel de physique avec l'expérience SNO. En effet, d'après le Modèle Standard des particules, que nous décrirons plus en détails dans la partie suivante, le neutrino ne possède pas de masse. Or, cette dernière observation remet en cause cette propriété et nous oblige à définir le neutrino au-delà du Modèle Standard.

1.2 Physique du neutrino

Depuis le postulat de son existence il y a plus de 80 ans, le neutrino reste une particule dont la plupart des caractéristiques restent à découvrir, notamment sa masse et sa nature. Tout un pan de la physique des particules est dédié à son étude et couvre un large spectre allant de la cosmologie à la physique nucléaire. Malgré le fait qu'il s'agisse de la deuxième particule la plus abondante de l'Univers, après le photon, le neutrino reste difficilement détectable du fait de sa très faible probabilité d'interaction ($\leq 10^{-42} \text{ m}^2$). Les expériences mises en œuvre pour son observation sont donc de grande envergure et rivalisent d'originalité.

Cependant les sources de neutrinos sont nombreuses à la fois sur Terre et dans l'Univers. Les neutrinos peuvent ainsi être produits artificiellement, à l'intérieur de réacteurs nucléaires ou d'accé-

lérateurs de particules, ou naturellement. Dans ce dernier cas les sources peuvent être catégorisées plus finement :

1. terrestres : radioactivités β dans la croûte terrestre ou interaction des rayonnements cosmiques avec l'atmosphère,
2. cosmologiques : soleil et supernovae.

Cette omniprésence souligne l'importance de cette particule qui est la plus abondante parmi celles du Modèle Standard au sein duquel elle soulève encore de nombreuses questions.

1.2.1 Le neutrino au sein du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie scientifique finalisée dans les années 1970 qui décrit toutes les particules élémentaires ainsi que leurs interactions, excepté la gravitation. Le grand pouvoir de ce modèle est sa capacité de prédiction. En effet, en utilisant outils mathématiques et principes de symétrie, le Modèle Standard a pu prédire l'existence de particules élémentaires confirmée par l'expérience. L'exemple le plus récent de ce caractère prédictif est la découverte du boson de Higgs en 2012 au CERN dans une gamme d'énergie annoncée par la théorie [11].

Le neutrino ν est quant à lui représenté comme une particule élémentaire, neutre, de spin $1/2$ et de masse nulle. Cette dernière propriété est due à la violation de parité de l'interaction faible que le Modèle Standard résout en faisant du neutrino une particule sans masse. S'ajoute à cela une sensibilité à l'interaction faible uniquement, ce qui explique la grande difficulté de détection déjà mentionnée.

1.2.1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs. Les particules ainsi que les interactions fondamentales sont décrites par des champs qui s'expriment en fonction de l'espace et du temps. La construction du Modèle Standard s'est faite autour de la théorie des groupes unitaires ($SU(3)$, $SU(2)$ et $U(1)$) et de la symétrie de Jauge sur lesquelles nous reviendrons. Ces notions de symétries se traduisent physiquement par des lois de conservations d'observables (énergie, impulsion, isospin...).

Les fermions

Dans le Modèle Standard, nous pouvons dénombrer douze constituants élémentaires de la matière. Ce sont des fermions, autrement dit des particules de spin $1/2$, qui se doivent de suivre la statistique de Fermi-Dirac et le principe d'exclusion de Pauli. Ce dernier est une règle fondamentale en physique des particules selon laquelle deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique. Il permet de plus d'expliquer la configuration électronique des atomes. Ces fermions se répartissent en deux catégories décrites par le tableau 1.1.

Les quarks, au nombre de six, sont sensibles aux quatre interactions fondamentales et n'existent pas de manière isolée. Leur charge pouvant être de $+\frac{2}{3}e$ ou $-\frac{1}{3}e$ (avec e la charge élémentaire), ils appartiennent toujours à une configuration en mésons (deux quarks q et \bar{q}) ou en baryons (trois quarks).

CHAPITRE 1. PHYSIQUE DU NEUTRINO

Famille	Lepton	Masse	Charge	Quark	Masse	Charge
1ère	électron (e)	511 keV	$-1e$	up (u)	$2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	$+ 2/3e$
	neutrino- e (ν_e)	$< 2,3$ eV	0	down (d)	$4,8_{-0,3}^{+0,7}$ MeV	$- 1/3e$
2ème	muon (μ)	106 MeV	$-1e$	charm (c)	$1,275 \pm 0,025$ GeV	$+ 2/3e$
	neutrino- μ (ν_μ)	< 170 keV	0	strange (s)	95 ± 5 MeV	$- 1/3e$
3ème	tau (τ)	1,78 GeV	$-1e$	top (t)	$173,5 \pm 0,6 \pm 0,8$ GeV	$+ 2/3e$
	neutrino- τ (ν_τ)	$< 18,2$ MeV	0	bottom (b)	$4,18 \pm 0,03$ GeV	$- 1/3e$

TABLE 1.1: Générations, masses et charges électriques (en unité de charge élémentaire e) des fermions du Modèle Standard [12].

Les six leptons ne sont quant à eux sensibles qu'aux interactions faible, gravitationnelle et électromagnétique s'ils possèdent une charge électrique. Trois sont chargés négativement et trois sont électriquement neutres : les neutrinos.

Ces douze fermions sont également classés en trois catégories ou saveurs. Elles se caractérisent par la masse et l'instabilité croissante des particules de la première à la troisième famille. La première est celle qui inclut les constituants de l'immense majorité de la matière visible alors que les deux autres regroupent les particules plus lourdes et instables. Ces dernières peuvent se désintégrer rapidement vers les fermions de la première catégorie, plus stable. Ces douze particules s'associent à douze antiparticules, de même masse et spin, mais avec des nombres quantiques de valeurs opposées comme la charge électrique, la saveur, le nombre leptonique ou baryonique.

Ces fermions sont décrits généralement par une fonction d'onde ψ , le spineur de Dirac. Ce spineur peut se décomposer en quatre composantes, correspondant à une chiralité droite (R) ou gauche (L) et à un état de particule ou antiparticule. Cette fonction d'onde est définie par l'équation de Dirac, généralisation relativiste de l'équation de Schrödinger :

$$(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m)\psi = 0 \quad (1.2.1)$$

avec m la masse de la particule au repos et γ^μ les quatre matrices de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}$$

avec $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ (1.2.2)

Il est alors possible par l'emploi des projecteurs P_L et P_R d'extraire les composantes de chiralité gauche ψ_L et droite ψ_R du bispineur :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

$$\psi_L = P_L \psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi \quad (1.2.3)$$

$$\psi_R = P_R \psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi \quad (1.2.4)$$

avec $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ qui se traduit par une cinquième matrice de Dirac $\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}$

Classiquement, la chiralité peut être présentée comme une propriété intrinsèque d'asymétrie d'un objet. Dans le cadre de la description d'une particule par un champ, il nous faut introduire la notion de champ chiral qui peut être définie par la superposition d'hélicités droite et gauche :

$$\psi_L = \psi_{-1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{1/2} \quad \text{et} \quad \psi_R = \psi_{1/2} + \theta\left(\frac{m}{E}\right)\psi_{-1/2} \quad (1.2.5)$$

avec θ une fonction dépendante de la masse et de l'énergie de la particule et $\psi_{\pm 1/2}$ l'état d'hélicité. D'après l'équation 1.2.5, il est aisé de constater que dans le cas d'une particule de masse nulle, la chiralité et l'hélicité sont égales. Cette dernière désigne la projection du spin sur le vecteur impulsion. Il est nécessaire de souligner que contrairement à la chiralité, l'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz excepté dans le cas d'une particule de masse nulle. Une particule massive peut donc être observée dans deux états d'hélicité par un simple changement de référentiel.

Les interactions fondamentales

Les douzes fermions et leurs antiparticules interagissent entre eux par le biais de l'échange de bosons, particules de spin entier pouvant être virtuelles ou réelles. Il s'agit plus précisément de vecteurs de champs n'étant pas soumis au principe d'exclusion de Pauli. Le Modèle Standard comprend uniquement trois interactions qui suffisent à rendre compte des phénomènes observés dans le cadre de la physique des particules :

- **l'interaction électromagnétique**, décrite par le groupe U(1), concerne les particules électriquement chargées. Son vecteur est le photon, un boson de masse nulle. Elle est attractive pour les particules de charges opposées et répulsive dans le cas contraire. Elle permet notamment la liaison des électrons au noyau.
- **l'interaction faible** gouverne, à partir du groupe SU(2) d'isospin faible, les changements de saveurs des fermions par l'échange des bosons massiques W^\pm et Z^0 (80 - 90 GeV). Elle est par exemple à l'origine des désintégrations β et il est à noter que les neutrinos ne sont sensible qu'à elle.
- **l'interaction forte** est une force attractive qui s'applique exclusivement aux quarks et est responsable de la cohésion du noyau des atomes. Elle est formalisée à partir du groupe SU(3) de couleur (verte, bleue et rouge) et est rendue possible par l'échange de 8 bosons de masse nulle : les gluons. Le gluons possédant une charge de couleur, tout comme les quarks, ils peuvent se coupler entre eux contrairement aux photons. La portée de l'interaction forte est donc très courte, de l'ordre de 10^{-15} m.

Le Modèle Standard apporte une représentation théorique quantique pour ces trois forces. Parmi elles, les interactions faible et électromagnétique sont unifiées dans un même groupe de symétrie de

Jauge $SU(2)\otimes U(1)$ par le modèle de Glashow-Salam-Weinberg auquel l'interaction forte n'est pas associée [13][14][15].

L'interaction gravitationnelle est quant à elle décrite par la relativité générale. Il s'agit d'une force attractive dépendante de la masse des éléments mis en jeu. Son intensité est donc négligeable par comparaison aux trois autres dans le cas de particule. Elle devient néanmoins prépondérante lorsque l'on considère des objets extrêmement massifs.

1.2.1.2 Interaction faible

Une des spécificités du Modèle Standard est donc de regrouper les interactions électromagnétique et faible en une seule théorie, alors que ces deux forces présentent des intensités différentes selon les conditions d'interaction. Cette unification dite électrofaible est une théorie de jauge dont la symétrie est spontanément brisée à partir d'une certaine échelle en énergie.

L'interaction électrofaible est caractérisée par une invariance sous les transformations d'isospin faible I^W et d'hypercharge faible $Y = 2(Q - I^W)$ avec Q la charge électrique. La théorie de Glashow-Salam-Weinberg introduit 3 bosons de jauge correspondant au groupe $SU(2)$ et un quatrième boson vecteur sans charge faible correspondant au groupe $U(1)$.

Dans le cadre de ce modèle, les vecteurs de l'interaction faible ont une masse nulle, ce qui ne correspond pas aux observations expérimentales. Le mécanisme de Higgs permet d'introduire une brisure spontanée de la symétrie électrofaible afin de pallier à cette contradiction. La théorie de Higgs introduit un champ scalaire dont la valeur moyenne est non nulle dans le vide. Le couplage des vecteurs d'interaction du Modèle Standard avec ce champ est à l'origine d'une masse non nulle pour trois d'entre eux. Il s'agit des bosons W^\pm et Z^0 correspondant aux bosons responsables de l'interaction faible. Leurs masses de l'ordre de 90 GeV limite d'ailleurs la portée de l'interaction faible ($\sim 10^{-18}$ m) suivant le principe d'incertitude d'Heisenberg. Reste le photon, messenger de l'interaction électromagnétique, dont la masse reste nulle. Le Modèle Standard génère de plus la masse des fermions à travers cette brisure de symétrie. La théorie derrière ce mécanisme a été confirmée par la découverte du boson de Higgs au CERN en 2012. Peter Higgs et François Englert ont par la suite reçu le prix Nobel de physique en 2013 pour la formulation de la théorie sous-jacente [11].

Interactions des neutrinos

Comme mentionné plus avant, le neutrino n'est soumis qu'à l'interaction faible (étant électriquement neutre). Dans le cadre de cette interaction, l'asymétrie de parité a été mise en évidence par une expérience proposée par T.D. Lee et C.N. Yang [16], et réalisée par C.S. Wu en 1956 [17]. L'idée était d'observer la distribution angulaire des électrons produits lors de la décroissance β de noyaux de ^{60}Co orientés par un champ magnétique. L'émission préférentielle des électrons dans une direction confirma alors la violation de parité par l'interaction faible se traduisant par des interactions possibles uniquement pour les neutrinos d'hélicité gauche et antineutrinos d'hélicité droite.

Selon la théorie du Modèle Standard, il existe donc deux types de courants leptoniques, à savoir un courant chargé gauche couplant un neutrino et un lepton chargé de même saveur ou un courant neutre couplant deux neutrinos ou deux leptons chargés. De l'expression de ces deux courants peuvent être extraits deux couplages, un vectoriel et un autre axial. L'interaction faible par courant gauche se note d'ailleurs (V-A). Le courant droit par couplage (V+A) n'a quant à lui pas été observé

expérimentalement.

Néanmoins une interaction par courant chirale gauche peut produire des particules dans deux états d'hélicité mais la probabilité de création d'une particule d'hélicité droite décroît drastiquement pour de hautes énergies ($\propto E^{-2}$) et croît avec la masse ($\propto m^2$) dans le cas relativiste comme celui des neutrinos. Il devrait être possible dans ce cas possible d'observer des neutrinos d'hélicité droite ou gauche.

Or en 1957, l'expérience de Maurice Goldhaber permit d'observer une hélicité uniquement gauche pour les neutrinos, propriété qui caractérise les particules de masse nulle comme démontré précédemment [18]. Le Modèle Standard ne décrit donc que des neutrinos d'hélicité gauche et des antineutrinos d'hélicité droite, étant produits par interaction faible de courant gauche et ne possédant pas de masse.

1.2.1.3 Limitations

Comme indiqué dans une section précédente, la gravitation n'est pas décrite dans le cadre de la théorie quantique des champs mais dans celui de la relativité générale. Malgré la faible intensité de cette interaction à l'échelle des particules élémentaires, elle devrait être incluse au sein de la théorie de la même manière que les trois autres. Seulement, cela n'est pas possible dans l'état actuel des connaissances en mathématiques et physique théorique.

D'autre part, le Modèle Standard possède 19 paramètres libres. Il s'agit plus précisément des masses des particules ainsi que des constantes de couplages des interactions qui ne sont pas prédites mais déterminées par l'expérience. Dans le cadre d'une théorie fondamentale, ce nombre peut être considéré comme trop important, ce qui n'enlève rien au fort caractère prédictif du modèle.

Pour finir, il reste dans le domaine de la physique des particules un grand nombre de questions auxquelles le Modèle Standard n'apporte pas de réponse :

- Pourquoi existe-t-il trois catégories de fermions ?
- D'où vient l'asymétrie entre matière et antimatière dans l'Univers ?
- Pourquoi les masses des particules pourtant élémentaires diffèrent d'environ douze ordres de grandeur pour certaines ?
- Qu'est-ce que la matière noire (22 % de la masse de l'Univers) dont on observe clairement les effets à l'échelle des galaxies ?
- Quelle est l'origine de l'énergie noire qui accélère l'expansion de l'Univers (et représente 74 % de la masse de l'Univers) ?
- Comment expliquer la violation de CP observée dans le secteur électrofaible et son implication possible sur l'origine de l'asymétrie matière-antimatière de l'Univers ?

Enfin le Modèle Standard décrit le neutrino comme une particule de masse nulle, point incorrect qui sera plus discuté dans la suite de ce chapitre.

1.2.2 Propriétés du neutrino

Durant la seconde moitié du XX^e siècle, les neutrinos de différents saveurs ont pu être étudiés malgré une probabilité d'interaction extrêmement faible. Pour cela, les expériences dédiées à leur détection ont profité d'une variété de sources de neutrinos, déjà mentionnées, qui permettent de les séparer en quatre catégories :

- **les neutrinos atmosphériques** sont les produits de la désintégration de mésons, eux-mêmes créés par l'interaction des rayonnements cosmiques dans l'atmosphère terrestre. En résulte donc un flux de neutrinos et antineutrinos principalement muoniques et électroniques dont les proportions respectives sont $2/3$ et $1/3$. Leurs énergies reflètent celles des rayonnements cosmiques et sont comprises entre plusieurs centaines de MeV et quelques dizaines de TeV, permettant notamment la détection des produits d'interactions des neutrinos par effet Cerenkov.
- **les neutrinos solaires** sont issus des réactions nucléaires ayant lieu au sein du Soleil. La source ainsi produite est un flux de neutrinos électroniques avec une énergie de quelques centaines de keV à quelques MeV.
- **les neutrinos de réacteurs** proviennent quant à eux des réactions de fission occurring dans les réacteurs nucléaires. Cette source permet la production d'antineutrinos électroniques de 1 MeV en moyenne.
- **les neutrinos issus d'accélérateurs de particules** sont produits généralement par la collision de protons sur une cible générant des mésons dont la désintégration s'accompagne de l'émission de neutrinos muoniques principalement. Cette source est la seule à être conçue artificiellement dans le but de créer un faisceau de neutrinos pouvant être contrôlé.

Pendant plus de 40 ans, l'observation de ces neutrinos a permis de confirmer la description faite par le Modèle Standard. L'élément qui nous intéresse plus particulièrement est la masse supposée nulle qui se traduit par une dégénérescence des états de masse. Cette théorie fut en effet remise en cause il y a plus de 10 ans par le phénomène d'oscillation.

1.2.2.1 Oscillation des neutrinos

Parmi les grandes avancées dans le domaine de la physique des particules, l'une des plus récentes fut la découverte en 1998 de l'oscillation des neutrinos. Elle eut lieu à l'observatoire Super Kamiokande, constitué d'un volume de 50 000 tonnes d'eau pure servant de détecteur Cerenkov [19]. En observant le flux de neutrinos et antineutrinos atmosphériques, il fut observé un déficit de saveur muonique compatible avec une hypothèse d'oscillation vers la saveur tau ($\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$). Ce comportement fut confirmé notamment en 2001 par l'expérience SNO, sensible aux trois saveurs leptoniques et qui constata l'oscillation des neutrinos solaires en mesurant le flux total des 3 saveurs de neutrinos [20]. Cette expérience a montré de plus que le modèle solaire était parfaitement valide. Le prix Nobel de physique a d'ailleurs été attribué le 6 octobre 2015 à Takaaki Kajita et Arthur McDonald, directeurs respectifs des observatoires de Super Kamiokande et SNO pour la découverte du phénomène d'oscillation des neutrinos.

Mélange des saveurs de neutrinos

Les neutrinos, lorsqu'ils sont assimilés à un champ, peuvent être en partie décrits par leurs états de saveur (ν_e, ν_μ, ν_τ) et ceux de masse (ν_1, ν_2, ν_3). Ces derniers sont dégénérés dans le cadre du Modèle Standard, ce qui implique une masse nulle pour le neutrino.

La relation entre ces deux bases est décrite par une matrice de mélange unitaire U , la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad \text{avec} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad \text{et} \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.2.6)$$

Le mélange des états de saveur et de masse dont témoigne l'oscillation est donc défini par les éléments de matrice qui se notent :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.2.7)$$

La matrice PMNS étant unitaire, elle peut être simplifiée par l'emploi de trois angles de mélange θ_{12} , θ_{13} et θ_{23} . Elle s'écrit alors :

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.2.8)$$

avec $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, δ un terme de phase non nul dans le cas d'une violation de symétrie CP et $e^{i\alpha_{1,2}/2}$ une phase supplémentaire si le neutrino est une particule de Majorana. Cependant, ce dernier terme n'influe pas sur les probabilités d'oscillation.

Phénomène d'oscillation

Lorsqu'un neutrino dans un état de masse $|\nu_i(0)\rangle$ à l'instant $t = 0$ se propage, son état à l'instant t est défini par :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.2.9)$$

avec E_i son énergie, p_i son impulsion et L la distance parcourue entre les temps $t = 0$ et t . Dans le cas d'une particule de faible masse, l'impulsion est le terme dominant dans l'expression de l'énergie qui, en prenant $c = 1$, peut s'écrire :

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2E_i} \quad (1.2.10)$$

Considérant cette approximation et le fait que la propagation se fait à une vitesse proche de celle de la lumière, l'équation 1.2.9 devient :

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.2.11)$$

Il est alors possible d'exprimer l'évolution de l'état de saveur du neutrino d'après l'équation 1.2.6 de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_i U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} |\nu_i(0)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} \sum_\gamma U_{\gamma i}^* |\nu_\gamma(0)\rangle \\
 &= \sum_\gamma \sum_i U_{\gamma i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E_i}L} U_{\alpha i} |\nu_\gamma(0)\rangle
 \end{aligned} \tag{1.2.12}$$

le second calcul se faisant en exprimant cette fois-ci le mélange des états de saveurs pour un état de masse i dans l'équation 1.2.6, inversant ainsi la matrice de mélange. La probabilité de détecter un neutrino de saveur α à un instant t sachant qu'il fut généré dans un état β à $t = 0$ se calcule alors en élevant au carré l'amplitude de probabilité pour l'oscillation :

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) &= |A(\nu_\beta(0) \rightarrow \nu_\alpha(t))|^2 = |\langle \nu_\alpha(t) | \nu_\beta(0) \rangle|^2 \\
 &= \left| \sum_\gamma \sum_i U_{\alpha i}^* e^{i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\gamma i} \langle \nu_\gamma(0) | \nu_\beta(0) \rangle \right|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i} e^{i\frac{m_i^2}{2E}L} U_{\alpha i}^* \right|^2 \\
 &= \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-\frac{\Delta m_{ij}^2}{2E}L}
 \end{aligned} \tag{1.2.13}$$

avec $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ la différence des carrés des masses relatives aux états ν_i et ν_j . Ce seul terme démontre que dans le cas d'un neutrino pour lequel ces masses sont nulles (donc égales) la probabilité d'oscillation devient $P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) = \delta_{\beta\alpha}$ et le passage d'un état de saveur à l'autre est impossible. Or différentes expériences ont observé ce phénomène et mis ainsi en évidence le caractère massif du neutrino.

Cependant la valeur de la masse absolue du neutrino reste inconnue et les expériences dites d'oscillation ne permettent de contraindre que les termes Δm_{ij}^2 représentant des différences de masses au carré. Ainsi, il est aujourd'hui connu que $\Delta m_{12}^2 > 0$ et $|\Delta m_{23}^2| \gg \Delta m_{12}^2$. Les valeurs de m_1, m_2 et m_3 n'étant donc pas accessibles, seules des hiérarchies de masses peuvent être envisagées. Elles sont représentées sur la figure 1.1. Afin de rendre compte de la hiérarchie, un autre paramètre, noté Δm^2 , est défini par $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$. Il est donc proche de Δm_{13}^2 et Δm_{23}^2 . A partir de ces informations, trois scénarios possibles sont déduits des observations :

- la hiérarchie de masse normale si $m_1 < m_2 \ll m_3$ et $\Delta m^2 > 0$.
- la hiérarchie inversée si $m_3 \ll m_1 < m_2$ et $\Delta m^2 < 0$.
- la hiérarchie dégénérée dans le cas où les trois valeurs de masse sont très grandes face à leurs différences ($m_1, m_2, m_3 \gg \Delta m^2, \Delta m_{12}^2$) et les états de masse sont dégénérés ($m_1 \simeq m_2 \simeq m_3$).

Mesure des paramètres d'oscillation

Les premières indications d'oscillations des neutrinos par les observatoires Super Kamiokande et SNO ont aujourd'hui été confirmées par plusieurs expériences dites d'oscillation des neutrinos (KamLAND, T2K, MINOS, OPERA...). Ces expériences sont le plus souvent répertoriées selon la source des neutrinos qu'elles observent. Nous pouvons donc discriminer les détecteurs de neutrinos solaires, atmosphériques, issus de réacteurs nucléaires ou d'accélérateurs de particules.

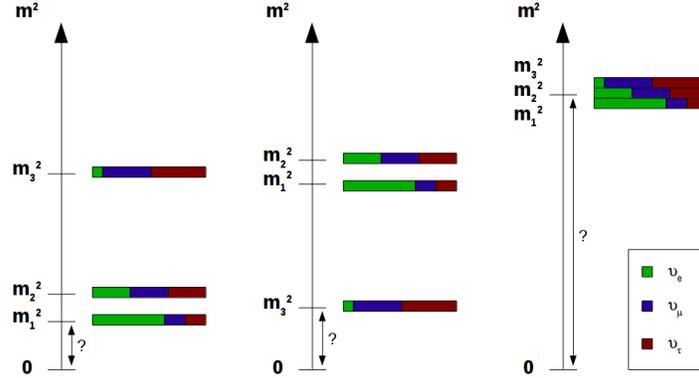


FIGURE 1.1: Représentation des hiérarchies normale, inversée et dégénérée (de gauche à droite) du spectre de masse des neutrinos.

Paramètre	Valeur	
	$\Delta m^2 > 0$	$\Delta m^2 < 0$
$\sin^2(\theta_{12})$	$0,308 \pm 0,017$	
$\sin^2(\theta_{23})$	$0,437^{+0,033}_{-0,023}$	$0,455^{+0,039}_{-0,031}$
$\sin^2(\theta_{13})$	$0,0234^{+0,0020}_{-0,0019}$	$0,0240^{+0,0019}_{-0,0022}$
Δm_{21}^2	$7,54^{+0,26}_{-0,22} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	
$ \Delta m^2 $	$(2,43 \pm 0,06) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$(2,38 \pm 0,06) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

TABLE 1.2: Meilleures valeurs actuelles des paramètres de mélange des neutrinos depuis un ajustement global de différentes mesures. Les résultats sont donnés avec une incertitude de 1σ et selon la hiérarchie de masse [21].

En plus des valeurs des termes Δm_{ij}^2 , ces expériences sont sensibles à la fonction $\sin^2(\theta)$ des angles de mélange θ_{12} , θ_{23} et θ_{13} . Le tableau 1.2 résume les résultats les plus récents obtenus grâce aux expériences d'oscillation pour ces paramètres de mélange. Cependant, de nombreuses découvertes restent à faire dans ce domaine telles que le signe de Δm^2 ou encore des informations sur la violation de la symétrie CP ou les paramètres α_1 et α_2 .

Malgré cela, il ne fait aucun doute que l'oscillation des neutrinos est réelle et qu'elle leur impose d'avoir une masse.

1.2.2.2 Termes de masse

Dans le Modèle Standard, la violation de parité par l'interaction faible implique un neutrino sans masse. Cependant, le phénomène d'oscillation rend compte d'un mélange des états de masses entraînant un neutrino de masse non nulle. Il est donc nécessaire de restaurer la masse des neutrinos sans pour autant nier la violation de parité, ce qui est permis par deux mécanismes : l'ajout de neutrinos droits et d'antineutrinos gauches n'interagissant pas et le neutrino de Majorana.

Terme de Dirac

Le Modèle Standard décrit le neutrino comme une particule de masse nulle représentée par deux champs solutions de l'équation de Dirac : un neutrino de chiralité gauche ψ_L et un antineutrino de chiralité droite $\bar{\psi}_R$. Il s'agit donc dans ce cadre d'une particule dite de Weyl. Afin que le neutrino puisse être considéré comme massif, il faut lui associer deux champs supplémentaires et revenir à une particule de Dirac (section 1.2.1) : un neutrino droit ψ_R et un antineutrino gauche $\bar{\psi}_L$. Le Lagrangien faisant intervenir le terme de masse de Dirac m_D , s'écrit :

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}} &= \bar{\psi} m_D \psi \\ &= m_D \overline{(\psi_L + \psi_R)} (\psi_L + \psi_R) \\ &= m_D (\bar{\psi}_L \psi_L + \bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_R) \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

En introduisant les projecteurs définis par les équation 1.2.3 et 1.2.4, les scalaires $\bar{\psi}_L \psi_L$ et $\bar{\psi}_R \psi_R$ n'interviennent plus dans l'équation :

$$\bar{\psi}_L \psi_L = \psi_L^\dagger \gamma^0 \psi_L = \psi^\dagger P_L \gamma^0 P_L \psi = \psi^\dagger \gamma^0 P_R P_L \psi = 0 \quad (1.2.15)$$

$$\bar{\psi}_R \psi_R = \psi^\dagger \gamma^0 P_L P_R \psi = 0 \quad (1.2.16)$$

Le Lagrangien s'écrit alors de façon simplifiée :

$$-\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}} = m_D (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \quad (1.2.17)$$

Néanmoins les deux champs ajoutés ψ_R et $\bar{\psi}_L$ décrivent des neutrinos n'ayant pas été observés par les expériences et considérés donc comme stériles. Cette solution reste de plus arbitraire et n'apporte pas de réponse à la question de la masse du neutrino.

Terme de Majorana

Une particule est dite de Majorana si elle est sa propre antiparticule [22]. Le neutrino étant neutre, il s'agit du seul fermion à pouvoir remplir ce critère. Cependant cette appellation est à différencier du terme de masse de Majorana qui définit deux degrés de libertés pour le neutrino : ψ_L et son conjugué $\psi_L \xrightarrow{C} (\psi_L)^c$ avec C l'opérateur de conjugaison de charge. Cette notation s'applique de la même façon aux particules et antiparticules. Ne considérant que le neutrino pour commencer, les champs gauche et droit peuvent ainsi être écrits de la façon suivante :

$$\psi_L \xrightarrow{C} (\psi_L)^c = (\psi^c)_R \quad \text{et} \quad \psi_R \xrightarrow{C} (\psi_R)^c = (\psi^c)_L$$

Il faut cependant rappeler que le champ droit n'interagit pas. Dans cette expression le conjugué de charge du neutrino gauche est un antineutrino droit et le conjugué de charge du neutrino droit est un antineutrino gauche. Le neutrino peut alors être représenté par deux champs :

$$\psi^M = \psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c \quad (1.2.18)$$

Ce champ ψ^M est une solution de l'équation de Dirac et est état propre de l'opérateur C . Deux nouveaux termes de masse m_L et m_R indépendants et dits de Majorana sont alors générés :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{M}} &= \psi^{\bar{M}} m_{L/R} \psi^M \\
 &= m_{L/R} \overline{(\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c)} (\psi_{L/R} + (\psi_{L/R})^c) \\
 &= m_{L/R} (\overline{(\psi_{L/R})^c} \psi_{L/R} + \overline{\psi_{L/R}} (\psi_{L/R})^c) \\
 &= m_{L/R} \overline{(\psi_{L/R})^c} \psi_{L/R} + m_{L/R} \overline{\psi_{L/R}} (\psi_{L/R})^c
 \end{aligned} \tag{1.2.19}$$

Les termes de masse de Majorana ne sont pas invariants par symétrie de Jauge $U(1)$, contrairement au terme de masse de Dirac m_D , et le nombre leptonique n'est pas conservé.

Terme général de masse de Dirac-Majorana

Lorsque le Lagrangien est explicité, il se doit de tenir compte de tous les termes de masse. En effet toute suppression serait arbitraire et le Lagrangien s'écrit de façon plus générale :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}+\mathcal{M}} &= m_D \bar{\psi}_R \psi_L + \frac{1}{2} (m_L \overline{(\psi_L)^c} \psi_L + m_R \overline{(\psi_R)^c} \psi_R) \\
 &\quad + m_D \bar{\psi}_L \psi_R + \frac{1}{2} (m_L \bar{\psi}_L (\psi_L)^c + m_R \bar{\psi}_R (\psi_R)^c)
 \end{aligned} \tag{1.2.20}$$

où le terme $\frac{1}{2}$ est un facteur de normalisation ajouté du fait que $(\psi_{L/R})^c$ et $\overline{\psi_{L/R}}$ ne sont pas indépendants. Deux nouveaux champs peuvent alors être définis sous la forme de spineurs :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_L^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_L \\ (\psi_R)^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} \psi_R^c \\ \psi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} \tag{1.2.21}$$

Le terme général de masse s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{\text{masse}}^{\mathcal{D}+\mathcal{M}} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\psi}_L & \overline{(\psi_R)^c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\psi_L)^c \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \\
 &= \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \Psi_R + \text{h.c.}
 \end{aligned} \tag{1.2.22}$$

où h.c. est l'hermicien conjugué. Les états de masse sont alors représentés par deux expressions m_- et m_+ obtenues à partir de la diagonalisation de la matrice de masse de Dirac et de Majorana :

$$m_{\pm} = \pm \frac{1}{2} \left(m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \right) \tag{1.2.23}$$

Dans le cas où $m_L = m_R = 0$, le neutrino est une particule de Dirac pure décrite par deux champs dégénérés $m_{\pm} = m_D$. De la même façon, pour $m_D = 0$, il s'agit d'une particule de Majorana pure dont les champs s'écrivent $m_{\pm} = m_{L/R}$. Il est néanmoins nécessaire de rappeler que ces masses ne

sont exprimées ici que pour un neutrino dans un état de saveur particulier. Il est cependant possible de remplacer les champs Ψ_L par les états propres de saveurs $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L$ et la matrice de masse par une matrice de dimension supérieure (4×4 pour un neutrino stérile). Il a en effet été déterminé expérimentalement qu'il existe trois neutrinos gauches, notamment par la mesure de la largeur du boson Z^0 [23]. Le nombre de neutrinos droits stériles n'est quant à lui pas limité.

Mécanisme du *see-saw*

Même s'il permet d'apporter une masse aux neutrinos, l'ajout de ces termes ne suffit pas à expliquer la grande différence de masse entre leptons chargés et neutrinos (facteur de près de 1 million entre la masse de l'électron et celle du neutrino électronique). Le mécanisme du *see-saw* permet de résoudre ce problème en partant de deux hypothèses compatibles avec les observations :

- m_R est très grand devant m_D et m_L , rendant ainsi compte de l'absence d'interaction du neutrino droit,
- $m_L = 0$ par absence totale de couplage gauche de Majorana. Le scénario $m_L \neq 0$ avec $m_L \ll m_R$ (faible couplage) est aussi une paramétrisation possible mais redondante lorsque le problème à résoudre est la faible masse du neutrino face aux leptons chargés.

Par le choix de ces paramètres pouvant se résumer à $m_R \gg m_D \gg m_L = 0$, les valeurs propres de la matrice de masse de Dirac et de Majorana se simplifient [24] :

$$m_+ \approx m_R \quad \text{et} \quad m_- = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.2.24)$$

Les états propres quant à eux deviennent :

$$\Psi_+ = (\psi_R + \psi_R^c) + \frac{m_D}{m_R}(\psi_L + \psi_L^c) \quad (1.2.25)$$

$$\Psi_- = (\psi_L + \psi_L^c) - \frac{m_D}{m_R}(\psi_R + \psi_R^c) \quad (1.2.26)$$

Il reste alors un neutrino léger décrit par le champ Ψ_- dont la composante gauche est très majoritaire ($\frac{m_D}{m_R} \ll 1$) ainsi qu'un neutrino lourd décrit par le champ Ψ_+ , donc composé principalement d'un état de chiralité droite et n'interagissant pas. Par souci de compatibilité avec les expériences, la masse de ce dernier doit d'ailleurs être suffisante pour ne pas intervenir dans la largeur de désintégration du boson Z^0 , de la même manière que le quark top.

D'après les expressions de m_+ et m_- , il est aisé de constater que le neutrino léger l'est d'autant plus que le neutrino lourd est massif, d'où le nom de mécanisme du *see-saw* (ou de la balançoire en français). Ces masses dépendent d'ailleurs directement de la paramétrisation, quelque peu arbitraire, des termes m_L , m_R et m_D , ne permettant aucune prédictivité par le biais de ce mécanisme. Cependant, si ce dernier est correct, il permet de faire correspondre un neutrino de masse extrêmement faible par comparaison aux autres fermions, une masse de Dirac m_D proche de celle des leptons chargés et un neutrino droit stérile avec une masse ($> 10^{14}$ GeV) lui permettant d'être candidat pour expliquer l'asymétrie baryonique dans l'univers [25].

1.2.3 Techniques de mesure de masse

Comme développé en section 1.2.2.1, les mesures d'oscillations ne permettent d'accéder qu'aux différences entre les états de masse du neutrino. Reste alors à déterminer sa masse absolue et sa nature (de Dirac ou de Majorana). Trois méthodes sont envisagées pour déterminer la masse :

- l'observation du spectre en énergie des électrons (ou positrons) issus par exemple de désintégrations β (mesures directes),
- l'analyse des données cosmologiques (mesure indirecte),
- la décroissance double bêta sans émission de neutrinos (mesure indirecte possible pour un neutrino de Majorana).

On distingue alors deux cas.

1.2.3.1 Mesures directes

Décroissance β simple

Lors d'une désintégration β , l'énergie disponible Q_β de la réaction est partagée entre le neutrino et la particule β émis par conservation d'énergie. Le spectre en énergie de cette dernière est donc continu et se termine à une valeur correspondant au scénario pour lequel l'énergie cinétique du neutrino est nulle. Dans ce cas, l'énergie maximale de la particule β est donnée par l'expression $Q_\beta - m_\nu c^2$, avec m_ν la masse du neutrino électronique, comme illustré par la figure 1.2. Cette expression reste valable que le neutrino soit de Dirac ou de Majorana :

$$m_\nu = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2} = \sqrt{c_{12}^2 c_{13}^2 m_1^2 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2^2 + s_{13}^2 m_3^2} \quad (1.2.27)$$

Dans la région proche de la valeur Q_β du spectre, le nombre d'évènements attendu est extrêmement faible mais la statistique peut être améliorée en étudiant une transition dont l'énergie est particulièrement faible. En effet, en observant un même intervalle d'énergie (ex : $[Q_\beta - 1 \text{ keV}; Q_\beta]$) le nombre d'évènement est inversement proportionnel à l'énergie considérée. Le tritium est donc un excellent candidat avec une valeur de Q_β de 18,6 keV et une durée de vie suffisamment courte permettant de maximiser le nombre de désintégration ($t_{1/2} = 12,3$ ans). MAINZ et TROITZK sont les deux expériences ayant employé cet isotope et ont attribué une limite à la masse du neutrino $m_\nu < 2,3 \text{ eV}$ (95 % I.C.) [26][27].

Une expérience de nouvelle génération du nom de KATRIN est actuellement en phase d'assemblage et prévoit d'atteindre une sensibilité de 0,2 eV [28].

Décroissance de pions et de leptons τ

De manière analogue, la masse effective du neutrino muonique peut être déterminée par l'observation de la désintégration des pions chargés. Lors de cette décroissance sont en effet émis un muon et un neutrino muonique. La mesure précise de l'énergie des muons de grande impulsion permet alors par conservation de l'énergie de calculer la masse du neutrino muonique. En 1995, au Paul Scherrer Institute, une expérience a permis d'établir une limite $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$ (90 % I.C.) [29].

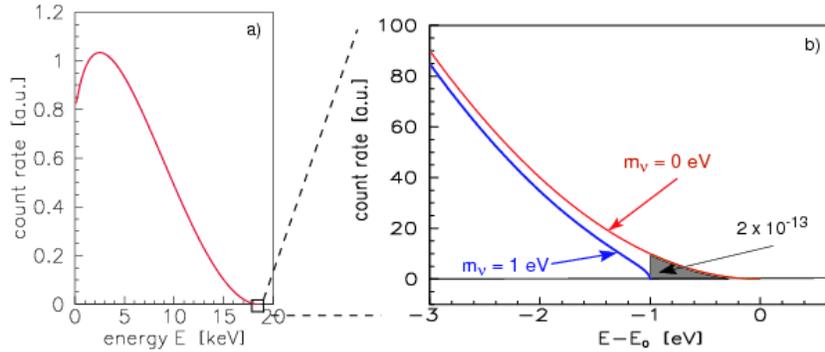


FIGURE 1.2: Spectre en énergie de l'électron issu de la décroissance β du tritium (a) et agrandissement de la fin du spectre sur laquelle la masse du neutrino influe (b).

La masse du neutrino tauïque m_{ν_τ} est quant à elle accessible par l'observation des décroissances du lepton τ . Expérimentalement, ces phénomènes furent étudiés au CERN sur le LEP (Large Electron Positron), plus précisément au travers des canaux de désintégrations $\tau \rightarrow 3\pi^\pm\nu_\tau$ et $\tau \rightarrow 5\pi^\pm\nu_\tau$. Une limite $m_{\nu_\tau} < 18,2$ MeV (95 % I.C.) fut publiée en 1998 après analyse des données du détecteur ALEPH (installé sur le LEP) [30]. Une combinaison non-officielle des résultats des détecteurs ALEPH et OPAL établit pour sa part une limite $m_{\nu_\tau} < 15$ MeV (95 % I.C.) [31].

1.2.3.2 Mesures indirectes

Analyse du fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique (CMB) représenté par la figure 1.3a est un outil puissant, image des premiers instants ainsi que l'évolution de l'Univers. Il s'agit d'un rayonnement fossile émis quelques instants après le Big Bang lors du découplage des photons avec la matière. Il s'apparente aujourd'hui à un corps noir de 2,73 K et se doit d'être uniforme si l'évolution de l'Univers est considérée comme homogène. Cependant, son émission est anisotrope et l'étude de ces fluctuations a notamment permis la contrainte des paramètres cosmologiques.

Dans le domaine de la physique des particules, l'analyse du spectre de puissance du CMB en figure 1.3b permet de plus d'observer l'impact des neutrinos reliques émis lors de leur découplage avec la matière baryonique, le fond diffus cosmologique de neutrinos n'étant aujourd'hui pas détectable. Ainsi les résultats du détecteur Planck soumis pour publication en février 2015 [32] ont permis de placer une limite sur la somme des états de masse du neutrino à 95 % d'intervalle de confiance :

$$\sum_{i=1}^3 m_i < 0,23 \text{ eV}$$

Décroissance double bêta sans émission de neutrinos

La décroissance double bêta ($\beta\beta$) est une forme rare de radioactivité faisant intervenir l'interaction faible. Lorsqu'elle s'accompagne de l'émission de deux neutrinos, elle est permise par le Modèle

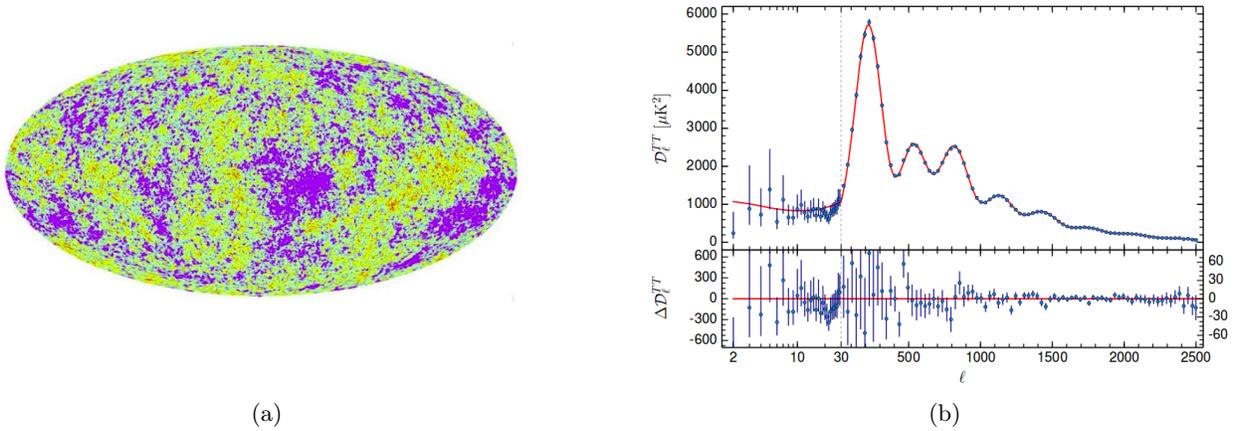


FIGURE 1.3: Anisotropies en température du fond diffus cosmologique mesurées par Planck et projetées sur la carte céleste (a). Spectre de puissance représentant la décomposition en harmoniques sphériques pour ces fluctuations angulaires (b) [32].

Standard et a été observée pour plusieurs noyaux. Par opposition, la décroissance double bêta sans émission de neutrinos n'est possible que dans le cas de la théorie de Majorana comme nous le verrons dans la section 1.3.2. Elle n'a en revanche pas encore été observée, excepté une annonce controversée en 2001 pour le ^{76}Ge [33].

La recherche de cette désintégration est à l'origine de la mise en place de nombreuses expériences comme NEMO3 ou SuperNEMO qui seront décrites plus en détails dans le chapitre 2. L'observation de ce phénomène démontrerait d'une part que le neutrino est une particule de Majorana et permettrait d'autre part de calculer sa masse effective $m_{\beta\beta}$ à partir de la détermination de la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ avec :

$$m_{\beta\beta} = \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i = c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2 + s_{13}^2 m_3 \quad (1.2.28)$$

1.3 Décroissance double bêta

La décroissance double bêta est un processus de l'interaction faible de second ordre pouvant s'apparenter à l'occurrence de deux décroissances simple β simultanément, lorsqu'une seule est impossible. Il peut être autorisé par le Modèle Standard lorsque deux neutrinos sont émis. Il s'agit de la forme de radioactivité la plus rare observée expérimentalement. Théoriquement possible pour une soixantaine d'isotopes, elle a été mise en évidence pour une dizaine d'entre eux avec des temps de demi-vie de l'ordre de 10^{18} à 10^{22} ans.

La décroissance double bêta sans émission de neutrinos nécessite quant à elle un neutrino massif de Majorana, raison pour laquelle son observation permettrait de répondre à la question de la nature du neutrino (Dirac ou Majorana) contrairement aux autres méthodes de mesure de masse. Il s'agit

donc d'une voie particulièrement intéressante dans la physique du neutrino.

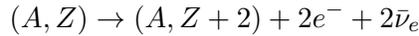
Ces deux formes de désintégrations peuvent être labellées plus précisément selon le processus exact, les termes entre parenthèses ne concernant que la décroissance double bêta avec émission de neutrinos :

- émission de deux électrons (et de deux antineutrinos) : $\beta^- \beta^-$
- émission de deux positrons (et de deux neutrinos) : $\beta^+ \beta^+$
- émission d'un positron (et de deux neutrinos) accompagnée d'une capture électronique : $\beta^+ \epsilon$
- deux captures électroniques (et émission de deux neutrinos) : $\epsilon \epsilon$

Dans le cadre de ma thèse, seul le premier cas sera abordé et noté plus simplement $\beta\beta$.

1.3.1 Décroissance double bêta avec émission de neutrinos

La désintégration double bêta avec émission de neutrinos ($\beta\beta 2\nu$) fut formulée pour la première fois par Goepper-Mayer en 1935 [34] et observée en 1968 par T. Kirsten and O. A. Schaeffer grâce à la mesure des rapports isotopiques du Xénon dans des échantillons de roches riches en Tellure [35]. Ils rapportèrent notamment un excès en ^{130}Xe parmi une grande population isotopique de ^{130}Te . Cette désintégration entraîne la transformation de deux nucléons au sein du noyau atomique et s'accompagne de l'émission de deux électrons et deux antineutrinos emportant la totalité de l'énergie de transition $Q_{\beta\beta}$. Ce processus est représenté par la figure 1.4a et décrit par l'équation :



Cette désintégration n'a lieu qu'avec des noyaux pair-pair. En effet, les noyaux impair-impair sont déstabilisés du fait d'un terme d'énergie d'appariement non nul dans la formule de Bethe-Weizsäcker, ce qui entraîne la répartition des isotopes sur deux paraboles comme le montre la figure 1.4b.

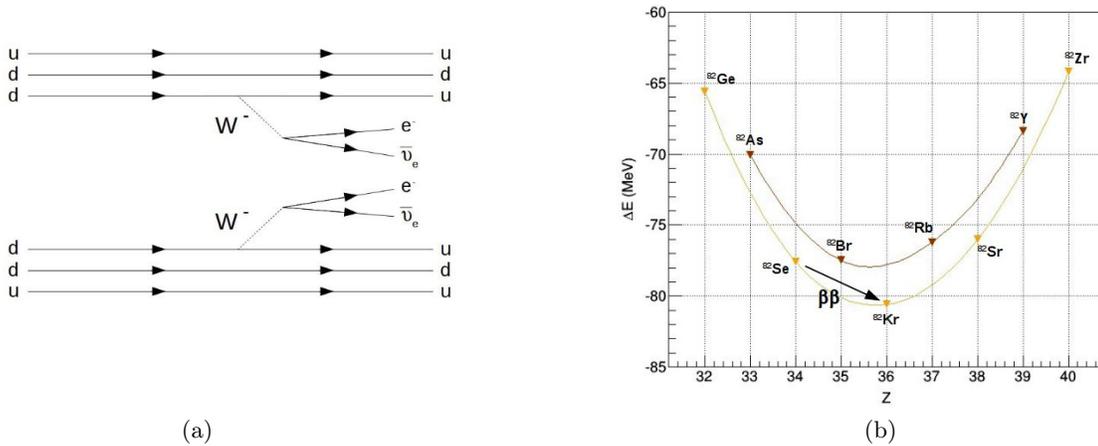


FIGURE 1.4: Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos (a) et paraboles des excès de masse des isobares $A = 82$ (b).

Il arrive que la différence entre ces deux paraboles interdise la désintégration bêta simple. De plus,

la conservation du moment angulaire entre le noyau père et le noyau fils supprime la désintégration bêta simple. Dans les deux cas, le temps de demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ est donné par :

$$\frac{1}{T_{1/2}^{2\nu}} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{M^{2\nu}}{m_e} \right|^2 \quad (1.3.1)$$

où $G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase, $M^{2\nu}$ est l'élément de matrice nucléaire pour la décroissance accompagnée de deux neutrinos et m_e la masse de l'électron. La théorie permet le calcul du facteur d'espace de phase qui dépend de l'énergie disponible, plus exactement de $(Q_{\beta\beta})^{11}$ [36]. Il est cependant sujet à des variations, tout comme l'élément de matrice $M^{2\nu}$, suivant le modèle considéré et est donc mal connu, comme détaillé dans la section 1.3.3.

Comme pour la désintégration bêta simple, la décroissance d'un isotope par le processus double bêta peut se faire vers l'état fondamental ou les états excités du noyau fils. Dans la grande majorité des cas, un ou plusieurs rayonnements γ sont émis lors de la désexcitation de ce dernier. Ce cas particulier est l'objet de cette thèse et sera détaillé dans le chapitre 6.

1.3.2 Décroissance double bêta sans émission de neutrinos

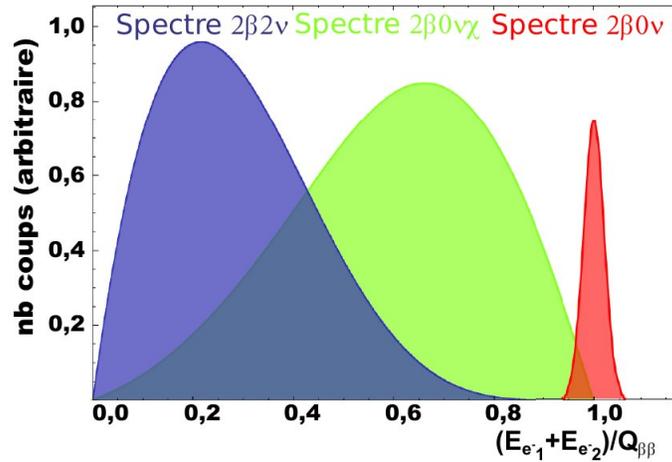
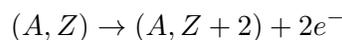


FIGURE 1.5: Représentation des spectres en énergie des deux électrons émis lors des processus double bêta avec émission de neutrinos, sans émission de neutrinos et avec émission d'une particule autre telle que le Majoron χ .

Dans le cadre de la théorie de Majorana, la désintégration double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$) ne s'accompagne que de l'émission de deux électrons lorsqu'on considère le cas $\beta^-\beta^-$:



Cette transition violant la conservation du nombre leptonique, elle est interdite par le Modèle Standard. Elle n'est possible que si le neutrino est une particule massive et de Majorana comme

nous le verrons par la suite. Les deux électrons émis lors de cette désintégration emportent alors la totalité de l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ et se démarquent de ceux provenant d'une décroissance $\beta\beta 2\nu$, pour lesquels cette énergie est partagée avec deux antineutrinos. Cet effet est illustré par la figure 1.5 représentant le spectre en énergie des électrons, dont la forme est de plus directement dépendante du mécanisme mis en jeu. Cependant, quel que soit le mécanisme considéré, le neutrino doit être une particule de Majorana selon le théorème de Schechter-Valle, illustré par la figure 1.6 [37]. En effet, le propagateur de l'interaction est dépendant de la masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$ dans tous les cas.

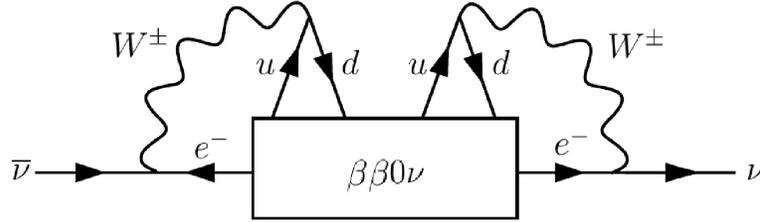


FIGURE 1.6: Illustration d'une transition $\bar{\nu} \rightarrow \nu$, induite par désintégration double bêta sans émission de neutrinos, justifiant l'appartenance d'un terme de masse de Majorana pour tout mécanisme $\beta\beta 0\nu$ selon le théorème de Schechter-Valle [37].

1.3.2.1 Mécanismes permettant la décroissance double bêta sans émission de neutrinos

Mécanisme de masse

Ce mécanisme consiste simplement en l'échange d'un neutrino de Majorana comme décrit par la figure 1.7 [38]. Un antineutrino accompagné d'un électron est tout d'abord émis au premier vertex comme dans le cas d'une désintégration bêta simple. S'il s'agit d'une particule de Majorana, il peut être absorbé au second vertex pour permettre la transformation d'un quark d en quark u . Cependant cette interaction faible se fait par courant gauche (V - A) et le neutrino incident, émis dans un état d'hélicité droite, doit donc interagir avec une hélicité gauche. Ce renversement d'état n'est possible que par transformation de Lorentz qui ne peut avoir lieu que pour une particule massive comme mentionné en section 1.2.1.1. Le processus se résume par les deux équations :

$$\begin{aligned} d &\xrightarrow{V-A} u + e_L^- + \bar{\nu}_{eR} \\ \nu_{eL} + d &\xrightarrow{V-A} u + e_L^- \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

Le neutrino échangé lors de ces interactions est une particule virtuelle dont la masse effective $m_{\beta\beta}$ intervient dans l'expression de l'amplitude de probabilité du processus. Le temps de demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ dépend donc de ce terme de masse :

$$\frac{1}{\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)_{MM}} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \left|\frac{m_{\beta\beta}}{m_e}\right|^2 \quad (1.3.3)$$

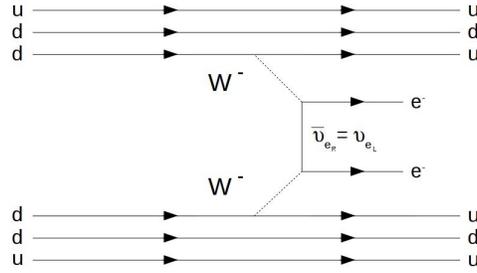


FIGURE 1.7: Diagramme de Feynman de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos.

où $G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ est le facteur d'espace de phase pour la transition $\beta\beta 0\nu$ et $M^{0\nu}$ son élément de matrice nucléaire. Il est à noter que ces termes sont différents de ceux employés pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$ mais $M^{0\nu}$ reste celui dont la valeur fluctue le plus selon le modèle théorique considéré. Cette incertitude implique d'ailleurs l'expression de la masse $m_{\beta\beta}$ sous la forme d'un intervalle lorsqu'elle est calculée à partir de la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$.

Mécanisme à courant faible droit ($V + A$)

Ce mécanisme peut être représenté comme le mécanisme de masse mais avec une interaction par courant droit ($V + A$) au second vertex. Cela implique toujours l'échange d'un neutrino de Majorana dans la mesure où un antineutrino doit être émis du premier vertex mais un neutrino doit interagir au second. Par contre, la transformation de Lorentz n'est plus nécessaire puisque le courant faible droit implique un neutrino absorbé d'hélicité droite. La totalité du mécanisme est représentée par les équations :

$$\begin{aligned}
 d & \xrightarrow{V-A} u + e_L^- + \bar{\nu}_{eR} \\
 \nu_{eR} + d & \xrightarrow{V-A} u + e_R^-
 \end{aligned} \tag{1.3.4}$$

Le neutrino virtuel échangé doit dans ce cas être une particule massive et de Majorana malgré la conservation d'hélicité, cette fois pour des raisons d'orthogonalité entre les états propres de masse et d'interaction faible [39]. L'expression reliant le temps de demi-vie de la transition à la masse effective $m_{\beta\beta}$ dépend ici de toutes les combinaisons de courants droits et gauches, l'exemple présenté n'étant qu'un des scénarios possibles. En effet, chacune des combinaisons implique un facteur de phase et un élément de matrice différents.

Expérimentalement, la discrimination entre l'interaction par courant droit et le mécanisme de masse peut se faire par la mesure de l'énergie de chacun des électrons et leur angle d'émission. En effet, l'équation 1.3.4 montre que l'hélicité des électrons dans l'état final est différente d'un mécanisme à l'autre. S'ils sont produits avec une hélicité identique, l'émission se fera préférentiellement dans des directions opposées afin d'obtenir une hélicité totale nulle. De la même façon, si leurs hélicités sont les mêmes, une émission dans la même direction sera privilégiée. C'est pourquoi l'aptitude d'une expérience de décroissance $\beta\beta$ à mesurer l'angle entre les électrons est primordiale.

Autres mécanismes

Certains modèles théoriques, extensions du Modèle Standard, permettent eux aussi la violation du nombre leptonique lors d'une désintégration $\beta\beta 0\nu$ par des mécanismes plus exotiques.

Parmi eux, certains prédisent l'existence d'un boson de Goldstone : le Majoron noté χ [40]. Pouvant être émis lors d'une décroissance $\beta\beta 0\nu$, il en fait alors un processus à trois corps caractérisé par le spectre en énergie des électrons produits. En effet, le Majoron ne pouvant pas être détecté, seule l'étude de la cinématique de la réaction permet de rendre compte de son émission comme le montre la figure 1.5.

Les théories de supersymétrie intègrent elles aussi des mécanismes autorisant la désintégration $\beta\beta 0\nu$. Elle est dans ce cas rendue possible par l'échange d'un gluino ou d'un neutralino massif et non d'un neutrino virtuel. Cependant chacun de ces mécanismes implique l'existence d'un neutrino de Majorana.

1.3.3 Eléments de matrice nucléaire

Les expériences recherchant la désintégration $\beta\beta 0\nu$ sont capables d'établir une limite sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ de cette décroissance. D'après l'équation 1.3.3, la masse effective du neutrino de Majorana ($m_{\beta\beta}$) peut être déduite de cette demi-vie dans la mesure où deux quantités physiques, à savoir le facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ et l'élément de matrice nucléaire $M^{0\nu}$, sont calculées correctement. Les facteurs d'espace de phase étant mieux connus, la précision avec laquelle les éléments de matrice nucléaire peuvent être calculés influe grandement sur l'intervalle de la masse effective du neutrino issue des résultats expérimentaux.

Les calculs d'éléments de matrice nucléaire sont effectués en employant les outils fournis par les modèles théoriques de structure nucléaire. Etant donné qu'aucune observable autre que $T_{1/2}^{0\nu}$ ne peut être reliée au terme $M^{0\nu}$, les résultats des expériences sont obligatoirement dépendants de ces modèles théoriques. Les calculs de $M^{0\nu}$ ont d'autant plus d'impact sur la limite placée sur $m_{\beta\beta}$ que les états fondamental et excités de noyaux de structures complexes doivent être considérés.

Différentes méthodes de calcul peuvent être utilisées pour déterminer $M^{0\nu}$: le Nuclear Shell Model (NSM) ou Modèle en couche nucléaire, le Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA), l'Interacting Boson Model (IBM), la Generating Coordinate Method (GCM), l'Interacting Shell Model (ISM), etc. La figure 1.8 illustre les résultats obtenus pour plusieurs isotopes émetteurs $\beta\beta$ par ces différents modèles. Ne considérant que ces approximations, nous observons que la valeur du terme $M^{0\nu}$ peut varier d'un facteur 3 suivant la méthode. Dans le cas du ^{82}Se , qui nous intéressera par la suite, elle varie d'un facteur ~ 2 entre la QRPA (ou l'IBM-2) et le Modèle en couche pour la décroissance vers l'état fondamental du noyau fils (^{82}Kr). Nous verrons dans la section 6.1.1 que ces écarts peuvent être bien plus importants dans le cas de l'étude d'états excités.

1.3.4 Expériences de mesure de la décroissance double bêta

Les expériences de décroissance double bêta recherchent un signal très faible du processus $\beta\beta 0\nu$ qui s'additionne à du bruit de fond dû à la radioactivité naturelle et aux désintégrations $\beta\beta 2\nu$, comme nous le verrons dans la section 2.2.7.3. Il est possible d'estimer la sensibilité d'une expérience à la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ en utilisant la formule suivante :

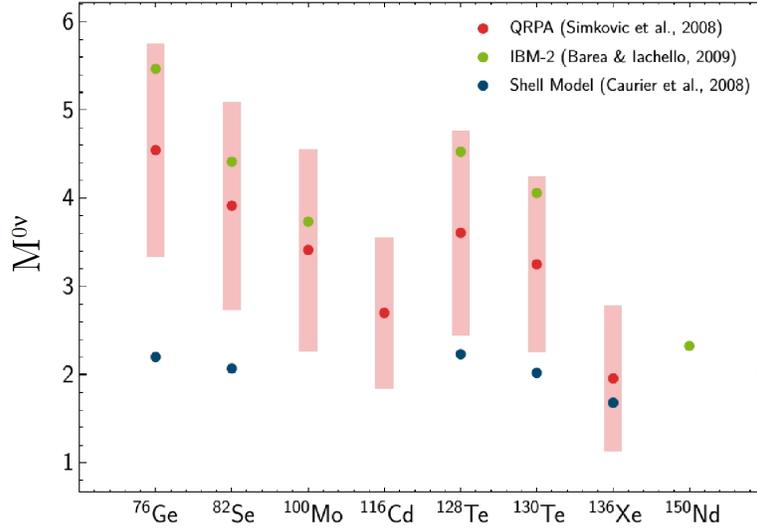


FIGURE 1.8: Résultats des calculs d'éléments de matrice nucléaire par les modèles QRPA [41], IBM-2 [42] et Modèle en couche [43] pour différents noyaux émetteurs $\beta\beta$.

$$T_{1/2}^{0\nu} > \frac{4,16 \times 10^{26}}{k_{1-\alpha}} \left(\frac{\varepsilon \times mt}{M} \right) \sqrt{\frac{1}{N_B}} \quad (1.3.5)$$

avec :

- $k_{1-\alpha}$ le fractile de risque α de la loi normale centré réduite pour un indice de confiance (I.C.) donné ($k_{1-\alpha} = 1,645$ pour un I.C. de 90 %),
- ε est l'efficacité de détection pour les événements de type $\beta\beta 0\nu$,
- M est la masse molaire de la source,
- mt est l'exposition totale de l'expérience en kg.an, correspondant au produit de la masse d'isotope $\beta\beta$ par la durée de la mesure,
- N_B est le nombre d'évènements de bruit de fond attendu pour l'exposition.

Cette équation est valable à condition que le nombre d'évènements de bruit de fond attendu soit suffisamment grand pour que son erreur puisse être estimée à $\sqrt{N_B}$. Même si ce critère n'est pas toujours rempli, il est intéressant d'étudier cette équation pour comprendre comment chaque paramètre expérimental influe sur la sensibilité à la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$.

En considérant cette équation, de nombreuses expériences de décroissance double bêta ont été conçues et d'autres sont encore mises en place aujourd'hui. Ces expériences sont basées sur différentes technologies telles que les semi-conducteurs (Heidelberg-Moscou, IGEX, GERDA), les détecteurs à scintillation (ELEGANT VI, KamLAND-ZEN, Solotvina), les bolomètres (CUORICINO), les chambres à projection temporelle (CPT) (EXO-200) ou la technique dite *tracko-calorimétrie* (NEMO3). Chacune de ces technologies présente des avantages et des inconvénients. Les expériences développées jusqu'à aujourd'hui à partir de ces techniques ont pu produire de nombreux résultats, principalement la mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ pour neuf isotopes. En revanche, la décroissance $\beta\beta 0\nu$

Isotope	Expérience(s)	Limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)	$m_{\beta\beta}$ (eV)	Référence
^{48}Ca	ELEGANT VI	$5,8 \times 10^{22}$	$< [3,5 - 22]$	[44]
^{76}Ge	H-M, IGEX, GERDA	$3,0 \times 10^{25}$	$< [0,2 - 0,4]$	[45]
^{82}Se	NEMO 3	$1,0 \times 10^{23}$	$< [1,7 - 4,9]$	[46]
^{96}Zr	NEMO 3	$9,2 \times 10^{21}$	$< [7,2 - 19,5]$	[47]
^{100}Mo	NEMO 3	$1,1 \times 10^{24}$	$< [0,33 - 0,62]$	[48]
^{116}Cd	Solotvina	$1,7 \times 10^{23}$	$< [1,4 - 2,8]$	[49]
^{130}Te	CUORICINO	$2,8 \times 10^{24}$	$< [0,30 - 0,71]$	[50]
^{136}Xe	KamLAND-ZEN, EXO-200	$3,4 \times 10^{25}$	$< [0,12 - 0,25]$	[51]
^{150}Nd	NEMO3	$1,8 \times 10^{22}$	$< [4,0 - 6,3]$	[52]

TABLE 1.3: Meilleures limites établies pour différents isotopes $\beta\beta$ sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ du processus $\beta\beta 0\nu$ et sur la masse effective du neutrino de Majorana $m_{\beta\beta}$. Les limites sont données à 90 % d'I.C. Lorsque plusieurs expériences sont citées, il s'agit d'une combinaison de leurs résultats.

n'a pas encore été observée. Seules des limites sur sa demi-vie et donc sur la masse effective du neutrino de Majorana ont pu être établies. Les plus contraignantes d'entre elles pour les isotopes étudiés sont présentées dans le tableau 1.3. Nous observons donc que l'expérience NEMO3 a pu placer les meilleures limites sur la demi-vie de quatre des neuf isotopes émetteurs $\beta\beta$ présentés. Le chapitre 2 consiste notamment en une description de ce détecteur ainsi que de son successeur, SuperNEMO.

Chapitre 2

Description des détecteurs NEMO3 et SuperNEMO

Sommaire

2.1	Principe des expériences de type NEMO	39
2.2	NEMO3	40
2.2.1	Le détecteur	40
2.2.2	Sources double bêta	42
2.2.3	Calorimètre	45
2.2.4	Trajectographe	48
2.2.5	Etalonnage du détecteur	49
2.2.6	Système de déclenchement de NEMO3	51
2.2.7	Bruit de fond	52
2.2.8	Résultats de l'expérience NEMO3	55
2.3	SuperNEMO	58
2.3.1	Le démonstrateur	58
2.3.2	SuperNEMO Phase 2	66

La collaboration internationale NEMO a pour but de mettre en place des expériences dédiées à la recherche d'évènements rares : les désintégrations double bêta sans émission de neutrinos ($\beta\beta 0\nu$). Dans cette optique, le détecteur NEMO3 a été construit au LSM entre 2000 et 2003, succédant ainsi aux prototypes NEMO1 et NEMO2. L'expérience NEMO3 est aujourd'hui achevée et a obtenu la meilleure limite sur la masse effective du neutrino pour le ^{100}Mo . Son successeur, SuperNEMO, est en phase de construction pour une masse 10 fois plus importante et une sensibilité également décuplée. Ce chapitre est dédié à la description de ces deux détecteurs.

2.1 Principe des expériences de type NEMO

La spécificité de NEMO3 et de SuperNEMO pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos est la capacité de mesurer plusieurs paramètres : l'énergie totale, l'énergie

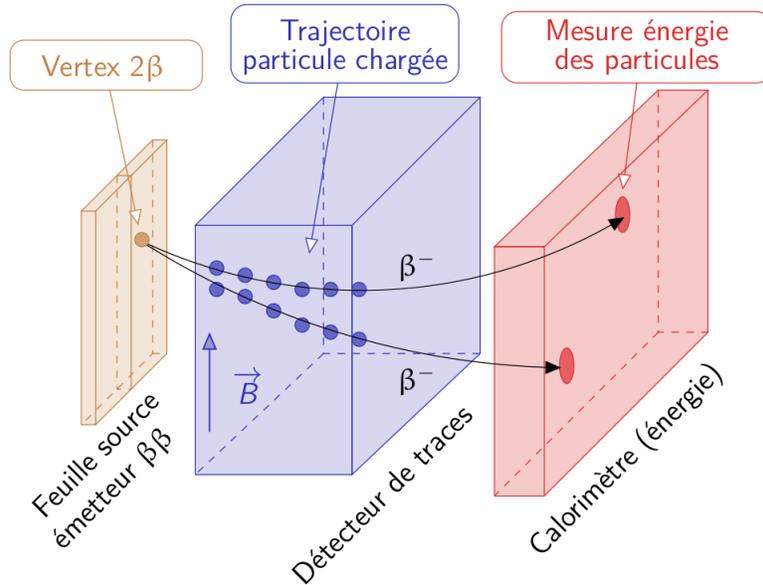


FIGURE 2.1: Schéma du principe de détection d'événements de type $\beta\beta$ avec la technique dite *tracko-calorimétrie*.

de chaque particule, l'angle entre les particules émises et leur trajectoire. Ceci est possible grâce à la technologie dite *tracko-calorimétrie* : le parcours de chaque particule est reconstruit dans une chambre à fils puis son énergie et son temps d'arrivée sont mesurés par les modules calorimétriques. Le principe général d'une telle mesure est décrit par la figure 2.1. Dans ce cas, les sources émettrices double bêta sont indépendantes du détecteur et passives. Cet aspect augmente considérablement la variété des isotopes $\beta\beta$ utilisables, contrairement à d'autres approches où la source constitue aussi le détecteur, comme par exemples les détecteurs purement calorimétriques.

2.2 NEMO3

NEMO3 fut, au cours des années 2000, la seule expérience de type *tracko-calorimétrie* cherchant à étudier les décroissances double bêta avec ($\beta\beta 2\nu$) et sans ($\beta\beta 0\nu$) émission de neutrinos. La prise de données du détecteur a débuté en janvier 2003 et s'est achevée en janvier 2011. L'analyse de ces données, encore en cours de finalisation pour certains isotopes, a permis la publication de nombreux articles, imposant des limites sur la masse du neutrino et présentant les mesures les plus précises de désintégrations de type $\beta\beta 2\nu$ de certains isotopes tels que ^{100}Mo .

2.2.1 Le détecteur

NEMO3 est un détecteur de géométrie cylindrique d'environ 40 m^3 découpé en 20 secteurs, représenté sur les figures 2.2 et 2.3. Chacun de ces secteurs contient une feuille source, pour une masse

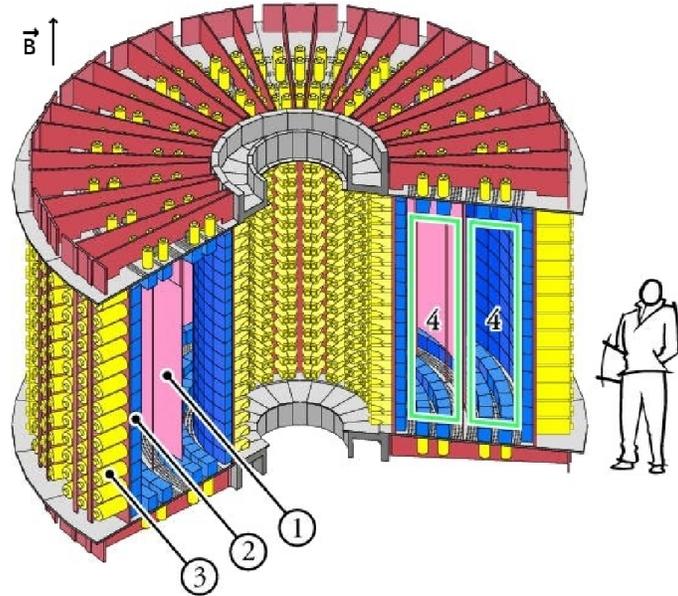


FIGURE 2.2: Vue de coupe du détecteur NEMO3 représentant les feuilles sources (1), les scintillateurs (2), les photomultiplicateurs (3) et la chambre à fils (4).

totale d'une dizaine de kilogrammes d'isotopes émetteurs $\beta\beta$. Ce qui différencie fondamentalement le détecteur NEMO3 des autres expériences recherchant la désintégration $\beta\beta 0\nu$ est le fait de posséder plusieurs sources, séparées des autres parties du détecteur. Ces sources consistent en de minces feuilles ($\sim 80 - 100 \mu\text{m}$), fabriquées avec les isotopes d'intérêt. Les feuilles sont suspendues au milieu d'une chambre à fils (ou trajectographe), plongée dans un champ magnétique. Ce champ courbe la trajectoire des particules chargées lors de leur traversée du détecteur et permet leur identification. Un ensemble de compteurs à scintillation entoure le trajectographe et constitue le calorimètre. Ces compteurs mesurent l'énergie cinétique des particules et leur temps d'arrivée alors que le trajectographe permet la reconstruction de leurs traces. De cette façon, il est possible de détecter deux électrons issus d'un même vertex sur une feuille source, topologie caractéristique des décroissances $\beta\beta$. Cependant, d'autres types d'événements ont lieu dans le détecteur tels que des créations de paires électron / positron, des électrons traversants le détecteur, des rayonnements γ diffusant dans les murs du calorimètre par effet Compton dans le détecteur, etc. La technique expérimentale utilisée permet de distinguer tous ces scénarios.

La spécificité du détecteur NEMO3 est donc de pouvoir identifier tout type d'évènement en employant des canaux d'analyse particuliers. Cela permet non seulement la détection des décroissances $\beta\beta$, mais aussi une étude complète du bruit de fond du détecteur. Par l'identification de ces contributions diverses, on peut construire des spectres $\beta\beta 2\nu$ tels que ceux présentés en figure 2.12. Les événements de bruit de fond sont rares dans la région d'intérêt, centrée sur l'énergie $Q_{\beta\beta}$, grâce à une technique d'analyse permettant d'isoler les événements comportant deux électrons (ee). La technique *tracko-calor* permet, en plus de la somme en énergie des électrons, d'étudier leur distribu-

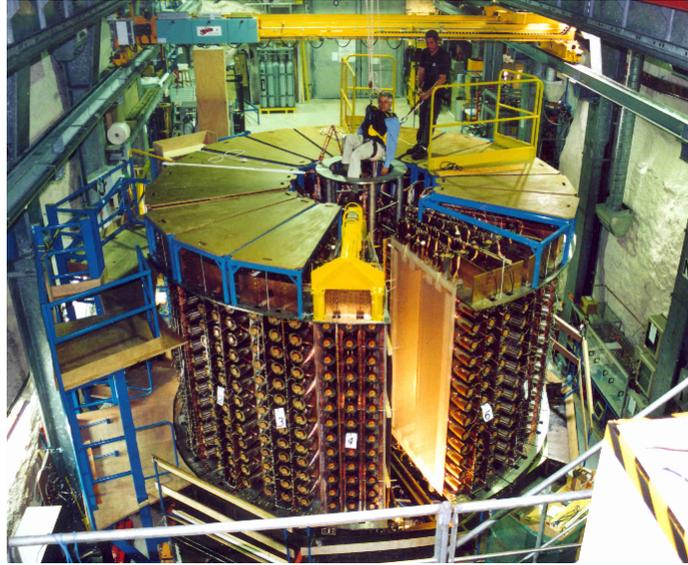


FIGURE 2.3: Photographie du détecteur NEMO3 lors de son assemblage au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM).

tion en énergie individuelle ainsi que l'angle d'émission entre eux. Ces observables sont notamment utiles dans le cas de la découverte d'un signal $\beta\beta 0\nu$ pour discriminer les mécanismes décrits par les modèles théoriques en section 1.3.2.1.

2.2.2 Sources double bêta

Parmi les avantages de l'expérience NEMO3, la variété des sources double bêta étudiées est caractéristique. Dans le cas des expériences uniquement calorimétriques, basées sur des bolomètres ou des semi-conducteurs, la technique impose le choix de la source $\beta\beta$.

2.2.2.1 Choix des isotopes

Différentes sources ont été disposées dans le détecteur NEMO3, ce qui permet l'étude de plusieurs isotopes dans une même expérience. Ces derniers ont cependant dû être sélectionnés selon les critères suivants :

- l'abondance naturelle doit être suffisante pour permettre l'enrichissement isotopique,
- l'enrichissement isotopique doit être possible par centrifugation,
- la décroissance du noyau selon un autre mécanisme que de la désintégration double bêta doit être interdite,
- l'isotope doit posséder une énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée afin de réduire le bruit de fond lié à la radioactivité naturelle, plus important pour des énergies inférieures à 2,6 MeV,
- l'isotope doit posséder un facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ suffisamment grand,
- la désintégration $\beta\beta 2\nu$ doit avoir une longue demi-vie, ce mécanisme représentant le bruit de fond ultime pour le processus $\beta\beta 0\nu$.

Isotope	$Q_{\beta\beta}$ (keV)	Abondance naturelle (%)	Masse dans NEMO3 (g)	$T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}$ mesurée par NEMO3 (ans)	Référence
^{100}Mo	3034	9,63	6914	$7,11 \pm 0,02(stat.) \pm 0,54(syst.) \times 10^{18}$	[46]
^{82}Se	2995	8,73	932	$9,6 \pm 0,3(stat.) \pm 1,0(syst.) \times 10^{19}$	[46]
^{130}Te	2529	33,8	454	$7,0 \pm 0,9(stat.) \pm 1,1(syst.) \times 10^{20}$	[53]
^{116}Cd	2802	7,49	405	$2,88 \pm 0,04(stat.) \pm 0,16(syst.) \times 10^{19}$	[54]
^{150}Nd	3367	5,6	37	$9,11_{-0,22}^{+0,25}(stat.) \pm 0,63(syst.) \times 10^{18}$	[52]
^{96}Zr	3350	2,8	9,4	$2,35 \pm 0,14(stat.) \pm 0,16(syst.) \times 10^{19}$	[47]
^{48}Ca	4271	0,19	6,99	$4,4_{-0,5}^{+0,4}(stat.) \pm 0,4(syst.) \times 10^{19}$	[54]

TABLE 2.1: Caractéristiques des isotopes émetteurs $\beta\beta$ mesurés par le détecteur NEMO3 et résultats obtenus pour la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ vers l'état fondamental.

Un isotope est alors retenu s'il correspond à un ou plusieurs de ces critères. 7 isotopes ont ainsi intégré le détecteur, ils sont présentés dans le tableau 2.1. Le principal isotope choisi pour NEMO3 a été le Molybdène 100 (^{100}Mo). Ce choix a été induit par son énergie de transition $Q_{\beta\beta}$ élevée, qui permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond, et par la possibilité de l'enrichir à des niveaux très élevés. En plus des sources émettrices $\beta\beta$, afin d'étudier le bruit de fond externe, deux feuilles de Cuivre et d'oxyde de Tellure naturels (^{nat}Cu et $^{nat}\text{TeO}_2$), très pures, ont été ajoutées dans le détecteur. Le $^{nat}\text{TeO}_2$ a notamment été choisi car il possède une masse atomique proche de celle du ^{100}Mo . La répartition des isotopes entre les 20 secteurs de NEMO3 est illustrée sur la figure 2.4.

2.2.2.2 Enrichissement des sources

Avant d'être installées dans le détecteur, les sources ont dû être soumises à deux étapes de conditionnement, l'enrichissement et la purification. Même si différentes techniques permettent l'enrichissement isotopique, seule la centrifugation peut être utilisée pour des grandes masses d'isotopes émetteurs $\beta\beta$ (supérieures à 500 g). Elle a donc été employée pour la majorité des isotopes présents dans NEMO3 : ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{116}Cd et ^{130}Te . Cependant, cette technique n'a pas pu être appliquée aux autres isotopes car il n'existe pas de composés gazeux à température ambiante pour ces éléments. Ce fut le cas du ^{48}Ca , du ^{96}Zr et du ^{150}Nd qui ont été produits en plus petites quantités par séparation électromagnétique.

Dans le cas du ^{82}Se , qui fait l'objet de ce travail de thèse, du Sélénium naturel est tout d'abord sublimé en $^{82}\text{SeF}_6$ gazeux. Ce gaz est ensuite centrifugé afin d'isoler le ^{82}Se , sous la forme $^{82nat}\text{SeF}_6$. Il est enfin soumis à une décharge électrique afin d'obtenir une poudre de Se. Deux lots de 500 g de poudre de ^{82}Se ont ainsi été produits par la société ECP à Krasnoïarsk pour l'Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP), notés Se(I) et Se(II), avec des taux d'enrichissement respectifs de $97,02 \pm 0,05 \%$ et $96,82 \pm 0,05 \%$ [55].

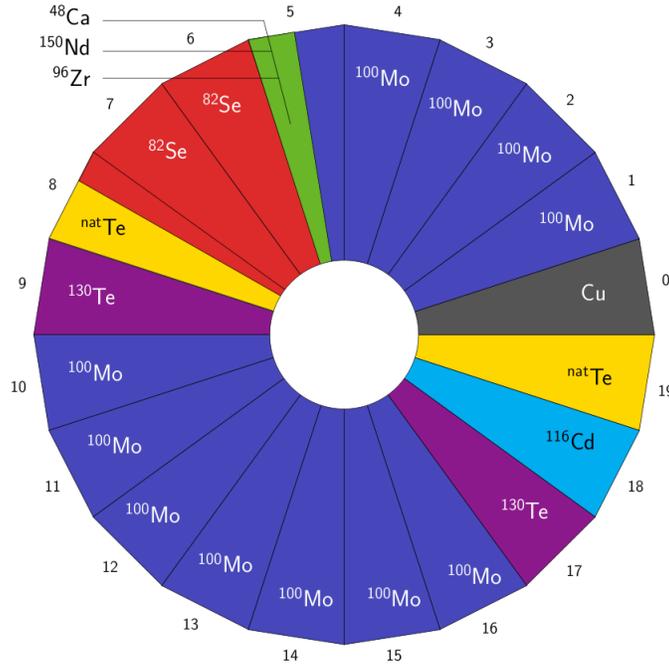


FIGURE 2.4: Répartition des sources émettrices $\beta\beta$ dans les 20 secteurs du détecteur NEMO3.

2.2.2.3 Purification des sources

La présence de radioactivité naturelle dans les sources, issue notamment des chaînes radioactives de l'Uranium et du Thorium, est responsable de la plus grande partie du bruit de fond interne. Celles-ci doivent donc être purifiées si certains radio-isotopes tels que le ^{214}Bi ou le ^{208}Tl sont présents en trop grande quantité. La purification des sources peut être effectuée par diverses méthodes : distillation, cristallisation puis fusion et fixation à du sel de Baryum [56].

Pour certaines sources, comme le ^{96}Zr ou le ^{82}Se , la purification n'a pas été jugée nécessaire. Dans le cas du ^{82}Se , une partie du premier lot Se(I) avait été utilisée dans le prototype NEMO2. La contamination de cet échantillon avait alors été contrôlée par spectrométrie γ et il avait été observé que les contaminants étaient concentrés en points chauds, pouvant être rejetés lors de l'analyse par reconstruction des vertex. Le reste du lot Se(I) ainsi que le lot Se(II), soit environ 800 g, ont aussi été contrôlés et de faibles activités de ^{214}Bi et de ^{208}Tl ont été mesurées. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.2. Cette contamination a alors été considérée comme aussi localisée en point chauds qui pourront être supprimés lors de l'analyse des données du détecteur. Pour cette raison, aucun processus de purification n'a été mis en place pour le ^{82}Se [57].

2.2.2.4 Production de feuilles sources

Dans le détecteur NEMO3, chaque secteur contient une feuille source composée de sept bandes. Ces bandes peuvent être soit métalliques, soit composites. Les feuilles de ^{82}Se sont formées de bandes composites produites de la façon suivante :

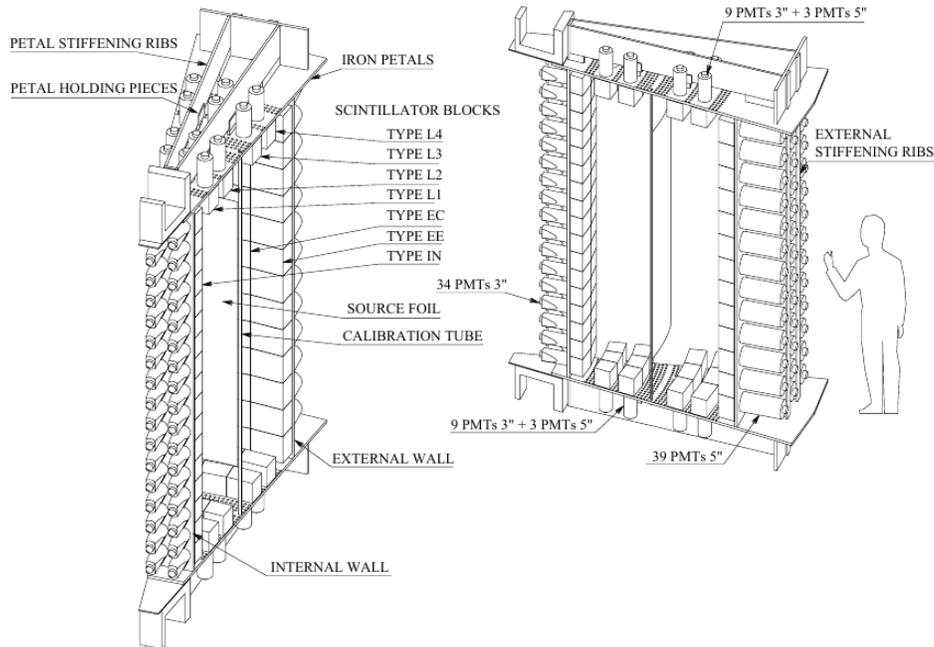


FIGURE 2.5: Représentation schématique d'un secteur du détecteur NEMO3 permettant d'identifier les différents types de compteurs calorimétriques et leur position dans le détecteur.

- la poudre de Se enrichi est tamisée pour obtenir des grains de dimensions inférieures à $45 \mu\text{m}$,
- elle est ensuite mélangée à de la colle (eau + Alcool PolyVinyle ou PVA),
- le mélange est chauffé par ultrasons pour produire une pâte,
- la pâte est étalée uniformément sur deux films de mylar, puis le premier est placé sur le second afin d'obtenir une bande de mélange ^{82}Se + colle pris entre les deux films.

Ce procédé a été répété plusieurs fois puis les bandes de ^{82}Se ont été réparties dans les secteurs 06, 07 et 08 du détecteur NEMO3 sous forme de feuilles source.

2.2.3 Calorimètre

Le calorimètre de NEMO3 est un ensemble de 1940 compteurs à scintillation qui mesure l'énergie et le temps de vol des électrons. Chaque compteur est constitué d'un scintillateur plastique couplé à un PM basse radioactivité via un guide de lumière en PMMA. Un de ces compteurs calorimétriques est représenté par la figure 2.6. Un secteur du détecteur NEMO3 comprend 97 compteurs, agencés de la façon suivante :

- 34 PM plans de 3 pouces (3") de diamètre associés à des scintillateurs sont disposés sur deux colonnes pour former le mur interne,
- 39 PM hémisphériques de 5" de diamètre associés à des scintillateurs sont répartis sur trois colonnes et composent le mur externe,
- 24 PM de 3" et 5" de diamètre associés à des scintillateurs sont agencés en 4 rangées de 3 compteurs, recouvrant les deux compteurs "pétales" supérieur et inférieur.

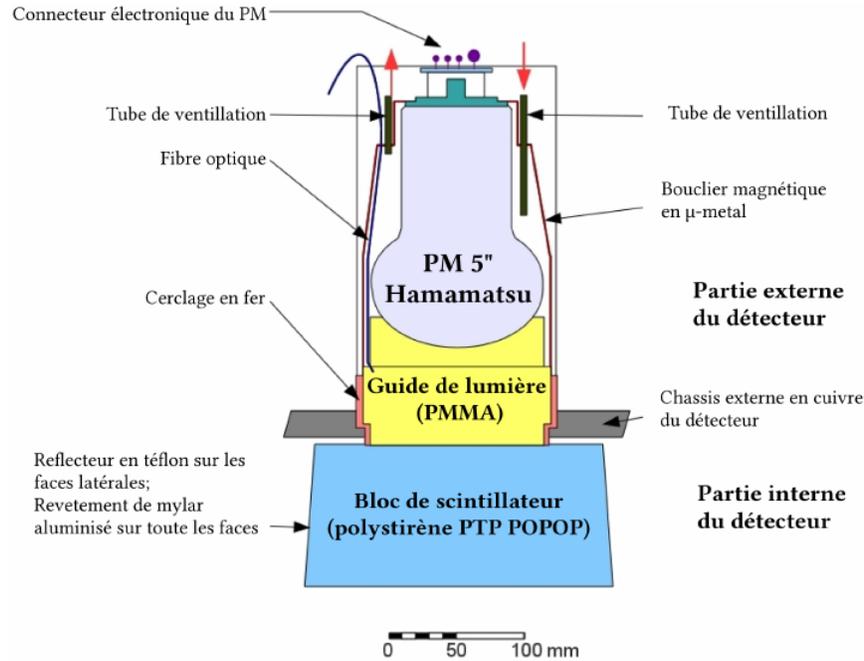


FIGURE 2.6: Vue de coupe d'un compteur calorimétrique associant un PM 5" à un scintillateur par le biais d'un guide de lumière en PMMA.

Cette disposition est résumée par la figure 2.5.

2.2.3.1 Les scintillateurs

Les scintillateurs de NEMO3 sont des blocs de polystyrène (PS) dopé de p-terphényl (PTP) à 1,5 % et de 1.4-di(5-phényl-2-oxazoly)benzène (POPOP) à 0,01 %. Les molécules de styrène émettent une lumière de scintillation lorsqu'elles sont excitées par une particule traversante. Le PTP va quant à lui amplifier l'émission de photon, améliorant ainsi l'efficacité de fluorescence. Enfin le POPOP va décaler la longueur d'onde de la lumière de scintillation pour qu'elle soit plus adaptée à la photocathode des PM [58].

Ces blocs sont donc de type plastique, parfaitement appropriés pour détecter les électrons des décroissances $\beta\beta$. En effet, leur numéro atomique moyen de 3,7 est faible et réduit le phénomène de rétrodiffusion des électrons incidents. De plus, leur temps de réponse est très rapide pour la mesure du temps de vol et ils possèdent une excellente radiopureté.

Les scintillateurs de NEMO3 sont de forme carrée mais de dimensions variables selon leur position dans le détecteur. Leur face d'entrée est cependant de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ en moyenne pour une profondeur voisine de 10 cm, ce qui permet une bonne efficacité de détection des rayonnements γ (~ 50 % à 500 keV). Ces blocs sont habillés de cinq couches de téflon sur les côtés qui améliorent la collection de la lumière de scintillation en la rediffusant vers l'intérieur avant qu'elle sorte du bloc. Deux feuilles de mylar aluminisé font quant à elles écran à la lumière extérieure. L'habillage des scintillateurs est

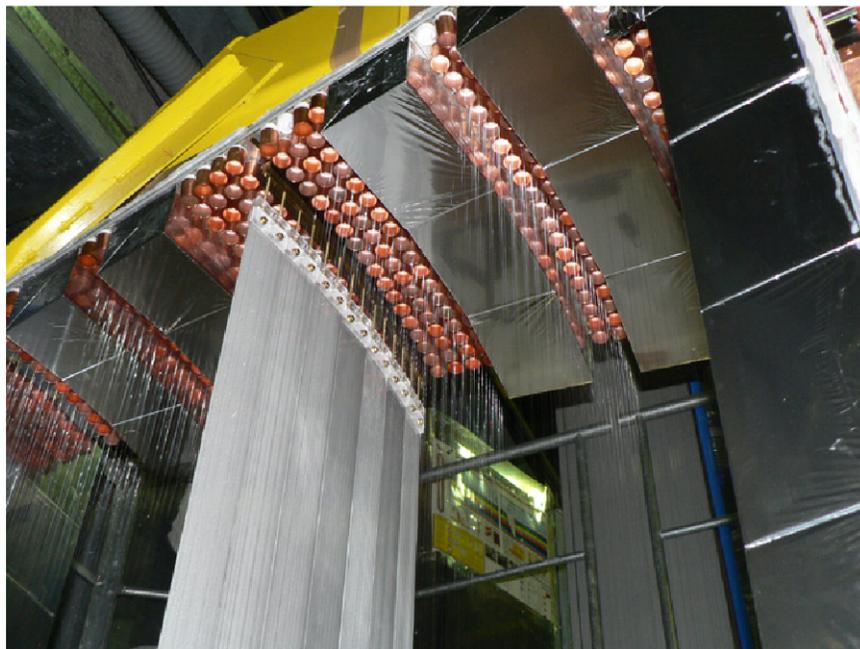


FIGURE 2.7: Photographie de l'intérieur du détecteur NEMO3, prise lors de son démontage en mars 2011, permettant d'observer notamment la disposition des feuilles sources, des fils du trajectographe et des compteurs calorimétriques habillés de mylar aluminisé.

visible sur la figure 2.7.

2.2.3.2 Les guides de lumière

Les guides de lumière permettent le contact optique entre les scintillateurs et les PM, tout en isolant ces derniers de la chambre à fils comme le montre la figure 2.6. En effet, l'atmosphère en hélium du trajectographe est dangereuse pour le fonctionnement des PM dont le verre est poreux pour ce gaz. Les guides de lumière sont composés de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) et transmettent 98 % de la lumière de scintillation vers les PMs. Ils assurent de plus le maintien de chaque compteur calorimétrique car ils sont collés à la structure du détecteur.

2.2.3.3 Les photomultiplicateurs

Les PM utilisés par NEMO3 ont été fournis par la société Hamamatsu après une importante phase de développement. Celle-ci a notamment permis la réduction de la radioactivité du verre, importante source de bruit de fond externe pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$. De plus, le problème est de diminuer le taux de comptage pour ne pas avoir trop de temps mort. Deux types de PM sont présents dans le détecteur :

- 900 sont des PM hémisphériques 5" à 10 dynodes (type R6594). Leur résolution en énergie dépend de l'ensemble du compteur mais est d'en moyenne 14 % pour des électrons de 1 MeV

et leur résolution en temps est de l'ordre de 250 ps.

- 1040 sont des PM plans 3" à 12 dynodes (type R6091). Toujours pour des électrons de 1 MeV, leur résolution en temps est comparable à celle des PM 5" alors que leur résolution en énergie est de 17 %.

Les PM sont protégés du champ magnétique de NEMO3 par un tube en mu-métal [59].

2.2.4 Trajectographe

Le trajectographe du détecteur NEMO3 est une chambre à dérive constituée de 6180 cellules verticales à raison de 309 par secteur, disposées de part et d'autre des feuilles sources. La chambre à fils fonctionne en régime Geiger et contient un gaz composé d'un mélange d'hélium (94,85 %), d'éthanol (4 %), d'argon (1 %) et d'eau (0,15 %). Ce gaz possède donc un numéro atomique faible et limite la perte d'énergie des particules le traversant. Le trajectographe est donc sensible aux électrons de basse énergie ainsi qu'aux particules α .

2.2.4.1 Géométrie des cellules

Les cellules du trajectographe sont organisées en 9 rangées : 4 près des feuilles source, 2 au centre et 3 proches du calorimètre. Grâce à cette disposition il est possible de reconstruire un vertex sur la source, une courbure de trace et un point d'interaction en surface d'un scintillateur. Elle a de plus permis d'installer des compteurs calorimétriques sur les pétales, entre les rangées de cellules, pour augmenter l'efficacité de détection des rayonnements gamma.

Chaque cellule mesure 270 cm de long pour 3 cm de diamètre. Une cellule Geiger se compose d'un fil anodique central, porté à une tension de 1600 V, et de neuf fils de champ reliés à la masse comme le montre la figure 2.8. Ces fils d'acier possèdent un diamètre de 50 μm afin de limiter les interactions dans les fils des particules traversant le gaz. Deux anneaux cathodiques en cuivre sont quant à eux disposés aux extrémités de la cellule et ont pour fonction de mesurer les temps d'arrivée du plasma à ces extrémités.

2.2.4.2 Fonctionnement

Lorsqu'une particule chargée traverse le gaz de la chambre à fils, elle l'ionise en créant des paires électron-ion. Les électrons ainsi produits dérivent alors vers le fil anodique à une vitesse moyenne de 1 $\text{cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ sous l'effet du champ électrique. Lors de leur parcours, ces électrons accélérés créent un phénomène d'avalanche à proximité du fil anodique. Des électrons secondaires sont alors produits et ionisent à leur tour le gaz : des avalanches électroniques se forment donc et créent un signal anodique rapide. Sous l'effet des avalanches, un plasma Geiger est produit et se propage le long du fil anodique, vers les extrémités, à une vitesse moyenne de 7 $\text{cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$.

On mesure alors deux signaux à l'arrivée du plasma sur les anneaux cathodiques, en haut et en bas de la cellule. La différence en temps entre les arrivées de ces deux signaux cathodiques permet de déduire la localisation longitudinale de création du plasma. De plus, au moment de sa formation, le plasma produit des ions qui dérivent vers les fils de champ reliés à la masse durant approximativement 1 ms. Cette dérive crée un signal anodique qui permet de déterminer la distance entre le fil anodique central et le point de passage de la particule chargée.

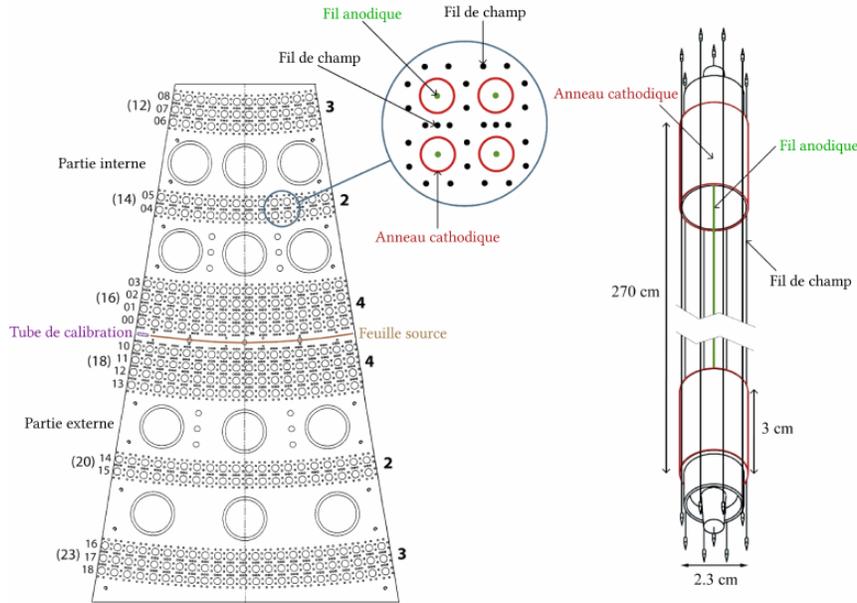


FIGURE 2.8: Représentation schématique du trajectographe pour un secteur du détecteur NEMO3 (à gauche) et d'une cellule Geiger (à droite).

Par ce fonctionnement, il est possible de reconstruire les traces des particules traversantes mais pas de discriminer leur charge. Pour ce faire, la chambre à fils est soumise à un champ magnétique uniforme de 25 Gauss (G) ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), parallèle à la disposition des cellules. De cette façon, la trajectoire des particules chargées est courbée, ce qui permet de discriminer les paires e^-e^+ des événements $\beta\beta$ à 95 % (pour une énergie totale de 3 MeV).

2.2.5 Etalonnage du détecteur

Préalablement à l'assemblage du calorimètre, une étude de la résolution en énergie des scintillateurs ainsi que du gain des PM a été effectuée. Cependant, un étalonnage des compteurs reste indispensable une fois ceux-ci intégrés dans le détecteur. Le but est d'estimer la stabilité en gain du calorimètre à une précision inférieure à 2 %. Nous allons donc détailler ici l'étalonnage en énergie, mais aussi l'étalonnage en temps, qui permet d'identifier les événements venant de la source de ceux produits dans les autres parties du détecteur. L'étalonnage peut de plus se décomposer en deux étapes : l'étalonnage absolu et l'étalonnage relatif.

L'étalonnage absolu est basé sur des sources radioactives d'activités connues, mesurées par spectrométrie γ . Ces sources sont placées dans des tubes de calibration verticaux, disposés dans chaque secteur au niveau des feuilles sources. Il s'agit de tubes en cuivre ouverts de trois fenêtres d'entrée en kapton : une au centre et deux situées à -90 cm et $+90 \text{ cm}$ verticalement. Ce type d'étalonnage est celui qui se rapproche le plus des conditions expérimentales. En effet, tout comme lors de l'acquisition de données pour la recherche d'événements $\beta\beta$, toutes les étapes de mesure par les

compteurs calorimétriques sont impliquées : la scintillation, la propagation dans les guides de lumière, l'amplification par les PM et l'électronique. Cet étalonnage sert donc de référence, que ce soit en énergie ou en temps. Ce dernier nécessite cependant l'arrêt complet de l'acquisition de recherche d'évènements $\beta\beta$. En effet, des sources d'activités relativement importantes (quelques centaines de Bq) sont utilisées. Afin de ne pas faire saturer la chambre à fils, ces étalonnages sont donc réalisés en 24 h et à trois semaines d'intervalles les uns des autres.

En supplément de l'étalonnage absolu, un système de suivi relatif basé sur un système de laser a été mis en place. De manière générale, deux étalonnages de quelques minutes par jour ont été réalisés. Pour ce faire, un faisceau laser traverse un filtre optique qui permet d'ajuster l'intensité puis il est séparé en deux faisceaux secondaires. Le premier est dévié vers une photodiode et deux photomultiplicateurs qui permettent d'en mesurer l'intensité. Le second traverse quant à lui des filtres optiques atténuateurs puis est envoyé aux PM de NEMO3 ainsi qu'à quatre PM de référence (deux de diamètre de 3" et deux de diamètre de 5"). Ces derniers sont associés à un petit scintillateur contenant une source de ^{207}Bi qui permet de les étalonner. La longueur d'onde du laser est ici décalée vers une valeur adaptée aux photocathodes par une boule de scintillateur avant d'être transmise par fibre optique aux PM [60].

2.2.5.1 Etalonnage en énergie

L'étalonnage absolu en énergie est réalisé à partir de plusieurs sources de ^{207}Bi et de ^{90}Sr . Le ^{207}Bi émet entre autres deux électrons de conversion de 482 keV et de 976 keV alors que le ^{90}Sr est un émetteur β^- pur avec une énergie de transition Q_β de 2283 keV. Lors des acquisitions de calibration, seuls ces électrons de conversion ainsi que ceux formant la fin du spectre d'émission β^- du ^{90}Sr sont pris en compte. Pour cela, les traces sont reconstruites et sélectionnées uniquement si elles possèdent un vertex reconstruit sur l'une des fenêtres des tubes d'étalonnage. En considérant ensuite les trois énergies d'électrons précédentes, il est possible d'effectuer un ajustement sur trois points et d'évaluer le rapport de conversion entre les valeurs de signal numérisé des PM et l'énergie des particules incidentes. Cela permet à la fois l'étalonnage absolu des 1940 compteurs ainsi que la mesure de leur résolution en énergie.

L'étalonnage relatif en énergie consiste quant à lui en un suivi de l'évolution du gain de chaque PM. Par le biais des PM de référence, la lumière du laser est ajustée à la valeur d'énergie de l'électron de conversion de 976 keV du ^{207}Bi puis transmise aux PM du détecteur. Des écarts sont alors apparus entre la mesure quotidienne du gain des PM par laser et l'étalonnage absolu des compteurs fait toutes les 3 semaines, cela au fur et à mesure des acquisitions. Aucune correction satisfaisante n'ayant pu être mise en place, il a été décidé que l'étalonnage en énergie avec le laser serait un indicateur de la qualité d'un PM et ne fournirait pas de facteurs de correction. Ainsi, un PM avec une variation de gain mesurée par le laser supérieure à 2 % est rejeté de l'analyse et ne peut être réintégré qu'après un nouvel étalonnage absolu. Le détecteur NEMO3 a donc disposé de deux méthodes d'étalonnage en énergies complémentaires.

2.2.5.2 Etalonnage en temps

L'étalonnage absolu en temps permet de corriger la réponse en temps de chaque PM. En effet, celle-ci diffère en fonction de nombreux facteurs tels que la géométrie des compteurs calorimétriques,

le temps de transit des électrons dans le PM, les longueurs de câbles, etc. Cet étalonnage repose sur des sources de ^{60}Co , disposées dans les tubes de calibration. En effet, lors de sa décroissance, deux photons γ de 1173 keV et 1332 keV sont émis en coïncidence. Il est alors possible, durant une acquisition, de comparer le temps de détection des deux rayonnements pour une paire de PM et d'obtenir ainsi un temps de référence corrigé t_{shift} . Nous détaillerons notamment au cours du chapitre 5 comment le temps de vol d'une particule est déduit de la mesure faite par les PM. D'autres mesures ont été effectuées à l'aide de sources neutroniques externes. En effet, des neutrons de haute énergie (~ 10 MeV) peuvent interagir avec le blindage en fer et en cuivre du détecteur par capture radiative. Des photons γ , de 6 à 7 MeV sont alors émis et peuvent produire des diffusions Compton ou des créations de paire (e^+/e^-) dans le calorimètre. Ceci entraîne la production d'électrons traversant le détecteur dont la reconstruction permet de comparer la charge et le canal de temps numérisé de chaque compteur calorimétrique.

Malgré cet étalonnage absolu, le temps de réponse des PM peut varier en fonction de l'évolution de leur gain lors de leur vieillissement. De plus, d'autres variations de temps ont été observées lors des acquisitions d'étalonnage absolu en temps. Elles sont principalement dues aux différences de longueurs de fibre ou d'insertion de fibre (dans la boule de scintillateur ou dans les PM). Ces variations ont notamment pu être corrigées grâce à la grande stabilité des PM de référence, utilisés pour l'étalonnage relatif en temps avec le laser.

2.2.6 Système de déclenchement de NEMO3

Le système de déclenchement de NEMO3 a été développé au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen). Il a été conçu afin de pouvoir s'adapter aux différents types d'acquisition (calibration, recherche d'évènements $\beta\beta$, etc...). En effet, selon le mode de déclenchement, l'enregistrement d'un évènement peut être initié par un signal dans le trajectographe ou dans le calorimètre. Pour la plupart des types d'acquisition, les deux modules sont utilisés.

De manière générale, une fenêtre d'acquisition de 20 ns est ouverte lorsqu'un compteur calorimétrique mesure un signal correspondant à une énergie déposée d'au moins 150 keV. Si le nombre de compteurs déclenchés durant ce temps est suffisant (multiplicité de 1 pour le déclenchement dit $\beta\beta$), le système passe au niveau supérieur. Il agrandit alors la fenêtre d'acquisition du calorimètre à 200 ns et ouvre une fenêtre d'acquisition de 6,14 μs pour le trajectographe. Dans le cas contraire, l'acquisition redémarre en 330 ns. Si le nombre de cellules Geiger touchées est suffisant et leurs positions relatives sont satisfaites, le déclencheur passe au niveau supérieur. Dans le cas du déclenchement $\beta\beta$, 3 cellules doivent être activées dont 2 dans des rangées consécutives. La fenêtre d'acquisition du trajectographe est ensuite élargie à 710 μs au total.

Lors de la recherche d'évènements $\beta\beta$, les contraintes de déclenchement sont faibles pour permettre une analyse topologique fine des évènements *a posteriori*. Une fois ces conditions remplies, les données sont sauvegardées et l'électronique redémarre. Le temps total pour un évènement de recherche $\beta\beta$ est en moyenne de 2 ms. Ce temps est systématiquement mesuré et sa moyenne sur une acquisition est conservée.

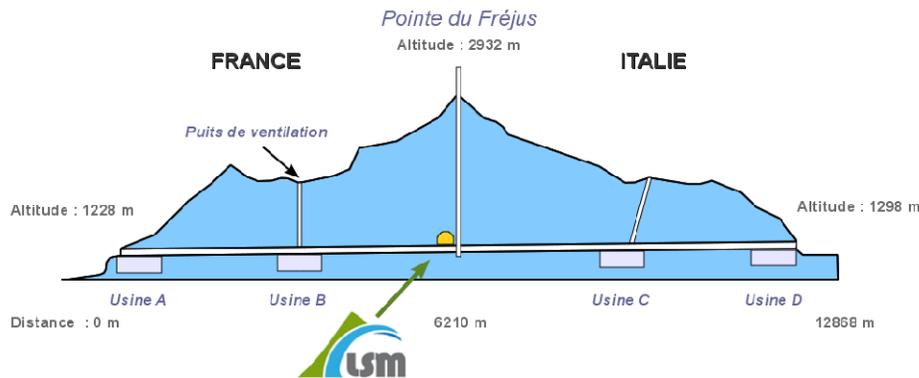


FIGURE 2.9: Localisation du Laboratoire Souterrain de Modane dans le tunnel du Fréjus.

2.2.7 Bruit de fond

Les événements recherchés par le détecteur NEMO3 sont particulièrement rares. De plus, l'énergie mise en jeu au cours des processus $\beta\beta$ implique que cette expérience est sensible à certains bruits de fond.

2.2.7.1 Bruits de fond environnementaux

Le détecteur NEMO3 est situé au LSM, dans le tunnel du Fréjus, afin de le protéger des rayonnements cosmiques comme le montre la figure 2.9. Ce laboratoire a été creusé sous 1780 mètres de roche, équivalents à 4800 mètres d'eau, ce qui permet une réduction du flux de muons d'un facteur de trois millions. Le détecteur NEMO3 n'est donc soumis qu'à un flux de 4 muons par jour et par m^2 , soit environ 20 muons par jour traversant le détecteur. Ceux-ci peuvent cependant interagir dans la matière et produire, par rayonnement Bremsstrahlung, des photons γ de haute énergie (entre 6 et 10 MeV) ou des neutrons de spallation qui, à leur tour, donnent des rayonnements γ lors de captures radiatives. Le bruit de fond environnemental est donc composé de ce flux de photons et de neutrons ainsi que de la radioactivité naturelle du laboratoire.

Pour lutter contre ce bruit de fond, le détecteur est recouvert d'un blindage. Il est entouré de 10 cuves en inox de 35 cm d'épaisseur remplies d'eau borée qui a pour rôle de thermaliser et capturer les neutrons. De plus, une couche de paraffine de 20 cm est installée sous le détecteur et une épaisseur de bois de 28 cm recouvre le sommet et la base de la tour. Afin d'atténuer les rayonnements γ externes, un blindage en fer pur de 20 cm a été installé tout autour du détecteur.

2.2.7.2 Bruit de fond externe

Une autre composante du bruit de fond de l'expérience NEMO3 est la radioactivité naturelle de ses divers composants : trajectographe, calorimètre, structure, vis, câbles, etc. Du fait de cette radioactivité, des rayonnements γ ainsi que des électrons peuvent être émis et interagir dans les

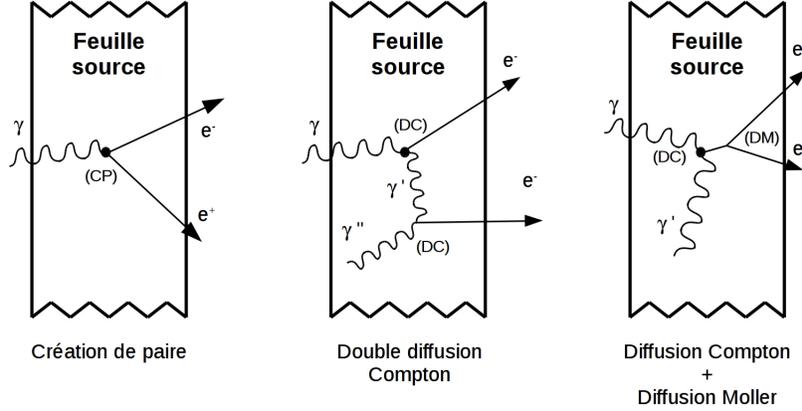


FIGURE 2.10: Illustration des trois principaux mécanismes à l'origine du bruit de fond externe donnant des événements de topologie de type ee à partir d'un rayonnement γ interagissant avec la feuille source (CP = Création de Paire; DC = Diffusion Compton; DM = Diffusion Möller).

feuilles sources. Ces interactions peuvent être à l'origine d'évènements de topologie proche de celle des décroissances $\beta\beta$ par différents processus :

- création de paires e^-/e^+ avec une mauvaise reconstruction de la courbure du positron,
- diffusion Compton ou effet photoélectrique produisant un électron, puis diffusion Möller de ce dernier,
- double diffusion Compton.

Ces mécanismes sont illustrés par la figure 2.10. Pour cette raison, la radioactivité de tous les composants de NEMO 3 a été contrôlée par spectrométrie γ avant la construction du détecteur afin de sélectionner les matériaux les moins radioactifs. Les principaux isotopes recherchés au cours de ces mesures étaient le ^{208}Tl et le ^{214}Bi , descendants respectifs des chaînes ^{238}U et ^{232}Th . En effet, parmi les isotopes produits par la radioactivité naturelle, seuls ces deux sont à la fois émetteurs β^- et possèdent des valeurs de Q_β élevées : 5,00 MeV pour le ^{208}Tl et 3,27 MeV pour le ^{214}Bi . La désintégration de ces noyaux peut alors entraîner la production de deux électrons se partageant une énergie correspondant à la valeur $Q_{\beta\beta}$ moyenne des isotopes sources de NEMO3. Ils contribuent donc au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. D'autres isotopes émetteurs β d'énergie Q_β plus faible peuvent quant à eux représenter un bruit de fond pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$.

En plus de la radioactivité des composants, le Radon constitue la contribution la plus importante du bruit de fond externe. Le ^{214}Bi est en effet un des descendants du ^{222}Rn , gaz rare pouvant se déposer sur les différentes surfaces de la chambre à fils. Cette composante du bruit de fond sera plus largement détaillée dans la section 3.3.

2.2.7.3 Bruit de fond interne

Le bruit de fond d'origine interne aux feuilles sources est aussi essentiellement causé par la présence d'isotopes émetteurs β dans la feuille source. Les mécanismes pouvant simuler un signal

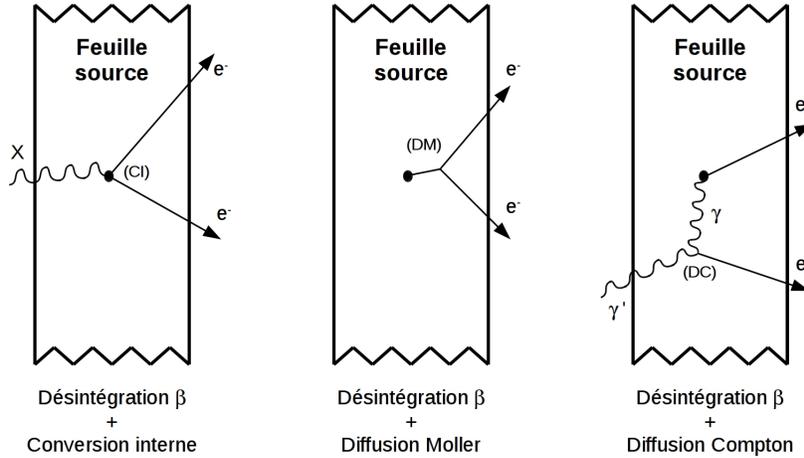


FIGURE 2.11: Illustration des 3 principaux mécanismes à l'origine du bruit de fond interne donnant des événements de topologie de type ee à partir d'une désintégration β (CI = Conversion Interne; DM = Diffusion Möller; DC = Diffusion Compton).

$\beta\beta$ sont en effet basés sur la production d'un second électron lors d'une émission β^- . Il s'agit principalement des processus suivants, représentés par la figure 2.11 :

- conversion interne du noyau fils lors d'une décroissance β ,
- diffusion Möller dans la feuille source d'un électron émis lors d'une décroissance β ,
- d'une cascade β/γ puis diffusion Compton d'un photon dans la feuille.

Une fois de plus, seuls les isotopes émetteurs β dont l'énergie de transition Q_β est supérieure à la valeur $Q_{\beta\beta}$ de l'isotope étudié peuvent contribuer au bruit de fond de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Le ^{214}Bi et le ^{208}Tl sont donc, tout comme pour le bruit de fond externe, les isotopes dont la contamination est particulièrement critique. Leurs activités, mesurées par spectrométrie γ avec des détecteurs HPGe, sont présentées dans le tableau 2.2 pour chaque source de NEMO3 [61]. Les émetteurs β avec une énergie de transition plus faible sont ici aussi moins gênants pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ mais représentent un bruit de fond pour l'étude des décroissances $\beta\beta 2\nu$. Les isotopes contrôlés dans ce cas-ci sont principalement le ^{40}K et le ^{60}Co .

Dans le cadre de la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ est la source ultime de bruit de fond. Cela se produit lorsque l'énergie somme des deux électrons est proche de la valeur $Q_{\beta\beta}$ et que l'évènement est situé dans la fenêtre en énergie du processus $\beta\beta 0\nu$ du fait de la résolution en énergie du calorimètre. Afin de lutter contre ce processus, seules deux solutions sont possibles :

- utiliser un isotope émetteur $\beta\beta$ de grande demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$,
- améliorer la résolution en énergie du détecteur.

Feuille source	Activité en ^{214}Bi (mBq.kg $^{-1}$)	Activité en ^{208}Tl (mBq.kg $^{-1}$)
^{100}Mo (m)	< 0,39	< 0,13
^{100}Mo (c)	< 0,34	< 0,17
^{82}Se (I)	< 4,2	< 0,67
^{82}Se (II)	$1,2 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,13$
^{48}Ca	< 4	< 2
^{96}Zr	< 16,7	< 5
^{150}Nd	< 3,3	$10,0 \pm 1,7$
^{130}Te	< 0,67	< 0,5
Te (nat)	< 0,17	< 0,08
^{116}Cd	< 1,7	< 0,5
Cu	< 0,12	< 0,033

TABLE 2.2: Mesures de l'activité des feuilles sources en ^{214}Bi et ^{208}Tl réalisées par spectrométrie γ à l'aide de détecteurs HPGe (m = feuilles métalliques, c = composite).

2.2.8 Résultats de l'expérience NEMO3

La prise de données de l'expérience NEMO3 s'est achevée en janvier 2011 et est aujourd'hui terminée. Certains résultats ont depuis été publiés et vont être présentés dans cette section. En revanche, d'autres données sont encore en cours d'analyse et donneront lieu à des publications supplémentaires d'ici 2016.

2.2.8.1 Mesures de demi-vies $T_{1/2}^{2\nu}$

La capacité du détecteur NEMO3 à étudier plusieurs sources émettrices $\beta\beta$ lui a permis de produire les mesures les plus précises de demi-vie $T_{1/2}^{2\nu}$ vers l'état fondamental pour les 7 isotopes qu'il contient. Ces résultats ont été présentés dans le tableau 2.1. La connaissance de ces demi-vies est tout d'abord importante pour extraire les éléments de matrice nucléaire à partir de l'équation 1.3.1. De cette façon, il est possible de tester la validité des modèles théoriques proposant des prédictions pour ces processus.

De plus, comme détaillé dans la section 2.2.7.3, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ représente le bruit de fond irréductible pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Les mesures de $T_{1/2}^{2\nu}$ permettent donc d'identifier les isotopes pour lesquels ce bruit de fond est important mais aussi de prédire le nombre d'événements qu'il peut produire dans la région d'intérêt $\beta\beta 0\nu$.

Notons que le détecteur NEMO3 permet aussi la détection de décroissances $\beta\beta 2\nu$ vers des états excités. L'analyse de telles données est encore en cours pour de nombreux isotopes et l'étude de ce type de transitions pour le ^{82}Se sera l'objet du chapitre 6 de cette thèse. Les demi-vies des décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo vers les états 0_2^+ et 2_1^+ du ^{100}Ru ont quant à elle été étudiées en [62] avec un signal pour l'une et une valeur limite pour l'autre :

Isotope	Limite sur $T_{1/2}^{0\nu}$ déterminées par NEMO3 (ans)	$m_{\beta\beta}$ (eV)	Référence
^{100}Mo	$> 1,11 \times 10^{24}$	$< 0,33 - 0,62$	[48]
^{82}Se	$> 3,2 \times 10^{23}$	$< 0,94 - 2,50$	[46]
^{130}Te	$> 6,3 \times 10^{22}$	$< 1,3 - 4,7$	[53]
^{150}Nd	$> 1,8 \times 10^{22}$	$< 4,0 - 6,3$	[52]
^{96}Zr	$> 9,2 \times 10^{21}$	$< 7,2 - 19,5$	[47]

TABLE 2.3: Limites à 90 % de niveau de confiance sur les périodes de décroissance $\beta\beta 0\nu$ et sur la masse effective $m_{\beta\beta}$ du neutrino de Majorana obtenues par NEMO3. L'intervalle donné pour la masse effective prend en compte la valeur des éléments de matrice pour les différents modèles (QRPA, Modèle en couche, etc).

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 5,7_{-0,9}^{+1,3}(\text{stat.}) \pm 0,8(\text{syst.}) \times 10^{20} \text{ ans}$$

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) > 1,1 \times 10^{21} \text{ ans} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

Notons qu'ici et dans le reste de cette thèse le premier état excité d'un noyau est noté 0_2^+ . L'état 0_1^+ désigne quant à lui l'état fondamental 0^+ .

2.2.8.2 Recherches de décroissances $\beta\beta 0\nu$

Pour les différentes sources $\beta\beta$ de NEMO3, des limites inférieures sur la demi-vie du processus $\beta\beta 0\nu$ ont pu être calculées à 90 % de niveau de confiance. Ces résultats, présentés dans le tableau 2.3, représentent les limites les plus contraignantes pour le ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr et ^{150}Nd .

Parmi eux, l'étude du ^{100}Mo a permis, après une exposition de 34,3 kg.an, d'observer 15 événements dans la région $Q_{\beta\beta}$ (fenêtre [2,8 – 3,2] MeV) pour un bruit de fond attendu de $18,0 \pm 0,6$ [48]. La somme en énergie des deux électrons pour ces événements est représentée sur le spectre de la figure 2.12. Grâce à cette mesure, une limite inférieure sur $T_{1/2}^{0\nu}$ a pu être placée :

$$T_{1/2}^{0\nu}(^{100}\text{Mo}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) > 1,1 \times 10^{24} \text{ ans}$$

Grâce à la formule 1.3.3, une limite supérieure sur la masse effective du neutrino de Majorana peut être déterminée.

$$m_{\beta\beta} < [0,33 - 0,62] \text{ eV}$$

La limite sur la masse effective est ici donnée sous forme d'intervalle car l'équation 1.3.3 dépend de l'élément de matrice nucléaire. En effet, celui-ci peut être déterminé à partir de plusieurs modèles, sur lesquels nous reviendrons dans le chapitre 6, et peut donc prendre plusieurs valeurs. La masse effective peut donc aussi prendre plusieurs valeurs contenues dans cet intervalle.

Les mesures d'autres isotopes ont aussi permis de déterminer des limites sur cette même masse, cependant moins contraignantes. Elles sont détaillées dans le tableau 2.3.

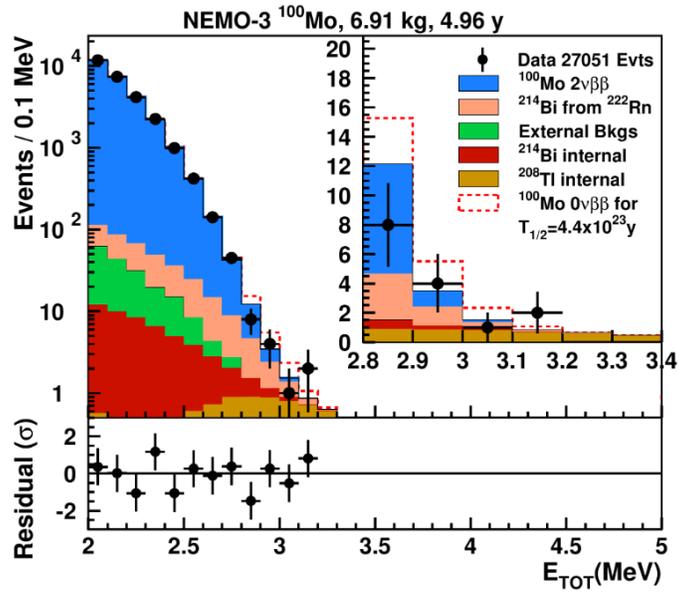


FIGURE 2.12: Spectre de l'énergie sommée des deux électrons avec $E_{tot} > 2$ MeV pour le ^{100}Mo . Les données sont comparées au bruit de fond attendu dû à la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , au Radon et aux bruits de fond externe et interne. La distribution attendue pour une décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{100}Mo avec une demi-vie de $4,4 \times 10^{23}$ ans est représentée en ligne pointillée rouge.

Paramètre	NEMO3	SuperNEMO
Efficacité	18 %	~ 30 %
Isotope	7 kg de ^{100}Mo	100 kg de ^{82}Se (^{150}Nd , ^{48}Ca)
Exposition	35 kg.an	500 kg.an
Résolution en énergie	8 % à 3 MeV	4 % à 3 MeV
^{208}Tl dans les sources	$100 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$	$< 2 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$
^{214}Bi dans les sources	$300 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$	$< 10 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$
^{222}Rn dans le gaz	6mBq.m^{-3}	$< 0,15 \text{mBq.m}^{-3}$
Sensibilité à $T_{1/2}^{0\nu}$	10^{24} ans	10^{26} ans
Sensibilité à $m_{\beta\beta}$	[0,33 – 0,62] eV	[0,04 – 0,10] eV

TABLE 2.4: Caractéristiques et performances attendues de l’expérience SuperNEMO par comparaison à celles de NEMO3.

2.3 SuperNEMO

SuperNEMO est une expérience double bêta de nouvelle génération qui succède à NEMO3 et utilise la même technologie de type *tracko-calor*. Son principal objectif est la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se avec une sensibilité sur le temps de demi-vie de 10^{26} ans, correspondant à une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} < [50 - 100]$ meV. Le tableau 2.4 résume ses objectifs ainsi que les caractéristiques et contraintes à respecter pour y parvenir, en termes notamment de résolution en énergie du calorimètre et de radiopureté.

Le détecteur complet consisterait en un ensemble de 20 modules identiques et indépendants, chacun contenant 5 kg de source émettrice $\beta\beta$. Le premier de ces modules est le démonstrateur. Avec 7 kg, il constitue la première phase de l’expérience SuperNEMO, actuellement en construction. Son but est de prouver la faisabilité de l’expérience en démontrant qu’il est possible d’atteindre les niveaux de bruit fond requis et l’extrapolation de la technique à 20 modules.

2.3.1 Le démonstrateur

L’assemblage du démonstrateur a débuté au LSM en 2015. Les premières prises de données sont quant à elles prévues pour fin 2016. Le principe est similaire à celui du détecteur NEMO3 avec une feuille source placée au centre d’une chambre à fils, elle-même encadrée par un calorimètre. Cependant, le démonstrateur possède une géométrie plane, comme illustré par la figure 2.13, avec des dimensions de 6 m de longueur, 2 m de largeur et 4 m de hauteur. La feuille source, composée de 7 kg de ^{82}Se , est disposée en son centre avec une densité de $35 - 40 \text{mg.cm}^{-2}$. Elle est formée de 36 bandes de 13,6 cm de large et de 2,7 m de hauteur. Le ^{150}Nd et le ^{48}Ca sont aussi envisagés comme des isotopes d’intérêt mais les techniques d’enrichissement en cours de développement ne peuvent pas encore produire les quantités requises. Les deux sous-modules du trajectographe sont installés de part et d’autre de la source et constituent la chambre à fils, composée de 2000 cellules à dérive fonctionnant en régime Geiger et placées dans un champ magnétique de 25 G. Cette chambre est encadrée par les murs principaux du calorimètre, constitués de 520 modules optiques composés

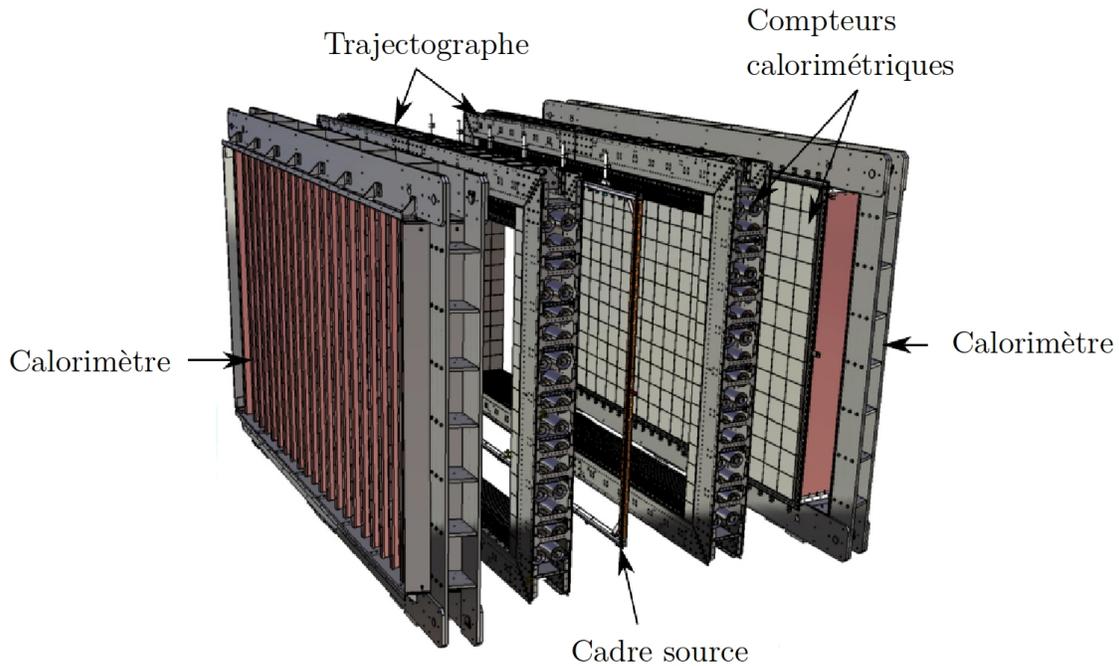


FIGURE 2.13: Vue éclatée du démonstrateur SuperNEMO, montrant la disposition du cadre source, du trajectographe et des murs du calorimètre.

chacun d'un bloc de scintillateur et d'un PM. Des compteurs calorimétriques supplémentaires sont disposés sur les côtés du trajectographe (murs latéraux) pour maximiser l'efficacité de détection des particules. D'autres sont placés en haut et en bas de ces sous-modules, le tout formant un calorimètre "vêto" et détecter les rayonnements γ . L'ensemble est soumis à un champ magnétique vertical, créé par une bobine magnétique entourant le détecteur, et encadré par un blindage passif composé de fer, de polyéthylène et d'eau.

L'un des objectifs du démonstrateur est de prouver qu'il est possible d'atteindre un bruit de fond réduit par rapport à celui de NEMO3. Cela nécessite dans un premier temps une concentration de Radon dans la chambre à fils inférieure à $0,15 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$. Le chapitre 4 décrit les stratégies adoptées par la collaboration pour parvenir à un tel niveau. Dans un second temps, la contamination des feuilles sources doit être inférieure à $2 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et à $10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ en ^{214}Bi . La mesure de ces niveaux de radioactivité repose notamment sur le détecteur BiPo, décrit en section 2.3.1.2. Le but du démonstrateur est d'atteindre zéro bruit de fond pour une exposition de $17,5 \text{ kg}\cdot\text{an}$ de prise de données grâce à ces niveaux de radiopureté. L'ensemble de ces caractéristiques est présenté dans le tableau 2.4.

Un autre aspect influant sur la sensibilité du détecteur SuperNEMO est la résolution du calorimètre. Celle-ci a été améliorée par rapport à NEMO3 grâce à l'emploi de PM 8" de grande efficacité, de scintillateurs plastiques très performants et d'une géométrie PM-scintillateur plus compacte, présentés dans la section suivante. Le résultat de ces études est la construction des murs principaux du

calorimètre, réalisée au CENBG, pour le démonstrateur.

La sensibilité finale attendue du démonstrateur sur le temps de demi-vie du ^{82}Se et sur la masse effective du neutrino sera respectivement de $T_{1/2}^{0\nu} > 6,6 \times 10^{24}$ années et $m_{\beta\beta} < [0,2 - 0,4]$ eV. L'analyse des données permettra notamment de tester l'annonce controversée de l'observation de la décroissance $\beta\beta 0\nu$ du ^{76}Ge par l'expérience Heidelberg-Moscou [33]. En effet, la demi-vie de cet isotope avait été donnée à $T_{1/2}^{0\nu}({}^{76}\text{Ge}) = [0,8 - 18,3] \times 10^{24}$ ans à 95 % d'indice de confiance, correspondant à une masse effective du neutrino $m_{\beta\beta} = [0,11 - 0,56]$ eV. Le démonstrateur de SuperNEMO étant sensible à une telle masse effective, ce résultat pourra être vérifié de manière indépendante pour un autre isotope.

2.3.1.1 Calorimètre

Le calorimètre constitue une partie essentielle du détecteur car il permet de déterminer si, lors d'une décroissance $\beta\beta$, l'émission des électrons est accompagnée de neutrinos ou non. Pour y parvenir, ses performances doivent être optimisées et c'est pourquoi la collaboration SuperNEMO a fixé les objectifs de développement suivants [63] :

- une résolution en énergie de 4 % FWHM pour des électrons de 3 MeV, soit 8 % à 1 MeV,
- une résolution temporelle de 250 ps à 1 MeV,
- un suivi du gain des compteurs calorimétriques à mieux que 1 %,
- une linéarité en énergie meilleure que 1 % de 200 keV à 3 MeV,
- une radiopureté du verre des PM au moins aussi bonne que NEMO3, soit 1200 mBq.kg⁻¹ en ^{40}K , 860 mBq.kg⁻¹ en ^{214}Bi et 30 mBq.kg⁻¹ en ^{208}Tl .

L'amélioration de la résolution en énergie du calorimètre a impliqué un travail de R&D qui s'est porté à la fois sur les scintillateurs et les PM.

Scintillateurs

La société ENVINET, en République Tchèque, a été sollicitée par la collaboration SuperNEMO pour produire des scintillateurs répondant à des critères de performance mais aussi de radiopureté. Suite aux travaux de qualification menés notamment par le CENBG, des blocs de scintillateurs plastiques en polystyrène ont été développés. Ces scintillateurs sont de forme parallélépipédique, avec une face d'entrée carrée et des dimensions de $256 \times 256 \times 194$ mm³. Contrairement à NEMO3, ils ne s'assemblent pas aux PM par le biais d'un guide optique et, pour maximiser la collection des photons de scintillation, les blocs sont creusés de façon à épouser la forme des PM qui y sont alors collés. De plus, une procédure d'habillage de ces scintillateurs a été mise en place avec du téflon et du mylar aluminisé, matériaux permettant d'améliorer l'efficacité de collection et faire écran à la lumière extérieure.

Photomultiplicateurs

Afin de respecter les contraintes imposées par les spécifications du détecteur, la société Hamamatsu a mis au point spécifiquement pour l'expérience SuperNEMO des PM 8" de type R5912MOD03 (figure 2.14) qui répondent aux critères de performance. Pour y parvenir, des études ont été menées afin d'améliorer l'homogénéité de la photocathode ou encore l'efficacité quantique, d'optimiser le nombre de dynodes et la répartition de la haute tension sur ces derniers.



FIGURE 2.14: Photographies représentant deux compteurs calorimétriques de SuperNEMO associant un PM 8" à un scintillateur creusé non habillé pour les murs principaux du calorimètre (à gauche) et un PM 5" à un scintillateur habillé par l'intermédiaire d'un guide optique pour les murs latéraux (à droite) .

Les PM de SuperNEMO doivent de plus respecter les contraintes de radiopureté. Grâce à l'emploi de verre "basse activité" développé chez Hamamatsu et l'emploi d'un creuset adapté, après mesure de plusieurs échantillons, les spécifications de radioactivité du verre des PM ont été respectées pour les isotopes de ^{40}K et ^{214}Bi : en moyenne $800\text{-}900\text{ mBq.kg}^{-1}$ et 400 mBq.kg^{-1} respectivement. Mais, pour le ^{208}Tl , les échantillons de verre ont été mesurés avec une activité variant entre 50 et 230 mBq.kg^{-1} [64]. Les mesures présentées ici s'inscrivent dans le cadre d'une étude de la radiopureté des PM effectuée *a posteriori* plutôt qu'une R&D faite en amont pour minimiser la radioactivité intrinsèque. En effet, la R&D sur le verre des PM avait débuté avec l'entreprise Photonis qui a dû arrêter son activité en 2010.

Structure du calorimètre

Comme décrit au début de ce chapitre, le calorimètre du démonstrateur est composé de deux murs principaux, deux murs latéraux et deux murs veto. Les murs latéraux ne possèdent qu'une efficacité de détection limitée et donc une contrainte sur la résolution en énergie qui peut être réduite. Ils sont composés de 128 compteurs calorimétriques associant des scintillateurs et des PM 5" R6594 "à la NEMO3". De plus, les scintillateurs ne sont pas creusés pour ces murs et sont mis en contact avec les PM par l'intermédiaire d'un guide optique en PMMA comme le montre la figure 2.14. Les murs veto ne contribuent quant à eux nullement à la détection d'événements $\beta\beta$. L'emploi de PM 8" n'est donc pas justifié. Ces murs-ci sont donc constitués de 64 PM 5" collés directement à des scintillateurs en polystyrène creusés.



FIGURE 2.15: Photographie représentant l'assemblage d'une brique 2×4 du calorimètre : le blindage magnétique recouvre les compteurs calorimétriques associés PM 5'' et scintillateurs habillés de téflon et mylar aluminisé.

Les PM 8'' développés pour l'expérience SuperNEMO sont utilisés pour former les murs principaux du calorimètre. Chaque mur est constitué de 220 compteurs calorimétriques comportant des PM 8'' et 40 comportant des PM 5'', ces derniers provenant du détecteur NEMO3. Les compteurs des murs principaux sont organisés en briques, formées par un blindage magnétique en fer qui assure la structure mécanique. L'assemblage d'une sous-structure est représenté en figure 2.15. En terme de répartition, les briques contenant les PM 8'' sont placées au centre de chaque mur principal alors que celles contenant les PM 5'' forment les rangées supérieure et inférieure des murs. Cette disposition s'explique par le fait que les PM 5'' présentent de moins bonnes performances, notamment l'efficacité quantique, que ceux de 8'' de diamètre. En effet, l'efficacité du démonstrateur pour la détection des électrons issus des décroissances $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ est maximale au centre des murs principaux et minimale sur les parties extérieures. Ces efficacités ont été étudiées grâce à des simulations et sont présentées sur la figure 2.16.

La résolution du calorimètre du démonstrateur n'est donc pas uniforme. Pour des électrons de 1 MeV, elle est d'approximativement :

- 12 - 13 % dans les murs latéraux,
- 11 - 12 % dans les parties comprenant les PM 5'' des murs principaux,
- 8 % dans les parties comprenant les PM 8'' des murs principaux.

Malgré les variations de résolution, celle-ci reste maximale dans les régions du calorimètre les plus sensibles aux processus $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$.

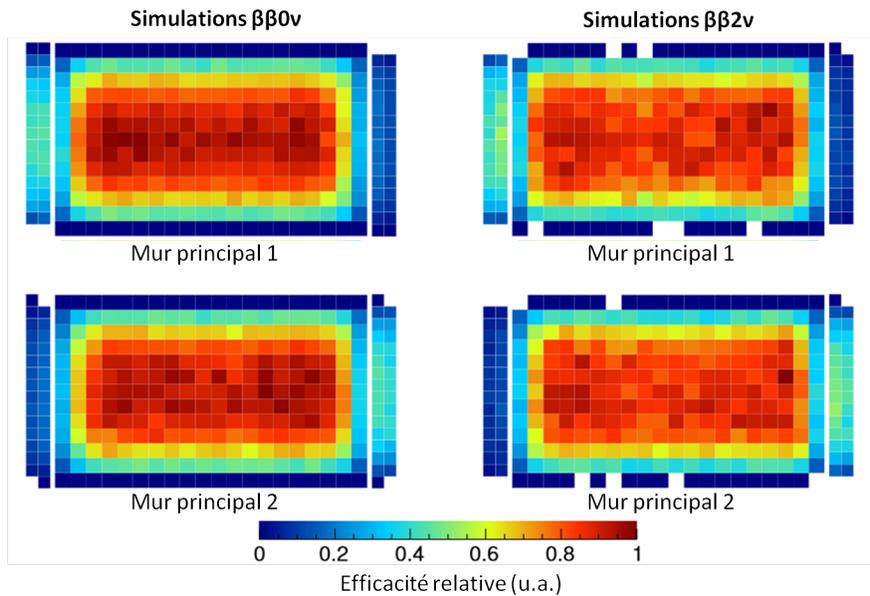


FIGURE 2.16: Efficacité relative des compteurs calorimétriques des murs principaux et latéraux du démonstrateur SuperNEMO aux électrons émis lors des décroissance $\beta\beta 0\nu$ et $\beta\beta 2\nu$ dans un champ magnétique de 25 Gauss, obtenue par simulation Monte Carlo.

Stratégies anti-Radon

Comme nous l’avons indiqué dans la section 2.2.7.2 et comme nous le détaillerons dans le chapitre 3, le Radon est une source de bruit de fond pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu$. Dans le cas des expériences de type NEMO, il représente un problème lorsqu’il contamine le gaz du trajectographe. Or, cette contamination est possible si du Radon provient du calorimètre et diffuse vers la chambre à fils. Afin de lutter contre ce phénomène, trois stratégies dites “anti-Radon” ont été mises en place dans le calorimètre :

- les deux murs principaux sont isolés de la chambre à fils par un film de nylon. Comme nous le verrons dans la section 4.9.2, ce matériau n’est pas perméable au Radon et empêche donc sa diffusion vers le trajectographe dans le cas d’une contamination du calorimètre.
- au sein des briques, une couche de colle (Stycast 1264) est coulée sur le PM, séparant l’avant du compteur calorimétrique (scintillateur) de l’arrière (arrière du PM + électronique). Cette colle étant étanche au Radon, une contamination de la partie arrière du calorimètre ne peut diffuser vers la partie avant, plus proche de la chambre à fils.
- chaque brique du calorimètre est fermée à l’arrière par une plaque de PMMA. Cette plaque est fixée à la brique grâce à une colle étanche au Radon : la SBR (Styrene-Butadiene Rubber). De cette façon l’ensemble des murs principaux du calorimètre sont isolés de l’air extérieur pouvant contenir du Radon.

Ces différentes méthodes permettent donc d’éliminer tout risque de diffusion du Radon du calorimètre vers le trajectographe. Il s’agit ici de moyens de lutte contre le Radon à l’échelle du calorimètre.

D'autres stratégies ont été développées à l'échelle du démonstrateur et seront développées dans le chapitre 4.

2.3.1.2 Radiopureté du démonstrateur

Les développements pour le calorimètre de SuperNEMO sont variés et impliquent différents aspects de la physique. L'un d'entre eux est notamment de s'assurer de l'aspect bas bruit de fond de l'expérience. De manière générale, tous les composants du détecteur sont mesurés par spectrométrie γ , afin de vérifier leur radiopureté, comme pour NEMO3. Les sources ont quant à elles été soumises à un contrôle particulier grâce au détecteur BiPo car la spectrométrie γ n'est pas assez sensible compte-tenu des spécifications de SuperNEMO.

Mesures de radiopureté par spectrométrie γ

La spectrométrie γ dite "bas bruit de fond" est une technologie essentielle pour les expériences recherchant des événements rares. Les détecteurs à semi-conducteur en Germanium de haute pureté (HPGe) possèdent à la fois une grande efficacité de détection des rayonnements γ et bonne résolution en énergie. Ils permettent d'identifier la présence d'éléments radioactifs naturels (^{40}K , chaînes de désintégration de ^{238}U , ^{232}Th , etc) ou artificiels (^{60}Co , ^{137}Cs , ...) dans les matériaux et de mesurer leur activité à des niveaux de l'ordre du mBq.kg^{-1} . Dans le cadre de l'expérience SuperNEMO, ces détecteurs sont indispensables pour contrôler et sélectionner tous les matériaux et composants de l'expérience.

La collaboration SuperNEMO possède six détecteurs HPGe. Trois sont installés au LSM, les trois autres sont hébergés au CENBG dans un bâtiment dédié aux mesures de faible radioactivité. Les spécificités du LSM ayant été abordées pour décrire le bruit de fond environnemental de NEMO3, nous aborderons plus en détails ce second bâtiment. En novembre 2009, le CENBG a inauguré la plate-forme PRISNA (Plate-forme Régionale Interdisciplinaire de Spectrométrie Nucléaire en Aquitaine) pour partager les compétences scientifiques et techniques en spectrométrie γ de différents laboratoires : EPOC (Environnements et Paléoenvironnements Océaniques et Continentaux) et l'IRAMAT-CRP2A (Institut de Recherche sur les Archéomatériaux - Centre de Recherche en Physique Appliquée à l'Archéologie). Le bâtiment a été conçu pour atténuer une partie des rayonnements cosmiques (protons, neutrons, électrons, photons et une partie des muons). Le plafond formé de 0,5 m de béton et recouvert de 3 m de terre compactée est équivalent à un blindage de 6 m d'eau. Pour prévenir l'accumulation du Radon dans la salle de mesure, les murs sont recouverts de panneaux d'étanchéité pour éviter la diffusion de ce gaz depuis les murs en béton et la salle est équipée d'un système de ventilation qui renouvelle l'air cinq fois par heure. Avec l'ajout des différents blindages (plomb, polyéthylène, veto cosmique), les détecteurs germanium dans PRISNA atteignent des sensibilités de l'ordre de 10 à 100 mBq.kg^{-1} pour une mesure standard. Aujourd'hui, cinq détecteurs germanium sont installés dans le bâtiment dont trois sont partiellement dédiés à la sélection des matériaux pour SuperNEMO. Ces détecteurs permettent de faire une présélection des échantillons à qualifier et de contrôler les éléments les moins critiques en terme de radiopureté pour l'expérience SuperNEMO. Dans le cas où les activités mesurées sont en limite de détection, les échantillons sont envoyés au LSM pour une mesure plus précise si nécessaire [65].

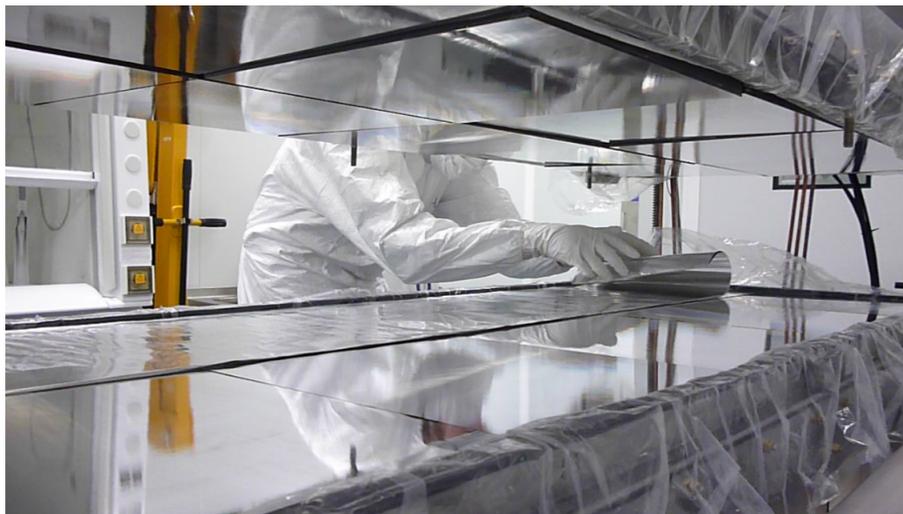


FIGURE 2.17: Photographie du détecteur BiPo dans lequel est placée une feuille d'aluminium.

Le détecteur BiPo

La radiopureté des feuilles sources pour SuperNEMO doit être de $10 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$ en ^{214}Bi et de $2 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$ pour le ^{208}Tl . Aucun détecteur n'était, au début du projet, capable de mesurer ces niveaux en un temps raisonnable, de l'ordre de 1 à 2 mois. La collaboration SuperNEMO a donc conçu et construit un dispositif dédié : le détecteur BiPo. Le principe de ce dispositif est de mesurer les décroissances successives β du Bismuth puis α du Polonium, isotopes présents dans les chaînes de désintégration du ^{232}Th (^{208}Tl) et de l' ^{238}U (^{214}Bi). Ces cascades très spécifiques, qui représentent l'effet BiPo, permettent de mesurer avec une grande sensibilité l'activité de ces deux chaînes.

Le détecteur BiPo est constitué de deux compteurs à scintillation se faisant face. Le principe de mesure est de placer les feuilles sources entre ces deux compteurs. Les événements BiPo sont alors identifiés : ils correspondent à l'enregistrement de deux signaux successifs, séparés par un temps caractéristique de la période de décroissance α des isotopes de Polonium : $164,3 \mu\text{s}$ pour le ^{214}Po (^{214}Bi) et 300 ns pour le ^{212}Po (^{208}Tl). L'analyse de la forme des signaux permet de discriminer les particules détectées (α ou électrons) afin de rejeter les coïncidences fortuites dans les scintillateurs. La sensibilité du détecteur BiPo dépend d'ailleurs des contaminations en ^{208}Tl et ^{214}Bi en surface des scintillateurs, pouvant produire des événements de bruit de fond.

Le dispositif est composé de deux modules opposés, comprenant chacun 40 sous-modules optiques couvrant une surface totale de $3,6 \text{ m}^2$, visibles en figure 2.17. Chaque sous-module contient deux scintillateurs plastiques carré de 30 cm de côté, couplés à des PM 5" par un guide de lumière en PMMA. Tous les composants des sous-modules optiques, comme les PM et leur électronique, et de la structure du dispositif ont été sélectionnés pour leur basse radioactivité. Certains proviennent notamment des productions spécialement dédiées à NEMO3 [66]. Le détecteur est installé au laboratoire souterrain de Canfranc pour minimiser le bruit de fond causé par la radioactivité environnante. La sensibilité sur les contaminations en ^{208}Tl des feuilles sources de ^{82}Se est de $3,5 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$ après 2 mois de mesure. Même si l'objectif à $2 \mu\text{Bq.kg}^{-1}$ n'est pas rigoureusement atteint, la sensibilité est

satisfaisante pour contrôler une activité en limite et peut être améliorée si nécessaire par un temps de mesure plus long que 2 mois. Ce détecteur constitue une percée en sensibilité par rapport aux spectromètres γ .

2.3.2 SuperNEMO Phase 2

Dès 2016, les données acquises par le démonstrateur seront en mesure de montrer la faisabilité de l'expérience. Si tel est le cas, la collaboration lancera, sous conditions de financement, la construction des 20 autres modules isolés les uns des autres par le blindage d'eau et de fer. Le détecteur atteindra alors une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ suite à une exposition de 500 kg.an dans le cas du ^{82}Se .

Chapitre 3

Le Radon dans les expériences NEMO

Sommaire

3.1 Historique du Radon	67
3.2 Propriétés du Radon	68
3.2.1 Caractéristiques des isotopes naturels du Radon	68
3.2.2 Emanation du Radon	69
3.2.3 Descendants et mesure indirecte du Radon (^{222}Rn)	71
3.3 Bruit de fond pour la décroissance double bêta	73
3.3.1 Le Radon comme source de bruit de fond	73
3.3.2 Cas des expériences de type NEMO	75
3.4 Le Radon dans NEMO3	75
3.4.1 Contamination du détecteur	75
3.4.2 Tente et usine anti-Radon	78
3.4.3 Colonne de charbon actif	79
3.4.4 Conclusion	82

Le Radon fait partie de la famille des gaz rares et représente le gaz le plus lourd. Il s'agit du seul gaz monoatomique dont tous les isotopes sont radioactifs. Il diffuse facilement dans l'environnement et est présent naturellement dans l'air. Par sa radioactivité, il peut s'avérer dangereux en cas de concentration importante, notamment dans des espaces confinés. De plus, il constitue une source de bruit de fond importante pour les expériences dites "bas bruit de fond", telles que les expériences recherchant la décroissance double bêta sans émission de neutrinos, du fait des énergies mises en jeu. Après avoir décrit ses propriétés, nous verrons donc au cours de ce chapitre en quoi ce gaz représente un problème pour les expériences de type NEMO.

3.1 Historique du Radon

En 1899, Pierre et Marie Curie observèrent lors de leurs expériences sur le Radium (^{226}Ra) qu'une activité résiduelle pouvait persister près d'un mois après retrait du Radium [67]. Un an plus tard, Friedrich Ernst Dorn rapporta qu'un gaz radioactif émanait d'échantillons de Radium

[68]. C'est à cette observation que la découverte du Radon est généralement attribuée, baptisé alors émanation du Radium. Cependant, Robert Owens en 1899 et Ernest Rutherford en 1900 réalisèrent des expériences sur des oxydes de Thorium qui révélèrent aussi l'émission d'un autre gaz radioactif, nommé émanation du Thorium [69]. En 1903, André-Louis Debierne observa une émanation similaire provenant de l'Actinium qui fut appelée émanation de l'Actinium [70].

Les propriétés de ces gaz étaient alors très peu connues mais William Ramsay, entre 1904 et 1910, les étudia puis postula à raison qu'il s'agissait de gaz rares [71]. Il basa cette observation notamment sur le fait qu'ils n'interagissaient que très peu chimiquement et possédaient des spectres d'émission très proches de ceux de l'Argon, du Krypton et du Xénon. A partir de 1920, les noms Radon, Thoron et Actinon furent acceptés pour ces gaz issus respectivement du Radium (^{226}Ra), du Thorium (^{232}Th) et de l'Actinium (^{227}Ac).

3.2 Propriétés du Radon

Le Radon est un gaz incolore et inodore. Ses températures de fusion et d'ébullition sont les plus élevées parmi les gaz rares, à $-71\text{ }^\circ\text{C}$ et $-61,7\text{ }^\circ\text{C}$ respectivement. Avec une densité de $9,73\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, il s'agit du plus dense des gaz rares et de l'un des plus denses gaz connus. Sa solubilité dépend du fluide et de la température : elle est faible dans l'eau et plus élevée dans des liquides organiques tels que les scintillateurs liquides. En tant que gaz rare, le Radon est inerte à la plupart des réactions chimiques du fait de sa dernière couche de valence complète. Pour cette raison, il ne peut pas facilement être filtré chimiquement et son extraction d'un gaz doit se faire par méthodes physiques. Par exemple, il s'adsorbe facilement sur certains solides comme les charbons actifs qui peuvent être utilisés comme pièges afin de purifier en Radon un volume de gaz. Une autre conséquence de son caractère inerte est sa longueur de diffusion, grande pour certains matériaux. Rendre un volume étanche au Radon est donc souvent un exercice difficile.

3.2.1 Caractéristiques des isotopes naturels du Radon

Le Radon comporte 33 isotopes radioactifs différents, 3 naturels et 30 artificiels, de masses atomiques allant de 195 à 228. Les trois radioisotopes, provenant des chaînes naturelles présentées en figure 3.1, sont le Radon (^{222}Rn), le Thoron (^{220}Rn) et l'Actinon (^{219}Rn).

Le Radon (^{222}Rn) appartient à la chaîne de l'Uranium 238 (^{238}U) et est le plus abondant dans la nature. Cela provient à la fois de la concentration en ^{238}U dans la croûte terrestre ($30 - 40\text{ mg}\cdot\text{kg}^{-1}$) et de son temps de demi-vie relativement long (3,82 j). En effet, le Radon peut ainsi être produit dans le sol, émaner puis diffuser vers la surface, à l'air libre. L'activité du Radon dans l'atmosphère est typiquement de $\sim 10\text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Elle peut cependant varier significativement selon le site géographique, de $0,1\text{ Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ au-dessus des océans à plusieurs dizaines de $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ sur les continents. Dans des espaces confinés, l'activité en Radon est généralement plus élevée mais présente aussi des variations, en fonction notamment de la nature de la roche.

Le Thoron (^{220}Rn) est issu du ^{232}Th dont la teneur dans les roches et les sols est généralement 3 à 4 fois plus grande que celle de l' ^{238}U . En revanche, sa demi-vie est bien plus courte que celle du Radon (55,6 s) et ne lui permet pas de diffuser aussi facilement. Il se trouve donc en concentration plus faible et son activité peut varier de 0,1 à quelques $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$, selon que l'on se place à l'air libre ou dans un espace fermé.

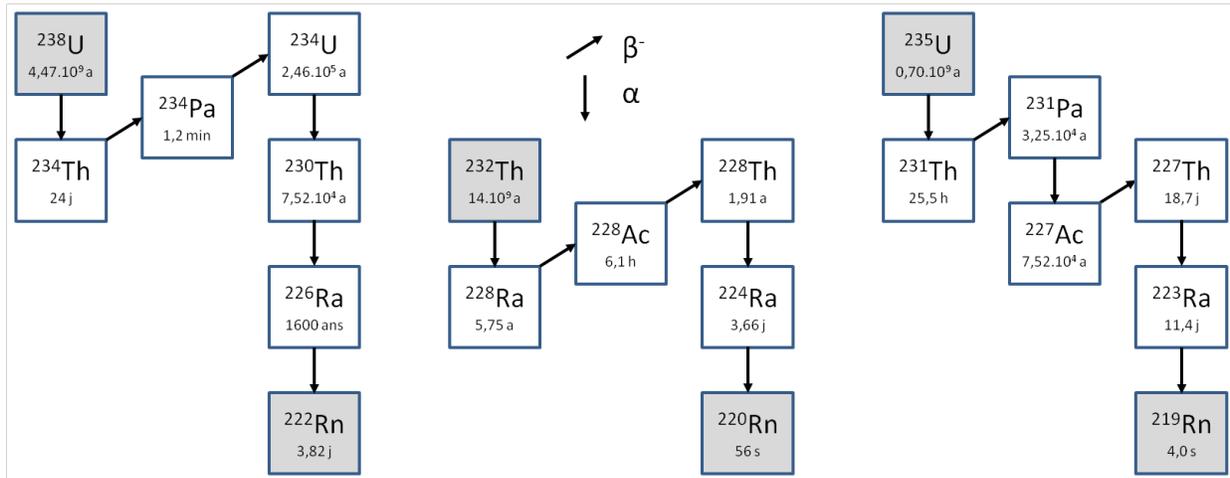


FIGURE 3.1: Chaînes radioactives naturelles de l'²³⁸U, du ²³²Th et de l'²²⁷Ac (issu de l'²³⁵U) dont proviennent les trois principaux isotopes de Radon : ²²²Rn, ²²⁰Rn et ²¹⁹Rn respectivement.

Nom usuel	Isotope	Noyau père	Chaîne radioactive	Désintégration			
				$T_{1/2}$	Mode	Energie cinétique de l' α (MeV)	Energie de recul du noyau (keV)
Radon	²²² Rn	²²⁶ Ra	²³⁸ U	3,82 j	α	5,5	86
Thoron	²²⁰ Rn	²²⁴ Ra	²³² Th	55,6 s	α	6,3	103
Actinon	²¹⁹ Rn	²²³ Ra	²³⁵ U	3,96 s	α	6,8	103

TABLE 3.1: Origine, demi-vie et énergie mises en jeu lors de la désintégration des trois isotopes naturels du Radon. La dernière colonne correspond à l'énergie cinétique de recul du Radon suite à la désintégration du noyau père Radium correspondant.

L'Actinon (²¹⁹Rn) provient de l'²²⁷Ac, descendant de l'²³⁵U. Cet isotope de l'Uranium a une abondance isotopique naturelle inférieure de plus d'un facteur 100 à celle de l'²³⁸U. De ce fait et compte tenu de la courte demi-vie de l'Actinon (3,96 s), l'activité de cet isotope dans l'air est totalement négligeable, notamment dans le cadre des expériences de décroissance $\beta\beta$.

Ces trois isotopes du Radon se désintègrent par émission d'une particule α . Les temps de demi-vie ainsi que les énergies mises en jeu lors de ces décroissances sont résumés dans le tableau 3.1.

3.2.2 Emanation du Radon

Le Radon, descendant du Radium, est exclusivement produit par émanation de ce dernier. Ce processus permettant au Radon d'être produit puis diffusé dans l'atmosphère (ou dans un gaz porteur) se décompose en trois étapes illustrées sur la figure 3.2 :

- l'émanation microscopique du Radon depuis une structure du matériau contenant du Radium. Le noyau de Radium, situé dans un grain solide, se désintègre en Radon gazeux qui, grâce à

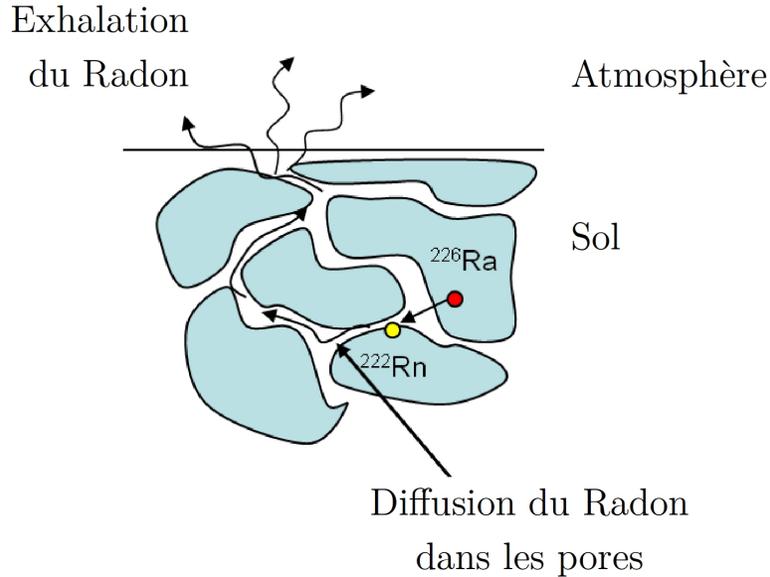


FIGURE 3.2: Représentation schématique des phénomènes d'émanation, diffusion et exhalation du Radon.

son énergie de recul (voir dernière colonne du tableau 3.1), s'extrait de cette structure vers le milieu poreux du matériau,

- la diffusion du Radon dans les pores du fait de son caractère gazeux. Elle dépend de la longueur de diffusion L qui représente la distance moyenne parcourue par le Radon dans le matériau entre sa production et sa désintégration. Elle est définie par la relation :

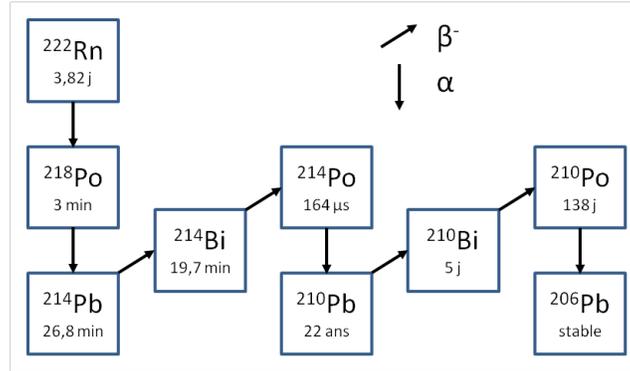
$$L = \sqrt{\frac{D}{\lambda}} \quad (3.2.1)$$

avec D le coefficient de diffusion du Radon dans le matériau considéré en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et λ la constante radioactive de l'isotope de Radon considéré en s^{-1} ,

- l'exhalation du Radon. Cette étape représente l'extraction du Radon à l'extérieur du matériau. L'exhalation est donc le produit de l'émanation et de la diffusion dans le matériau jusqu'à l'air. L'émanation est ici un abus de langage puisqu'il fait en principe référence à la première étape. Malgré cela, nous l'utiliserons ici pour décrire l'ensemble du phénomène.

Il s'agit donc d'un mécanisme complexe qui dépend de nombreux paramètres tels que l'énergie de recul du noyau de Radon de l'ordre de 100 keV, la granulométrie et la porosité du milieu, l'humidité, la pression, la température et le flux du gaz porteur ainsi que les mécanismes d'adsorption et de désorption [72][73]. Cela explique notamment les variations importantes de concentration de Radon dans l'atmosphère suivant les sites géographiques.

La quantité de Radon émanant d'un matériau dépend donc directement de son activité en Radium A^{Ra} . Cependant, tous les noyaux de Radon produits par désintégration du Radium ne sont pas


 FIGURE 3.3: Chaîne radioactive du ^{222}Rn .

nécessairement exhalés. Seule une fraction d'entre eux, notée f , l'est. Celle-ci dépend des différents paramètres que nous venons de citer dont le coefficient de diffusion du milieu. Après émanation, le Radon se désintègre dans l'air ou le gaz porteur selon sa constante radioactive λ . L'activité de Radon émanée d'un matériau (notée A_{em}^{Rn}) en fonction du temps est donc décrite par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dA_{em}^{Rn}}{dt} = \lambda(f \times A^{Ra} - A_{em}^{Rn}) \quad (3.2.2)$$

En résolvant cette équation, nous obtenons l'expression suivante :

$$A_{em}^{Rn}(t) = f \times A^{Ra}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (3.2.3)$$

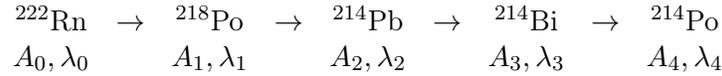
Lors de l'émanation d'un matériau, l'activité de Radon présente dans le milieu extérieur suit donc une loi de croissance exponentielle et tend vers une valeur d'équilibre $f \times A^{Ra}$. Notons que le terme A^{Ra} est ici considéré constant. En effet, les isotopes naturels du Radon ont une demi-vie extrêmement courte comparée à celle de l'isotope de Radium père correspondant (voir figure 3.1). Cette relation est donc valable pour ces trois isotopes du Radon.

Au cours de ce travail, nous nous sommes principalement intéressés à l'étude du ^{222}Rn et de son émanation. Dans la suite de cette thèse, le terme Radon désignera l'isotope ^{222}Rn en particulier et non l'élément Rn de manière générale.

3.2.3 Descendants et mesure indirecte du Radon (^{222}Rn)

Différentes techniques de détection de Radon sont aujourd'hui disponibles pour mesurer le Radon (détecteur solide de traces nucléaires, scintillateur liquide...). L'une des plus communément utilisées dans la communauté de physique du neutrino est la collection électrostatique des descendants ionisés du ^{222}Rn , suivie d'une mesure par spectrométrie α . Il s'agit notamment de la méthode de détection employée au cours de cette thèse. Son principe, que nous détaillerons en section 4.5.2, est basé sur la mesure de l'activité de deux descendants du Radon : le ^{214}Po et le ^{218}Po . C'est la raison pour laquelle ce type de mesure est décrit comme indirect car déterminer l'activité des isotopes ^{214}Po et ^{218}Po ne revient pas forcément à mesurer celle du ^{222}Rn dont ils sont issus. En effet, comme le

montre la figure 3.3, ils font partie d'une chaîne radioactive dont chaque noyau possède une demi-vie différente. Il faut donc s'assurer que l'équilibre séculaire est atteint pour "remonter" à l'activité du Radon. La chaîne issue du ^{222}Rn est présentée ci-dessous avec pour chaque isotope son activité A_i et sa constante radioactive λ_i ($i = 0$ à 4).



Au sein d'une chaîne radioactive, l'activité d'un noyau est déterminée par l'activité du noyau dont il est issu ainsi que par sa propre décroissance. Cet effet peut être exprimé par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dA_i}{dt} = \lambda_{i-1}A_{i-1} - \lambda_i A_i \quad (3.2.4)$$

Afin de déterminer ces activités, il suffit de résoudre de façon itérative cette équation en commençant à $i = 1$. Par contre, le Radon n'est plus considéré ici comme alimenté par le ^{226}Ra . Nous cherchons en effet à déterminer son activité dans un volume isolé dans lequel il est mesuré. Notons alors A_S son activité à l'instant $t = 0$ de son introduction dans le volume. L'activité A_0 au cours du temps s'exprime donc simplement par l'équation :

$$A_0(t) = A_S e^{-\lambda_0 t} \quad (3.2.5)$$

Cas du ^{218}Po

En revanche, l'activité du ^{218}Po , alimenté par la désintégration du Radon, est bien dictée par l'équation 3.2.4 pour $i = 1$:

$$\frac{dA_1}{dt} = \lambda_0 A_0 - \lambda_1 A_1 \quad (3.2.6)$$

Signalons que pour résoudre cette équation différentielle comme pour les suivantes, l'activité des descendants du Radon est considérée comme nulle à $t = 0$. L'expression de l'activité du ^{218}Po en fonction du temps devient alors :

$$A_1(t) = \frac{\lambda_1 A_S}{\lambda_1 - \lambda_0} (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}) \quad (3.2.7)$$

Lors d'une mesure par collection électrostatique, l'activité A_1 peut être mesurée. L'activité en Radon initiale A_S est alors aisément déduite de l'équation 3.2.7.

Cas du ^{214}Pb

En continuant le long de la chaîne radioactive, l'équation différentielle à résoudre pour connaître l'activité du ^{214}Pb est :

$$\frac{dA_2}{dt} = \lambda_1 A_1 - \lambda_2 A_2 \quad (3.2.8)$$

De la même manière que pour A_1 , l'activité A_2 en fonction du temps est définie par :

$$A_2(t) = A_S \lambda_1 \lambda_2 \left(\frac{e^{-\lambda_0 t}}{(\lambda_2 - \lambda_0)(\lambda_1 - \lambda_0)} + \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_0 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_0 - \lambda_2)} \right) \quad (3.2.9)$$

Cas du ^{214}Bi

La même procédure est suivie pour le ^{214}Bi . Nous trouvons alors que la solution pour l'expression de A_3 est similaire à celle déterminée pour A_2 avec des termes supplémentaires :

$$\begin{aligned} A_3(t) = & A_S \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \left(\frac{e^{-\lambda_0 t}}{(\lambda_3 - \lambda_0)(\lambda_2 - \lambda_0)(\lambda_1 - \lambda_0)} + \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_0 - \lambda_1)} \right. \\ & \left. + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_0 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_2 - \lambda_3)(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_0 - \lambda_3)} \right) \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

Notion d'équilibre séculaire

Grâce à ces équations permettant de calculer l'activité de chaque isotope de la chaîne radioactive du Radon, nous pouvons tracer l'évolution de ces activités en fonction du temps. Le graphe de ces évolutions est présenté en figure 3.4. On constate que l'activité de chaque descendant du Radon croît vers une valeur d'équilibre correspondant à l'activité du Radon. Le ^{218}Po atteint cette valeur d'équilibre rapidement du fait de sa courte demi-vie (3,05 min). En revanche, le ^{214}Pb , sous l'effet des demi-vies des isotopes le précédant dans la chaîne, n'est en équilibre avec le Radon qu'après approximativement 4 heures. A cet instant, l'activité des descendants reste la même que celle du Radon car leur taux de production est égal à leur taux de désintégration. Il s'agit de l'équilibre séculaire.

Cas du ^{214}Po

Il serait ensuite possible d'exprimer l'activité du ^{214}Po en suivant la méthode de calcul employée jusque là. Il nous faut cependant considérer que la demi-vie de cet isotope est grandement inférieure à celles des autres isotopes de la chaîne. En effet, elle est de 164 μs . Il apparaît donc raisonnable de supposer que cet isotope atteint l'équilibre séculaire avec le ^{214}Bi instantanément, considérant la demi-vie de ce dernier (19,7 min). Nous pouvons alors établir l'approximation $A_4 = A_3$. Selon l'équation 3.2.10, il est donc possible de déterminer l'activité en Radon à l'instant $t = 0$ à partir de la mesure du ^{214}Po . Nous verrons dans le chapitre 4 que cette méthode est employée lors de l'utilisation de détecteurs de type électrostatique.

3.3 Bruit de fond pour la décroissance double bêta

3.3.1 Le Radon comme source de bruit de fond

Le Radon représente une source de bruit de fond dans la plupart des expériences dites "bas bruit de fond" dont font partie les expériences de recherche de décroissance double bêta. L'une des principales raisons est le fait que le ^{214}Bi est un descendant du ^{222}Rn . En effet, comme nous l'avons

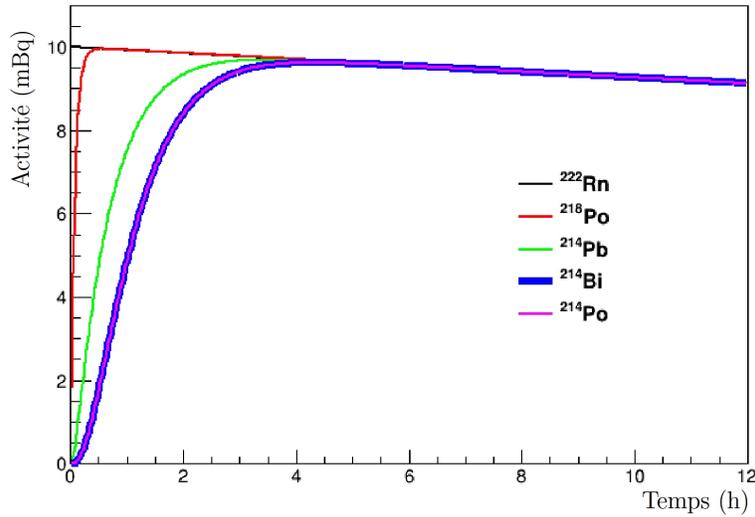


FIGURE 3.4: Activité des différents isotopes de la chaîne radioactive du ^{222}Rn en fonction du temps après introduction de 10 mBq de ^{222}Rn dans un volume isolé.

indiqué dans la section 2.2.7, le ^{214}Bi est un émetteur β^- avec une importante énergie disponible Q_β (3,27 MeV). Sa désintégration, par le biais de différents processus déjà cités, peut donc entraîner la production de deux électrons se partageant une énergie correspondant à la valeur $Q_{\beta\beta}$ de plusieurs noyaux émetteurs $\beta\beta$.

De plus, le Radon appartient à la chaîne radioactive naturelle de l' ^{238}U . Il peut donc être produit par émanation à partir d'un composant du détecteur qui contient naturellement de l' ^{238}U , ou être simplement présent dans l'air. Etant un gaz rare, il peut ensuite diffuser facilement puis se déposer dans une région critique du détecteur, avant de décroître puis produire du ^{214}Bi .

Enfin, le Radon produit également des isotopes émetteurs α avec une énergie disponible de 5 à 8 MeV (tableau 3.2). Dans le cas de détecteurs purement calorimétriques, la présence de Radon entraîne, après décroissance, l'émission de particules α pouvant déposer une énergie proche de la

Isotope	Mode de décroissance	Energie disponible Q	Noyau fils
^{222}Rn	α	5,5 MeV	^{218}Po
^{218}Po	α	6,1 MeV	^{214}Pb
^{214}Pb	β	1,0 MeV	^{214}Bi
^{214}Bi	β	3,3 MeV	^{214}Po
^{214}Po	α	7,8 MeV	^{210}Pb

TABLE 3.2: Caractéristiques des isotopes de la chaîne radioactive du Radon, du ^{222}Rn au ^{214}Po .

valeur $Q_{\beta\beta}$ de l'émetteur $\beta\beta$ étudié. Pour ces expériences, le Radon est la source de plusieurs types de bruit de fond.

3.3.2 Cas des expériences de type NEMO

Dans les expériences de type NEMO, le Radon ne représente une source de bruit de fond qu'à travers le ^{214}Bi . En effet, la technologie *tracko-calor* permet de différencier les particules α des électrons. Le Radon peut contaminer le détecteur soit par émanation de matériaux contenant du ^{226}Ra soit par diffusion depuis l'air extérieur. Il se retrouve alors présent dans le gaz de la chambre à fils et peut se déposer sur différentes surfaces.

S'il migre vers les sources, le Radon se dépose sur les feuilles source ou sur les plans de fils les plus proches de ces feuilles. Les descendants ont notamment des chances de se déposer sur les fils car il sont ionisés et un champ électrique est appliqué. Après désintégrations successives jusqu'au ^{214}Bi , le Radon contribue au bruit de fond interne par les mécanismes décrits en section 2.2.7.3. Ces différents phénomènes sont présentés sur la figure 3.5.

3.4 Le Radon dans NEMO3

Après son installation au LSM, le détecteur NEMO3 a commencé à prendre des données en janvier 2003. Très rapidement, les premières analyses ont montré un taux d'événements avec deux électrons vers 3 MeV anormalement élevé, ce qui ne pouvait s'expliquer que par la présence de Radon au sein du détecteur.

3.4.1 Contamination du détecteur

D'après les niveaux de Radon estimés à l'intérieur du détecteur NEMO3, la contamination était trop élevée pour provenir uniquement de l'émanation des matériaux, sélectionnés par spectrométrie γ , ou du gaz injecté dans la chambre à fils. L'hypothèse la plus probable sur l'origine du Radon était donc la diffusion de l'air du LSM à l'intérieur du détecteur à cause de défauts d'étanchéité entre les secteurs. En effet, l'activité en Radon dans l'air du laboratoire est d'environ $15 - 20 \text{ Bq.m}^{-3}$. Dans le but de résoudre ce problème, une tente a été installée autour de NEMO3 avec l'intention de la remplir d'air dit "déradonisé". Pour y parvenir, une usine "anti-Radon" a été mise en place au LSM. Ce dispositif prélève de l'air du laboratoire à un flux de $150 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$, puis l'injecte dans la tente avec une activité réduite de trois ordres de grandeur. Le niveau de Radon dans la tente a alors été réduit à $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$, soit une réduction d'un facteur 150.

Après installation complète de cette tente "anti-Radon", la contamination dans le détecteur est passée de $37,7 \pm 0,1 \text{ mBq.m}^{-3}$ à $6,46 \pm 0,05 \text{ mBq.m}^{-3}$ [61]. Ce facteur de réduction n'est que de 6 environ et est bien moins important que celui apporté par l'usine "anti-Radon", ce qui n'a pas été entièrement expliqué. L'une des hypothèses est que le Radon résiduel dans la chambre à fils provenait majoritairement de l'émanation des composants du détecteur. Les PM du calorimètre ont notamment été suspectés, comme nous le verrons dans la section 4.9.1.

La prise de données de l'expérience NEMO3 s'est donc faite dans différentes conditions, avant et après l'installation de la tente "anti-Radon", pour lesquelles les niveaux de bruit de fond sont différents. De ce fait, les données du détecteur sont séparées en deux phases. La phase 1 inclut les

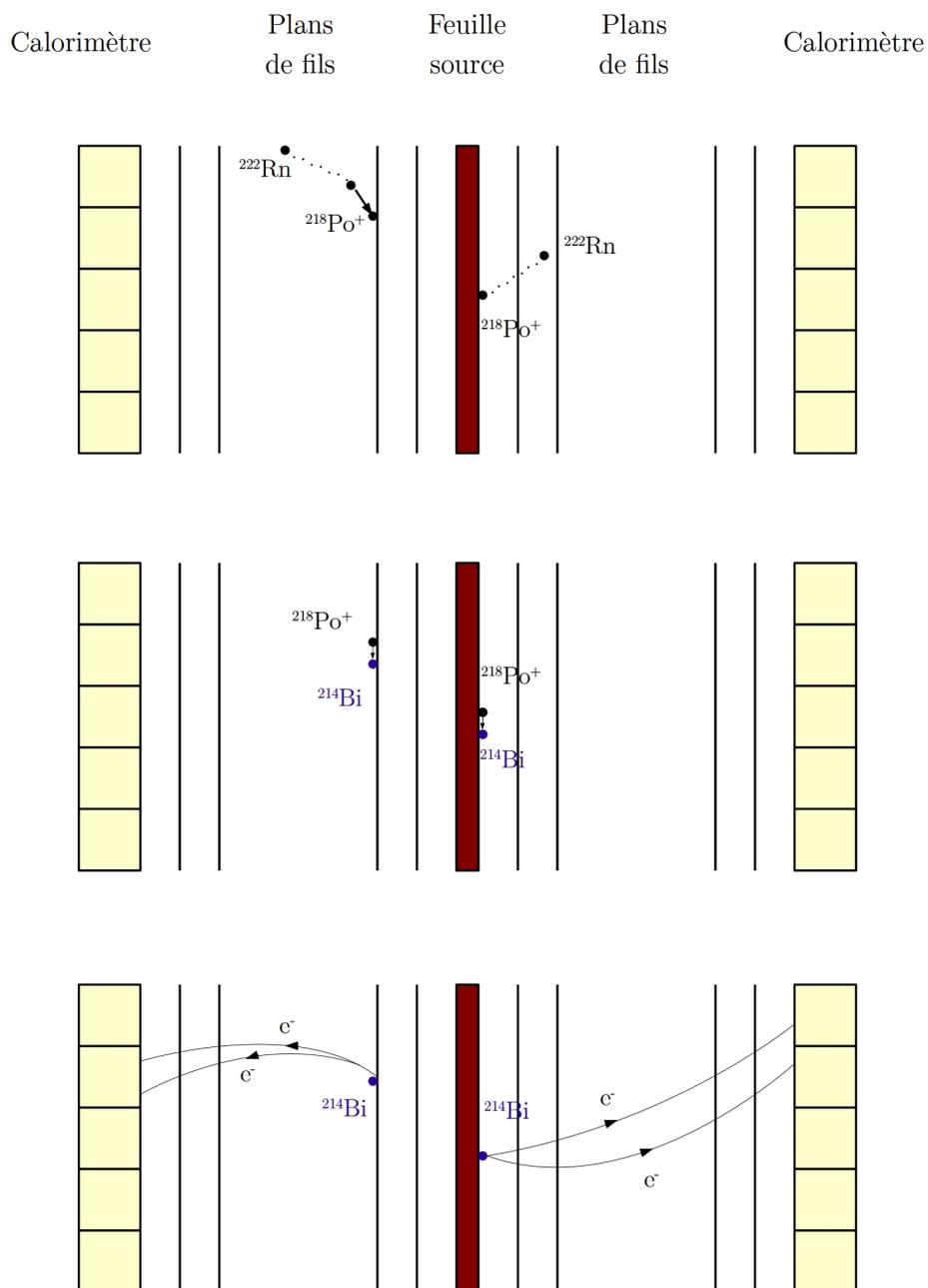


FIGURE 3.5: Représentation des phénomènes résultant en une émission de deux électrons dans un détecteur de type NEMO à partir de la présence de Radon dans le gaz : diffusion du ^{222}Rn jusqu'à la source, décroissances successives jusqu'au ^{214}Bi et émission de deux électrons par 3 mécanismes possibles (voir figure 2.11).

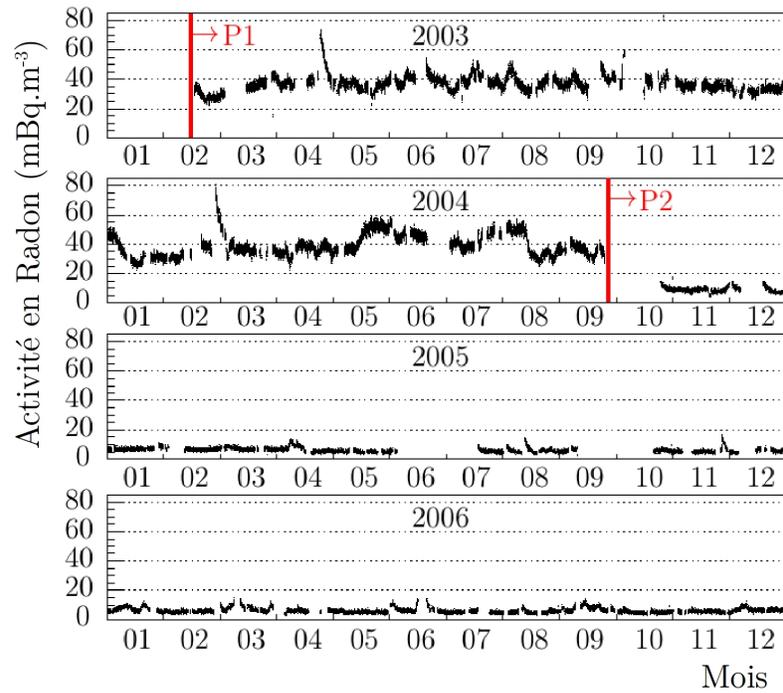


FIGURE 3.6: Activité en Radon mesurée dans la chambre à fils de NEMO3 au cours du temps par l’analyse des données de topologie d’évènement électron- α ($e\alpha$) [61]. On observe une mesure élevée entre janvier 2003 et septembre 2004 (Phase 1 ou P1) avant l’installation d’une colonne de charbon actif et d’une tente (Phase 2 ou P2).



FIGURE 3.7: Photographie de la tente “anti-Radon” installée autour du détecteur NEMO3 après la phase 1 de la prise de données.

données enregistrées entre le début de l’expérience en janvier 2003 et septembre 2004 avec un fort niveau de Radon. La phase 2 comprend quant à elle les données prises entre octobre 2004 et janvier 2011. L’effet de l’installation de la tente “anti-Radon” s’observe sur l’évolution de l’activité en Radon mesurée avec les données NEMO3 (figure 3.6).

3.4.2 Tente et usine anti-Radon

La principale stratégie “anti-Radon” de NEMO3 a donc été l’installation d’une tente pour couvrir le détecteur, afin de l’isoler de l’air du laboratoire. Un système de ventilation permettait en outre d’injecter à l’intérieur de la tente de l’air frais provenant directement de la cheminée d’aération du tunnel. Malgré ces efforts, les mesures effectuées ont montré que le niveau de Radon dans la tente ne diminuait pas et restait autour de $15 - 20 \text{ Bq.m}^{-3}$. Une autre étape a alors été de construire un dispositif basé sur une colonne de charbon actif refroidie à $-50 \text{ }^\circ\text{C}$, appelée usine “anti-Radon”. Celle-ci a ainsi permis de réduire le niveau de Radon dans l’air à $10 - 15 \text{ mBq.m}^{-3}$, soit une réduction d’un facteur 1000 à 2000. L’air ainsi “déradonisé” était alors injecté à l’intérieur de la tente [74].

Avec ce système, le niveau de Radon dans la tente n’a été réduit que d’un facteur 3, c’est-à-dire autour de 5 Bq.m^{-3} , largement insuffisant [55]. Il était alors évident qu’il existait une source importante de Radon à l’intérieur de la tente, venant probablement de l’électronique située sous le détecteur. En effet, il est connu que les composants électroniques contiennent en général des niveaux assez élevés de ^{226}Ra provenant essentiellement des isolants ou des céramiques. De plus, la température élevée de l’électronique favorise l’émanation du Radon. Il a alors été décidé de séparer



FIGURE 3.8: Photographie de deux colonnes de charbon actif. Seule l'une d'entre elles a été utilisée durant la phase 2 de la prise de données du détecteur NEMO3.

l'électronique de l'ensemble du détecteur par une double couche de film plastique. Grâce à cela, le niveau de Radon dans la tente a été réduit à $\sim 0,4 \text{ Bq.m}^{-3}$. Enfin, le système de ventilation de l'électronique a été modifié pour éloigner l'air chargé en Radon de la tente. Avec ce dernier dispositif et une recherche continue d'éventuelles fuites entre l'extérieur et l'intérieur de la tente, le niveau de Radon dans la tente a pu être diminué jusqu'à $0,1 \text{ Bq.m}^{-3}$.

3.4.3 Colonne de charbon actif

L'usine "anti-Radon", mise en place au cours de l'expérience NEMO3 au LSM, est constituée de deux colonnes de charbon actif de type K48. Elles sont visibles en figure 3.8. Le charbon présente une grande capacité d'adsorption du Radon grâce à sa structure poreuse qui lui donne une grande surface interne. Le charbon est activé lorsqu'il est chauffé à $400\text{--}600 \text{ }^\circ\text{C}$ en présence d'acide phosphorique ou de chlorure de zinc. Le diamètre des pores dans sa structure est alors élargi et ils atteignent typiquement un volume de $0,5 \text{ à } 1 \text{ cm}^3.\text{g}^{-1}$. Suivant sa qualité, un charbon actif présente une surface spécifique de $500 \text{ à } 1500 \text{ m}^2.\text{g}^{-1}$. La capacité d'adsorption d'un charbon actif dépend de ces caractéristiques mais aussi de paramètres tels que l'humidité ou la température [75].

Les colonnes sont formées d'un cylindre de diamètre interne de $0,7 \text{ m}$ et de $2,5 \text{ m}$ de hauteur. Chacune contenait 450 kg de charbon actif refroidi à $-50 \text{ }^\circ\text{C}$. Seule une de ces deux colonnes a été utilisée au LSM lors du fonctionnement du détecteur NEMO3. D'après les mesures de Radon effectuées en amont et en aval, elle réduisait d'un facteur $\sim 1000 - 2000$ l'activité en Radon de l'air qui y était injecté. Nous nous proposons dans cette section de présenter les résultats d'une étude du piégeage du Radon après 9 ans de fonctionnement de la colonne utilisée.

Cette colonne a été arrêtée en novembre 2013 pour être remplacée par la deuxième colonne non utilisée. Des prélèvements de charbons actifs ont été effectués en janvier 2014. Pour ce faire, la colonne

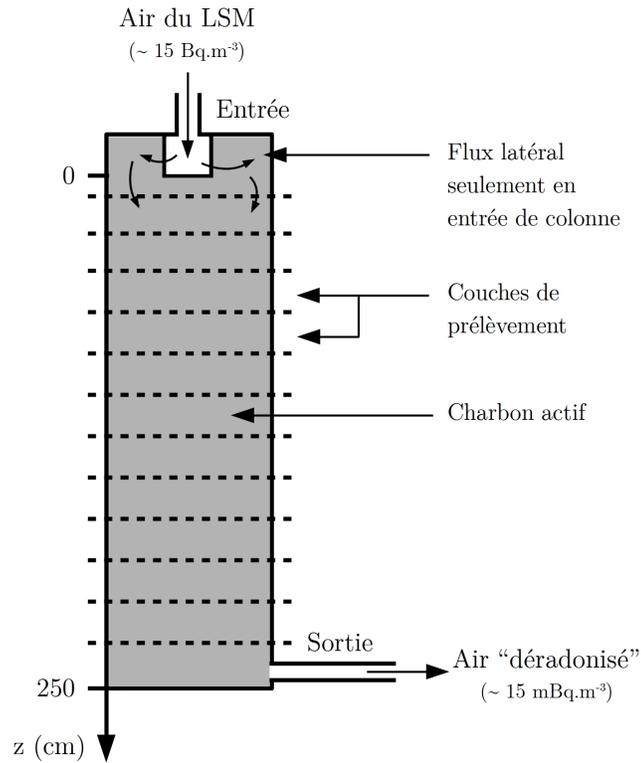


FIGURE 3.9: Représentation schématique de la colonne de charbon du LSM de laquelle furent prélevés des échantillons de charbon actif à différentes profondeurs z .

a été ouverte et nous avons prélevé des échantillons de charbon à différentes profondeurs (notées z) dans celle-ci. Son profil est présenté en figure 3.9 et nous observons que la profondeur $z = 0$ correspond au point d'entrée de l'air du LSM. A ce niveau, la connexion des tuyaux injectant le gaz perturbe la disposition du charbon, différente du reste de la colonne. Les prélèvements de charbons ont donc été effectués à partir du point $z = 15$ cm jusqu'à la profondeur $z = 250$ cm, correspondant à la sortie de l'air vers l'intérieur de la tente. Notons que le charbon a été prélevé au centre de la colonne avec une précision verticale de ± 1 cm jusqu'au point $z = 50$ cm puis dans une couche de 10 cm, soit une profondeur connue à ± 5 cm et une position transversale inconnue. Une quarantaine d'échantillons de profondeurs z différentes ont par la suite été conditionnés pour être mesurés par spectrométrie γ .

Le but de cette étude est de déterminer quelle quantité de Radon a été piégée en fonction de la profondeur de la colonne. Le Radon ayant une demi-vie de 3,824 jours, il n'est plus présent dans le charbon. En revanche, son descendant le ^{210}Pb possède une demi-vie de 22,2 ans et doit en théorie toujours être présent à l'endroit où le Radon s'est désintégré. En d'autres termes, la distribution de ^{210}Pb le long de la colonne de charbon est l'image de celle du Radon lors de son piégeage. La détermination de l'activité du ^{210}Pb pour chaque profondeur z peut donc nous donner cette distribution.

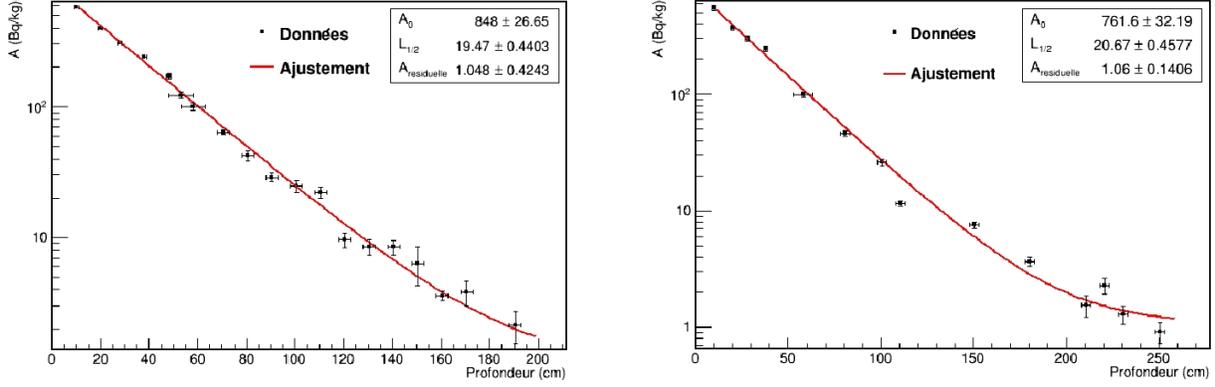


FIGURE 3.10: Activité en ^{210}Pb du charbon actif de la colonne en fonction de la profondeur, mesurée avec deux détecteurs sur deux plateformes : PRISNA (à gauche) et le LSM (à droite). Les incertitudes en ordonnées sont dues à la mesure par spectrométrie γ alors celles qui apparaissent en abscisses proviennent de l'incertitude sur la profondeur de prélèvement.

Pour ce faire, des échantillons situés à des profondeurs z variables ont été mesurés par spectrométrie γ sur la plateforme PRISNA au CENBG ainsi qu'au LSM. En effet, le ^{210}Pb émet lors de sa désintégration un photon γ de 46,5 keV avec un rapport d'embranchement de 4,25 %. Les résultats sont présentés sur la figure 3.10. Nous observons pour les deux mesures que l'activité A du ^{210}Pb décroît exponentiellement avec la profondeur z de la colonne. Les données ont d'ailleurs été ajustées avec la fonction suivante :

$$A(z) = A_0 e^{-\ln 2 \times z / L_{1/2}} + A_{res} \quad (3.4.1)$$

avec A_0 l'activité en ^{210}Pb dans le charbon au sommet de la colonne ($z = 0$) en Bq, $L_{1/2}$ la longueur de demi-adsorption en cm, représentant la distance au bout de laquelle l'activité du Radon dans la colonne est divisée par 2, suite à son piégeage. Enfin, A_{res} représente l'activité résiduelle de ^{210}Pb dans le charbon actif, c'est-à-dire l'activité due à la présence de ^{226}Ra dans le charbon (plus haut dans la chaîne de l' ^{238}U) et non au piégeage du Radon. Les résultats de cet ajustement sur les deux jeux de données sont présentés dans le tableau 3.3.

Nous observons tout d'abord que ces résultats sont compatibles, compte-tenu des incertitudes des deux mesures qui sont les suivantes :

- les incertitudes issues de l'ajustement qui apparaissent dans le tableau 3.3,
- les incertitudes liées à la mesure par spectrométrie γ et à la méconnaissance de la géométrie du cristal HPGGe ($\sim 5 - 10 \%$),
- les incertitudes liées à l'inhomogénéité transversale en ^{210}Pb dans une même couche de la colonne.

L'activité résiduelle de ^{210}Pb dans le charbon actif K48 mesurée est donc d'approximativement 1 Bq.kg^{-1} . Cela implique que celui-ci n'est pas parfaitement radiopure et contient du ^{226}Ra . Une mesure du Radium a également été effectuée et a montré une activité moyenne de $0,42 \pm 0,10 \text{ Bq.kg}^{-1}$,

Caractéristiques et résultats de mesure	PRISNA	LSM
Détecteur utilisé	Puits	Planaire
Masse de l'échantillon	$\sim 2,5$ g	~ 30 g
A_0 (Bq.kg ⁻¹)	848 ± 27	762 ± 33
$L_{1/2}$ (cm)	$19,47 \pm 0,45$	$20,67 \pm 0,46$
A_{res} (Bq.kg ⁻¹)	$1,05 \pm 0,43$	$1,06 \pm 0,14$

TABLE 3.3: Résultats des mesures par spectrométrie γ du profil d'activité en ^{210}Pb en fonction de la profondeur de la colonne de charbon actif de l'usine "anti-Radon", pour deux détecteurs situés sur les plateformes PRISNA et le LSM. Les incertitudes sont issues de l'ajustement.

constante en fonction de la profondeur. Il est probable que cela soit tout de même compatible avec notre mesure car, pour des échantillons naturels, il y a parfois un excès de ^{210}Pb . La longueur de demi-adsorption est quant à elle d'environ 20 cm. Cela signifie que, dans la colonne de charbon actif de NEMO3, l'activité en Radon de l'air injecté est divisée par deux tous les 20 cm. Considérant la hauteur de la colonne (250 cm), l'activité en Radon doit être divisée par un facteur ~ 5800 entre l'entrée et la sortie. Or, nous avons vu que cette activité n'avait été réduite que par un facteur $\sim 1000 - 2000$ d'après les mesures de Radon faites au cours de la prise de données. Malgré cette divergence, l'ordre de grandeur est respecté. Nous pouvons néanmoins émettre deux hypothèses pour expliquer cette différence :

- le charbon actif lui-même, contenant *a posteriori* du ^{226}Ra , pourrait avoir émané du ^{222}Rn près de la sortie de la colonne qui aurait contribué à un excès de Radon lors de la mesure en aval,
- d'éventuelles fuites pouvaient être présentes entre la colonne et le détecteur de Radon, séparés d'environ 10 – 15 m. Ce dernier aurait alors mesuré une activité supérieure à celle en sortie de colonne.

Nous pouvons donc conclure que cette technique de mesure du profil de la colonne permet de déterminer sa longueur de demi-adsorption et surtout de montrer *a posteriori* le bon dimensionnement de la colonne.

3.4.4 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre que le Radon avait été une source de bruit de fond lors de l'expérience NEMO3. Des moyens avaient alors dû être mis en place pour combattre la diffusion de ce gaz radioactif dans le détecteur. Des enseignements ont été tirés de ces expériences. Le détecteur SuperNEMO a donc été développé avec, parmi ses spécifications, l'objectif de réduire la concentration de Radon dans le gaz d'un facteur ~ 400 . Des stratégies de lutte "anti-Radon" seront notamment présentées dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Développement de dispositifs de mesure d'émanation de Radon au CENBG pour SuperNEMO

Sommaire

4.1	Exigence pour le détecteur SuperNEMO	84
4.2	Stratégies anti-Radon dans SuperNEMO	84
4.3	Stratégie de mesure d'émanation	91
4.3.1	Sélection des échantillons à caractériser	91
4.3.2	Stratégie de mesure d'émanation	91
4.4	Méthodes de mesure d'émanation au CENBG	96
4.4.1	Grande chambre d'émanation	96
4.4.2	Petite chambre d'émanation	103
4.5	Détecteurs électrostatiques	108
4.5.1	Description des détecteurs	108
4.5.2	Principe de détection par spectroscopie α	110
4.5.3	Bruit de fond et sensibilité des détecteurs	113
4.6	Étalonnage des dispositifs	117
4.6.1	Caractérisation de sources d'émanation de Radon	118
4.6.2	Mesure d'émanation de Radon des sources d'étalonnage	123
4.6.3	Mesure de bruit de fond des dispositifs	129
4.6.4	Sensibilité de la grande chambre	131
4.7	Étude de la contribution au bruit de fond en Radon des bouteilles d'azote	133
4.7.1	L'azote dans la grande chambre d'émanation	133
4.7.2	L'azote dans la petite chambre d'émanation	135
4.8	Validation de l'étalonnage des dispositifs par mesure d'intercomparaison	135
4.8.1	Echantillon d'intercomparaison	136
4.8.2	Résultat de la mesure d'intercomparaison	137
4.9	Caractérisation de matériaux pour SuperNEMO	138

4.9.1	Mesure de photomultiplicateurs	138
4.9.2	Mesures de feuilles de mylar aluminisées	141
4.9.3	Autres mesures et bilan	146
4.10	Difficultés inhérentes aux mesures de Radon	147

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 3, dans la majorité des expériences de recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos, le ^{222}Rn est l'une des composantes essentielles du bruit de fond. Il représente la même menace pour SuperNEMO, pouvant contaminer le trajectographe en se déposant sur la surface des fils ou celle des feuilles sources.

Ce chapitre présentera donc les différentes stratégies adoptées par l'expérience SuperNEMO pour lutter contre toute contamination en Radon. Des dispositifs de mesure d'émanation de Radon ont notamment été développés au CENBG au cours de cette thèse et une étude de ces derniers sera effectuée ici en détails.

4.1 Exigence pour le détecteur SuperNEMO

L'effet de la présence de Radon dans un détecteur de type *tracko-calorimètre* a été démontré pour NEMO3 et est visible notamment dans l'analyse des données, qui sera présentée en section 6.2.1.1. Il devient alors nécessaire de se demander quelle contamination en Radon est acceptable pour le gaz remplissant la chambre à fils de SuperNEMO.

Pour répondre à cette question, des simulations ont été effectuées en faisant varier l'activité en Radon du gaz et en observant l'impact sur la sensibilité du détecteur complet, comportant 20 modules [63]. Les résultats de cette étude sont présentés dans la figure 4.1. Il apparaît alors qu'une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie pour la désintégration double bêta sans émission de neutrinos peut être atteinte avec une contamination de $280 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Rappelons cependant que, par abus de langage, lorsque le Radon est considéré comme bruit de fond pour la décroissance double bêta, il s'agit en réalité du ^{214}Bi , son descendant. Lors d'une étude de sensibilité, il faut alors séparer le Radon, gazeux, de la contamination interne des feuilles sources en ^{214}Bi . Dans le cas de la figure 4.1, cette contamination interne est négligée. Lorsqu'elle est prise en compte à hauteur de $10 \mu\text{Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$ (spécification de la radiopureté des feuilles sources pour SuperNEMO), la sensibilité de 10^{26} ans ne peut être atteinte qu'avec une contamination en Radon du gaz de la chambre à fils inférieure à $150 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$. Il est donc essentiel de pouvoir contrôler à la fois l'activité en Radon du gaz mais aussi la radiopureté des feuilles sources. Ce dernier aspect est pris en charge par le détecteur BiPo, installé au laboratoire souterrain de Canfranc [76], mais ne sera pas développé dans cette thèse.

4.2 Stratégies anti-Radon dans SuperNEMO

L'exigence de SuperNEMO en termes d'activité en Radon est donc très grande. En effet, la contamination du gaz de la chambre à fils peut être réduite à des niveaux de pureté extrême mais difficilement supprimée totalement. Elle peut être due de façon générale à trois facteurs : la diffusion du Radon de l'extérieur vers l'intérieur du détecteur, l'émanation du Radon à partir des matériaux internes et l'activité intrinsèque du gaz injecté dans le démonstrateur.

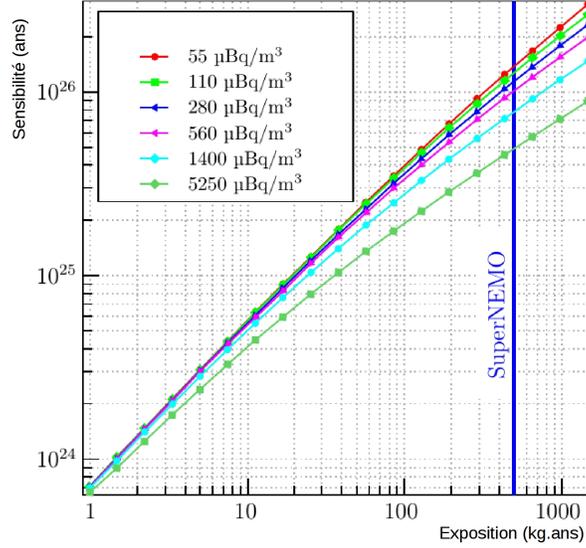


FIGURE 4.1: Sensibilité du détecteur SuperNEMO complet (20 modules) pour la demi-vie de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos du ^{82}Se en fonction de l'exposition pour différentes activités de Radon dans la chambre à fils. La résolution du calorimètre considérée est de 7% à 1 MeV et la contamination interne éventuelle de la source est négligée [77].

Si une contamination est attendue dans le gaz du trajectographe, il devient possible de déterminer mathématiquement son évolution au cours du temps. Il faut alors prendre en compte les trois sources potentielles de Radon et les inclure dans une équation explicitant l'évolution de l'activité en Radon dans le gaz au cours du temps :

$$\frac{dA}{dt} = \underbrace{-\frac{\phi A}{V}}_{\text{(I)}} - \underbrace{\frac{A}{\tau}}_{\text{(II)}} + \underbrace{\frac{DA_{out}}{V}}_{\text{(III)}} \varepsilon + \underbrace{\frac{\phi A_{in}}{V}}_{\text{(IV)}} + \underbrace{\frac{\omega S}{V}}_{\text{(V)}} \quad (4.2.1)$$

où A est l'activité du Radon dans le gaz de la chambre à fils, exprimée en Bq. Cette équation est composée ici de six termes, chacun décrivant un paramètre influant sur la quantité de Radon dans le gaz du détecteur. Les deux premiers termes sont négatifs et illustrent donc la diminution de l'activité en Radon au cours du temps :

- le terme (I) représente le mélange de gaz (et le Radon qu'il contient) expulsé de la chambre à fils de volume V (en m^3). Ce flux de gaz est caractérisé par un débit imposé ϕ (en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). En augmentant le débit, l'activité du Radon présent dans le trajectographe est diminuée,
- le terme (II) exprime la décroissance radioactive du Radon avec sa durée de vie moyenne de $\tau = 5,52$ jours.

Les trois derniers termes sont positifs, représentant l'augmentation de l'activité dans le mélange de gaz, et sont les images des trois sources de contamination exprimées plus tôt :

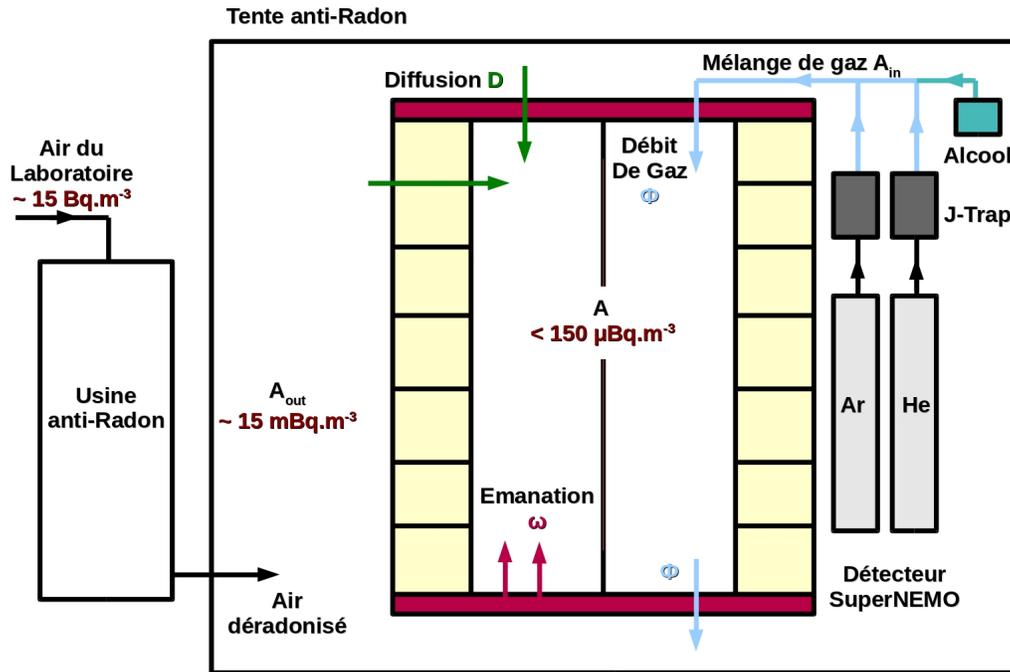


FIGURE 4.2: Schéma représentant le détecteur SuperNEMO, les différences sources de contamination de Radon ainsi que certaines des stratégies “anti-Radon” développées par la collaboration.

- le terme (III) représente la diffusion possible du Radon de l’air entourant le détecteur, d’activité A_{out} (en Bq), vers l’intérieur de la chambre à fils. Ce phénomène dépend ici d’un coefficient de diffusion général D (en $m^2.s^{-1}$) à travers une épaisseur ε (m). En réalité, la diffusion est possible à travers divers matériaux d’épaisseur et de coefficient de diffusion variables ou par l’intermédiaire de fuites,
- le terme (IV) illustre la contamination en Radon du mélange de gaz, d’activité A_{in} , injecté continuellement dans la chambre à fils avec un débit d’entrée ϕ , égal à celui de sortie,
- le terme (V) provient de l’émulsion de Radon des matériaux en contact avec le gaz et contenant du ^{226}Ra . Ce phénomène est dépendant, pour chaque composant, de sa surface de contact S (en m^2) avec le mélange de gaz et de son taux d’émulsion ω (en $\text{Bq.m}^{-2}.s^{-1}$).

La collaboration SuperNEMO cherche donc à lutter contre ces trois sources de contamination et emploie pour chacune d’entre elles des stratégies bien particulières. La figure 4.2 représente schématiquement le détecteur SuperNEMO ainsi que les possibles sources de Radon décrites plus haut et certains des moyens employés pour minimiser cette contamination que nous allons décrire à présent.

Mesures d’émulsion

Parmi les différents composants du trajectographe, certains peuvent contenir des traces de ^{226}Ra . Il est alors possible que du ^{222}Rn en émane, augmentant ainsi la contamination du mélange de gaz.

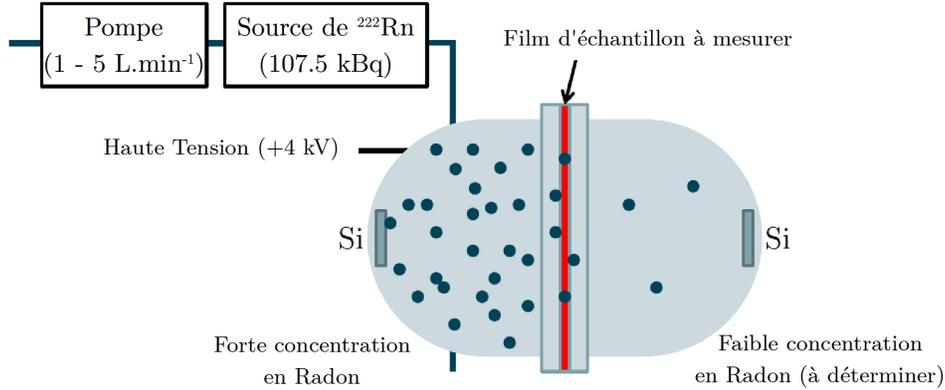


FIGURE 4.3: Schéma du dispositif de mesure de diffusion installé au CTU Prague et composé de deux chambres avec une forte et une faible concentration en Radon, séparées par un échantillon fin à caractériser.

L'émanation de ces matériaux doit donc être mesurée afin de les sélectionner.

Dans cette optique, deux dispositifs de mesure d'émanation ont été mis en place au CENBG au cours de cette thèse. Ce chapitre y étant dédié, de plus amples détails seront fournis par la suite.

Mesures de diffusion

Différents matériaux sont utilisés dans le détecteur SuperNEMO afin d'assurer l'étanchéité du trajectographe. Le mélange de gaz qu'il contient est en effet contrôlé et ne doit subir aucun échange avec l'extérieur. Ces matériaux sont de natures variées, il peut s'agir de colles, de films de polymère comme le nylon, de joints ou de vannes et il est nécessaire de s'assurer que le Radon ne puisse pas diffuser à travers eux.

Un dispositif dédié capable de mesurer le coefficient de diffusion de matériaux minces a donc été mis en place à la Czech Technical University de Prague (CTU Prague) [78] : son schéma simplifié est présenté en figure 4.3.

Il consiste en deux chambres séparées par l'échantillon à tester. Une chambre est remplie d'un gaz à haute concentration en Radon, qui est mesurée, tandis que la seconde chambre est remplie d'un gaz exempt de Radon au départ. Le matériau étant placé entre les deux chambres, si l'activité dans la seconde chambre augmente, il s'agit d'un signe que du Radon a diffusé à travers l'échantillon. De cette mesure est alors déduit la longueur de diffusion L (en m) de ce dernier grâce à l'équation :

$$\frac{C_1}{C_2} = \cosh \frac{e}{L} + \frac{V_2 \sinh \frac{e}{L}}{LS} \quad (4.2.2)$$

avec C_1 et C_2 les concentrations dans les deux chambres (en Bq.m⁻³), e l'épaisseur de l'échantillon (en m), S sa surface (en m²) et V_2 le volume de la seconde chambre (en m³), vers laquelle le Radon diffuse [79]. En utilisant l'expression 3.2.1, la longueur de diffusion L permet d'accéder au coefficient de diffusion D de l'échantillon, critère employé pour la sélection des matériaux.

Ainsi, la colle Stycast a par exemple été mesurée et nous savons désormais que son coefficient de diffusion de Radon est inférieur à $0,43 \times 10^{-12} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$. Ce matériau est donc aujourd'hui utilisé pour la construction du démonstrateur de SuperNEMO car il a été identifié comme imperméable au Radon. Par opposition, la colle de type RTV possède un coefficient de diffusion de $1030 \times 10^{-12} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et ne peut être employée pour assurer une isolation face au Radon. Enfin, un film de nylon a aussi été caractérisé et son coefficient de diffusion a été mesuré à $4,7 \times 10^{-16} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ [80]. Comme nous le verrons en section 4.9.2, ce matériau a été jugé adapté pour former une barrière "anti-Radon" entre les murs principaux du calorimètre et la chambre à fils du démonstrateur de SuperNEMO.

Tente anti-Radon et colonne de charbon actif

Nous avons discuté dans le chapitre 3 des problèmes de Radon rencontrés dans l'expérience NEMO3, notamment la contamination de la chambre à fils à hauteur de $\sim 35 \text{ mBq.m}^{-3}$ en Radon durant la première phase (Phase 1) de la prise de données. La solution partielle à ce problème a été l'installation d'une tente imperméable au Radon autour du détecteur.

Cette stratégie est reprise pour la construction du démonstrateur SuperNEMO afin d'isoler l'air du laboratoire de celui entourant le module et de purifier ce dernier. Le principe consiste à balayer le volume de cette tente par un flux d'air "déradonisé". Ce dernier est produit à l'aide d'une colonne de charbon actif de 450 kg refroidi à $-50 \text{ }^\circ\text{C}$. L'air du laboratoire traverse cette colonne dans laquelle le Radon est piégé de la même façon que pour NEMO3. En sortie, le taux de Radon dans l'air est grandement réduit (facteur 1000 à 2000 dans NEMO3) et le démonstrateur est alors entouré d'un air purifié. Ce dispositif constitue l'usine "anti-Radon".

Ainsi, dans le cas d'une diffusion minimale de cet air "déradonisé" dans la chambre à fils (terme A_{out} de l'équation 4.2.1), l'activité en Radon dans le gaz a moins de chance d'excéder la valeur requise pour SuperNEMO.

Piégeage du Radon

Le mélange de gaz contenu dans la chambre à fils du détecteur SuperNEMO consiste quant à lui en un mélange d'hélium (94,85 %), d'éthanol (4 %), d'argon (1 %) et d'eau (0,15 %) comme nous l'avons indiqué en section 2.2.4. Ce gaz est continuellement renouvelé par un débit constant dans le but d'assurer une contamination minimale. Pour ce faire, chaque composant du mélange gazeux traverse un piège, constitué d'un matériau possédant des micropores, destiné à adsorber le Radon avant qu'il puisse atteindre le détecteur. Ce type de piège a notamment été développé par le Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) et a été baptisé J-Trap.

La capture du Radon à ce niveau, tout comme dans la colonne de l'usine "anti-Radon", dépend de plusieurs facteurs dont la nature du gaz, celle du matériau ou sa température. Un dispositif complet destiné à tester divers matériaux, tels que des charbons actifs ou plus généralement des tamis moléculaires, est opérationnel au CPPM. Son principe est de mesurer l'activité en Radon d'un gaz porteur (He ou N₂) avant et après qu'il ait traversé un filtre contenant un échantillon du matériau à tester. L'opération se fait de plus sous contrôle de plusieurs paramètres, tels que la température ou le débit du gaz.

A partir de cette mesure, un facteur K ($\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$), représentant le rapport entre la concentration de Radon piégé dans le matériau (Bq.kg^{-1}) et celle contenue dans le gaz (Bq.m^{-3}), est déterminé

Echantillon	T (°C)	Facteur K ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$)	T (°C)	Facteur K ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$)
K48	20	$10,0 \pm 1,6$	-45	271 ± 12
CARBOACT	20	$20,0 \pm 2,9$	-45	425 ± 11
CARBOXEN 1000	20	$10,0 \pm 8,4$	-45	645 ± 27
CC3	20	$6 \pm 0,9$	-45	1000 ± 32

TABLE 4.1: Valeurs de facteurs K pour différents charbons actifs (excepté le CC3 qui est une cage moléculaire organique) caractérisés au CPPM à 20 °C en utilisant du diazote comme gaz porteur.

en fonction de la température. L'objectif étant d'absorber le maximum de Radon, les échantillons possédants de grands facteurs K sont favorisés pour être utilisés dans le J-Trap. Le tableau 4.1 présente notamment des résultats de mesures pour de tels matériaux.

De plus, de nouveaux types d'échantillons sont aujourd'hui synthétisés spécifiquement dans des laboratoires de chimie dans le but d'adsorber le Radon dans le cadre d'une collaboration avec les physiciens du CPPM. Ils présentent un potentiel prometteur mais sont en phase de développement.

Ligne de concentration

Ces moyens de lutte contre une contamination en Radon du détecteur SuperNEMO ont donc pour objectif d'atteindre une activité inférieure à $150 \mu\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}$ dans le mélange de gaz de la chambre à fils. Cependant, les détecteurs de Radon utilisés généralement ne permettent pas d'atteindre une sensibilité suffisante pour mesurer directement des niveaux si faibles de contamination. Les activités mesurables par ces derniers sont en effet de l'ordre de $2 \text{mBq} \cdot \text{m}^{-3}$ [81].

Afin de pouvoir contrôler des concentrations de Radon inférieures à $150 \mu\text{Bq} \cdot \text{m}^{-3}$, un système dédié a été mis en place à University College London (UCL) : la ligne de concentration du Radon, présentée en figure 4.4. Ce dispositif est inspiré d'une autre installation de mesure précise du Radon, développée à Heidelberg pour l'expérience GERDA (GERmanium Detector Array) [82][83]. Son principe est de faire passer le gaz provenant du trajectographe à travers un piège à charbon actif. Le Radon du gaz y est alors capturé : plus le volume de gaz traversant le dispositif est important, plus la quantité de Radon piégée est grande. Le Radon ainsi concentré est ensuite libéré, puis transféré à un détecteur électrostatique où son activité est mesurée. Il devient alors possible de contrôler des volumes importants de gaz et d'atteindre la sensibilité désirée. Cependant, notons que les mesures sont effectuées en utilisant du diazote sans ajout d'alcool, contrairement au mélange de gaz qui emplira la chambre à fils.

Cet outil de contrôle est notamment utilisé durant la phase de construction des 4 sous-parties du trajectographe. Il permet des mesures de contamination totale du gaz avant l'assemblage complet du démonstrateur de SuperNEMO. Le dispositif permet donc d'observer l'impact des moyens de lutte contre le Radon employés par la collaboration.

Débit du gaz de la chambre à fils

Une dernière façon de réduire l'activité en Radon à l'intérieur du démonstrateur est de modifier le débit du gaz du trajectographe. En effet, ce débit ϕ est présent dans les premier et quatrième

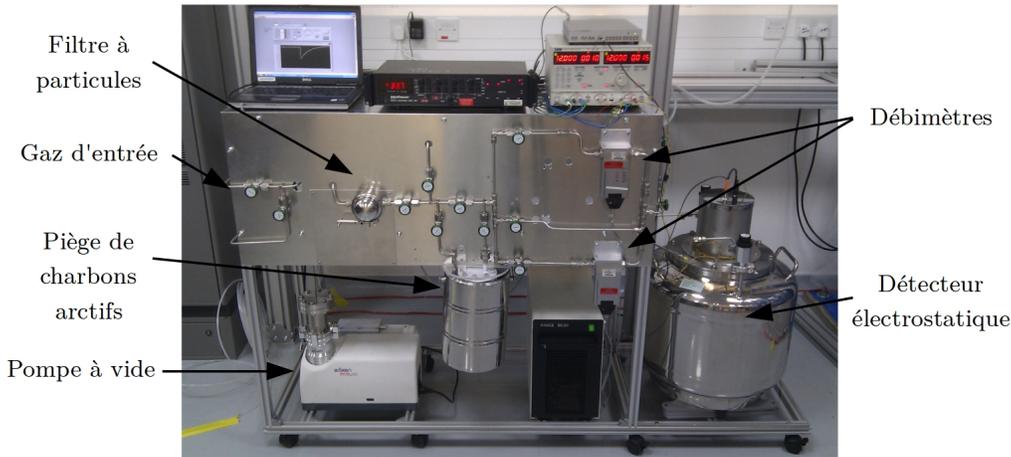


FIGURE 4.4: Photographie de la ligne de concentration du Radon développée à UCL.

termes de l'équation 4.2.1. Cependant, si nous considérons que le gaz injecté dans la chambre à fils contient une quantité suffisamment faible de Radon ($A_{in} \ll A$), l'expression $-\frac{\phi A}{V}$ est conservée. Ce terme étant négatif, plus le débit ϕ est important et plus l'activité en Radon A est faible à l'équilibre.

Le débit est néanmoins limité par le bon fonctionnement du trajectographe, dont les performances peuvent être affectées s'il est parcouru de flux de gaz trop rapides. Le débit initial prévu au moment de la construction du trajectographe était compris entre $0,5$ et $1 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ mais des études ont montré que la chambre à fils pouvait fonctionner avec un débit de $4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

Il est néanmoins nécessaire ici de discuter le terme $-\frac{\phi A}{V}$. En effet, selon la résolution de l'équation 4.2.1, la diminution de l'activité en Radon par balayage de gaz ne dépend que de la valeur du débit ainsi que du volume du trajectographe. Or, un effet supplémentaire a pu être observé : le fractionnement des gaz. Ce dernier implique que lorsqu'un mélange de gaz est entraîné à travers un tube, les gaz les plus légers ont une tendance à être entraînés plus rapidement que les gaz les plus lourds. Cet effet dépend notamment des gaz mis en jeu, du diamètre du tube et du débit. Ainsi, dans le cas de SuperNEMO, nous pouvons envisager que l'augmentation du débit dans la chambre à fils entraînera l'hélium et l'argon de façon plus efficace que le Radon, du fait d'une grande différence de masse. L'activité en ^{222}Rn ne diminuera peut-être pas en proportion du débit.

Contrairement aux autres méthodes présentées ici, l'augmentation du débit est une technique permettant de réduire l'apport de Radon dans le démonstrateur SuperNEMO après son installation. Il s'agit d'une méthode en aval de toutes les autres stratégies "anti-Radon".

De toutes ces techniques mises en œuvre pour minimiser la présence de Radon dans SuperNEMO, nous nous pencherons au cours de ce chapitre sur une méthode de lutte spécifique : la mesure d'émanation en Radon pour la sélection des matériaux de SuperNEMO.

4.3 Stratégie de mesure d'émanation

Au CENBG, deux détecteurs de Radon sont dédiés à la mesure d'émanation en Radon des matériaux destinés à la construction du démonstrateur. Avant de décrire en détail ces dispositifs, nous allons ici nous pencher sur la stratégie choisie pour une utilisation optimale de ces détecteurs.

4.3.1 Sélection des échantillons à caractériser

Des milliers de composants sont utilisés pour la construction du démonstrateur SuperNEMO. Or, l'émanation en Radon de seulement certains d'entre eux représente un réel risque pour le bon déroulement de l'expérience. Les pièces critiques doivent donc être sélectionnées. Comme décrit dans la section précédente, les stratégies "anti-Radon" mises en œuvre cherchent à réduire la contamination du gaz de la chambre à fils. Le premier facteur de sélection pour les matériaux à caractériser est donc naturellement le contact avec ce gaz. Le trajectographe étant supposé étanche et les stratégies visant à limiter la diffusion du Radon étant mises en place, seuls les composants en contact avec le volume intérieur de la chambre à fils (noté V dans l'équation 4.2.1) peuvent émaner du Radon et participer à la contamination. Chacun de ces matériaux possède une surface de contact propre avec le gaz : de plusieurs mètres carrés pour certains et négligeable pour d'autres. Le taux d'émanation ω s'exprimant en $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, les pièces pouvant émaner du Radon vers la chambre à fils à travers une large surface doivent être mesurées en priorité, tout comme celles possédant un grand coefficient de diffusion ou une importante quantité de ^{226}Ra .

Comme détaillé dans le chapitre 3, un matériau ne peut émaner du Radon que s'il contient du ^{226}Ra . Il est alors possible d'imaginer un scénario pessimiste et de considérer que chaque désintégration de ^{226}Ra engendre l'émanation d'un noyau de ^{222}Rn . Dans ce scénario, une émanation maximale de 100 % du Radon est envisagée. Une mesure par spectrométrie gamma permet donc, dans certains cas, de rejeter ou d'accepter des composants en fonction de leur activité en ^{226}Ra (donc de leur émanation de Radon maximale). Si cette activité est jugée suffisamment faible, le matériau est considéré comme ne pouvant pas émaner de Radon de façon significative. Une mesure d'émanation n'est alors pas nécessaire. Cependant, cet argument n'est valable que pour certaines pièces, peu critiques, ne possédant qu'une surface de contact très faible avec le gaz du trajectographe. Pour d'autres composants, la sensibilité de détection des détecteurs HPGe pour le ^{226}Ra n'est pas suffisante pour exclure une potentielle émanation de Radon, aussi minime soit-elle. Dans ce cas, l'émanation du matériau doit être mesurée par un des dispositifs dédiés dont il est question ici. Rappelons tout de même que l'activité en ^{226}Ra d'un échantillon n'est pas le seul facteur influant sur l'émanation en Radon. Elle dépend aussi de la porosité de celui-ci, de sa surface de contact avec l'air, etc.

Une fois les matériaux à caractériser sélectionnés, il est nécessaire d'adapter les conditions de mesure au dispositif utilisé.

4.3.2 Stratégie de mesure d'émanation

Comme détaillé dans le chapitre 3, l'émanation est un processus dynamique. Rappelons donc que l'activité de Radon émanée d'un échantillon suit une loi de recroissance exponentielle. Elle tend donc vers un maximum, décrit comme une fraction f de l'activité interne en ^{226}Ra de l'échantillon, notée $A^{226\text{Ra}}$ (équation 3.2.3). Cette fraction dépend d'ailleurs du coefficient de diffusion de l'échantillon

comme indiqué dans la section 3.2.2. L'activité maximale de Radon émané, quant à elle, se note $A_{em}^{222Rn}(t \sim \infty)$ et est décrite simplement par l'équation :

$$A_{em}^{222Rn}(t \sim \infty) = f \times A^{226Ra} \quad (4.3.1)$$

A partir de cette activité ainsi que des caractéristiques de l'échantillon, il est possible de calculer un taux d'émanation ω , grandeur spécifique au matériau, exprimée en $\text{Bq.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Elle est définie de la façon suivante :

$$\omega = \frac{A_{em}^{222Rn}(t \sim \infty) \times \lambda}{S} \quad (4.3.2)$$

avec $A_{em}^{222Rn}(t \sim \infty)$ l'activité de Radon émané à l'équilibre en Bq, λ la constante de désintégration du Radon en s^{-1} et S la surface de l'échantillon en m^2 . Pour différents échantillons, deux méthodes peuvent être envisagées afin de mesurer ce taux d'émanation.

Méthode statique

La première méthode consiste très simplement à placer l'échantillon à caractériser dans un volume isolé, rempli d'un gaz dans lequel aucune trace de Radon n'est présente à $t = 0$. Le Radon va donc émaner de l'échantillon et l'activité de Radon présente dans le volume est décrite par la version simplifiée de l'équation différentielle 3.2.2 :

$$\frac{dA}{dt} = \lambda(A_{em} - A) \quad (4.3.3)$$

avec A l'activité de Radon dans le volume, λ la constante de désintégration du Radon et A_{em} l'activité d'émanation totale en Radon de l'échantillon, notation simplifiée du terme $A_{em}^{222Rn}(t \sim \infty)$ (équation 4.3.1). Considérant une fois de plus un volume sans autre contamination en Radon, la solution de l'équation 4.3.3 est :

$$A(t) = A_{em}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.3.4)$$

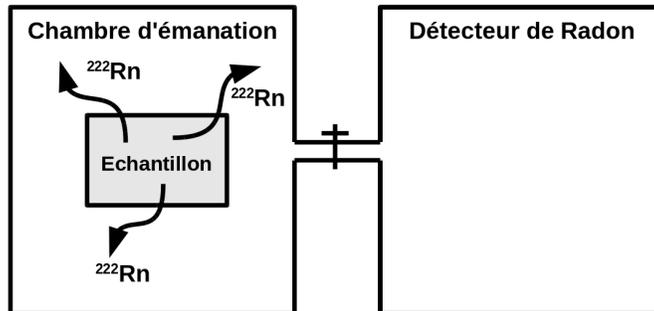
avec t le temps d'émanation.

Après avoir laissé l'échantillon émané pendant un certain temps dans un volume isolé, le produit de cette émanation est transféré puis mesuré dans un détecteur. Ces trois étapes sont représentées dans la figure 4.5 par un schéma simplifié.

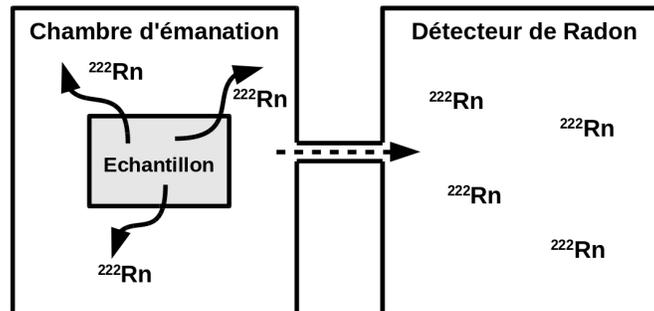
Dans la pratique, la méthode consiste à laisser l'échantillon émaner suffisamment longtemps pour atteindre l'équilibre séculaire : l'activité $A(t)$ présente dans le volume isolé est alors maximale, c'est-à-dire proche de A_{em} . Par exemple, selon la loi de croissance, si le temps d'émanation est de 21 jours, l'activité $A(t)$ dans le volume est égale à 97,8 % de l'activité maximale A_{em} .

Ce n'est qu'après ce temps que l'activité émanée $A(t)$ peut être mesurée grâce à un détecteur de Radon. De cette activité est déduite l'activité d'émanation totale de l'échantillon A_{em} , qu'il est possible de relier à son taux d'émanation ω . Comme décrit en section 3.2, cette grandeur spécifique du matériau est celle que l'on cherche à déterminer pour le caractériser. On la retrouve d'ailleurs présente dans l'équation 4.2.1.

Emanation



Transfert



Mesure

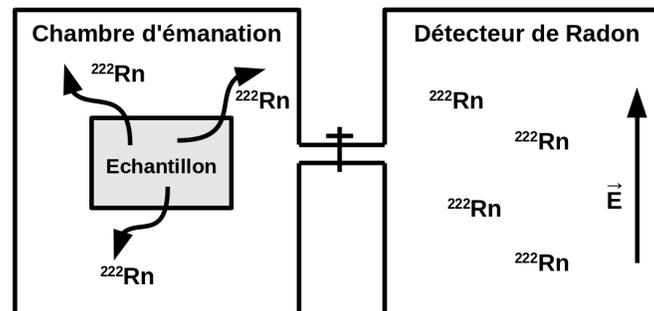


FIGURE 4.5: Schéma du déroulement d'une mesure du taux d'émanation de Radon d'un échantillon par méthode statique. Sont représentées les trois étapes du protocole : émanation en Radon d'un échantillon placé dans un volume isolé, transfert du gaz de la chambre vers un détecteur et mesure de l'activité du Radon dans ce détecteur matérialisée par l'application d'un champ électrique \vec{E} (voir section 4.5.2).

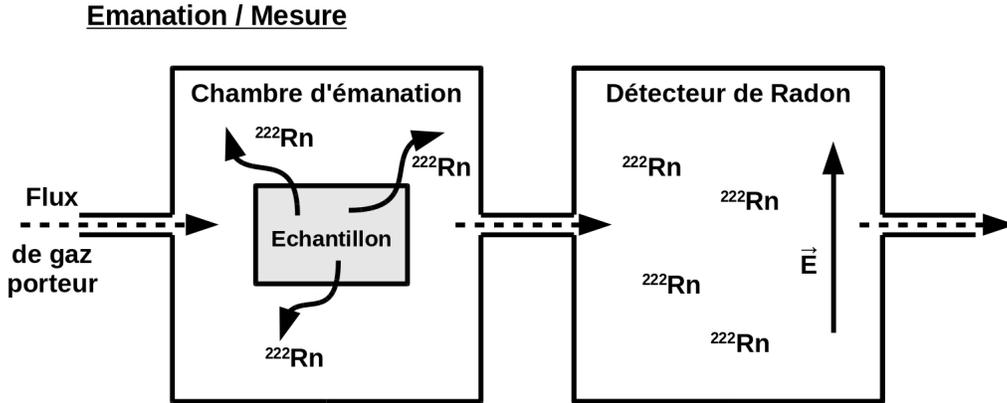


FIGURE 4.6: Schéma représentant une mesure du taux d'émanation de Radon d'un échantillon par méthode dynamique. L'émanation en Radon d'un échantillon se fait dans un volume alors qu'un gaz porteur entraîne en continu le Radon émané dans un détecteur en régime de mesure.

La méthode statique est donc relativement simple et directe mais le principal inconvénient de cette méthode est le temps d'émanation qui doit être long. En effet, les niveaux de Radon recherchés sont extrêmement faibles. Il faut donc s'assurer de mesurer une activité maximale, en approchant l'équilibre séculaire, afin d'atteindre les meilleures sensibilités de détection. De plus, le gaz entourant l'échantillon n'est en réalité pas parfaitement pur à $t = 0$ mais possède une contamination potentielle en Radon. Ce temps long est donc nécessaire pour laisser cette contamination décroître. Cet effet est notamment illustré plus loin par la figure 4.10.

Méthode dynamique

La méthode dite dynamique est différente de la première dans la mesure où l'émanation ne se fait plus dans un volume isolé. En effet, dans ce cas, l'échantillon à caractériser est placé dans un volume traversé par un gaz porteur avec un certain débit. Ce gaz entraîne en permanence le contenu du volume comme l'illustre la figure 4.6.

Si un échantillon émane du Radon dans ce volume et dans de telles conditions, l'activité présente est décrite cette fois-ci par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dA}{dt} = \lambda A_{em} - \lambda A - \frac{\phi}{V} A \quad (4.3.5)$$

avec ϕ le débit du gaz porteur en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et V le volume total du dispositif en m^3 . Le troisième terme de cette équation, négatif, correspondant au Radon emporté à l'extérieur du Radon par le gaz. La solution de cette équation différentielle est la suivante :

$$A(t) = \frac{A_{em}}{1 + \frac{\phi}{\lambda V}} (1 - e^{-(\lambda + \frac{\phi}{V})t}) \quad (4.3.6)$$

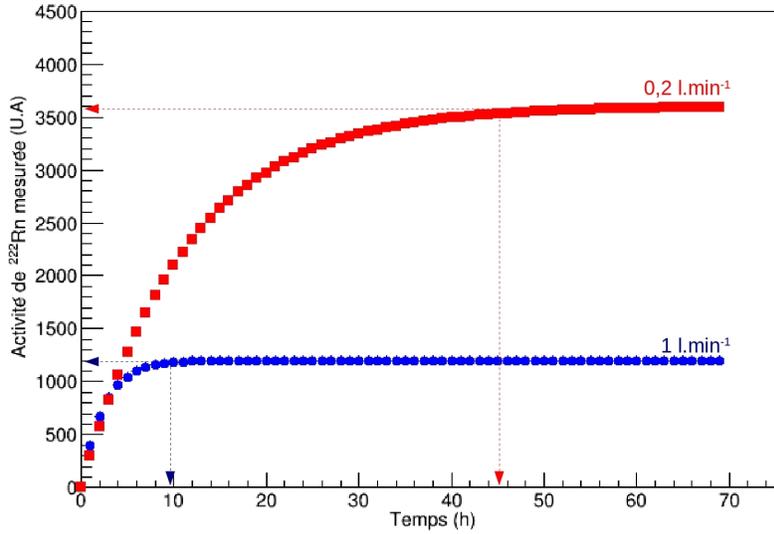


FIGURE 4.7: Evolution de l'activité en Radon mesurée dans le détecteur en fonction du temps pour deux valeurs du débit ϕ du gaz porteur lors de l'emploi de la méthode dynamique. L'activité est représentée avec une échelle arbitraire.

En comparant cette équation à l'équation 4.3.4, nous observons tout d'abord que le terme en facteur possède ici un dénominateur supérieur à 1. Cela se traduit par le fait que l'activité $A(t)$ croît vers un équilibre de valeur $\frac{A_{em}}{1+\frac{\phi}{\lambda V}}$ dans le cas dynamique, inférieure à la méthode statique (A_{em}) et nécessitant un système de détection plus sensible. De plus, le terme en exponentiel, lui aussi, est différent : la valeur d'équilibre est atteinte plus rapidement qu'avec la méthode statique. Ces deux effets sont illustrés par la figure 4.7 où deux mesures de l'activité $A(t)$ sont présentées pour deux valeurs de débit ϕ différentes. La mesure de cette activité $A(t)$ contenue dans le volume se fait quant à elle de la même façon que pour la méthode statique, par l'intermédiaire d'un détecteur de Radon, et permet ici aussi de déterminer le taux d'émanation ω d'un échantillon.

Dans le cas des expériences menées au CENBG, l'activité à l'équilibre est plus faible avec la méthode dynamique d'un facteur pouvant varier de 20 à 200 par rapport à la méthode statique, pour des débits de gaz porteur de 0,2 et 2 L.min⁻¹. De la même manière, le temps nécessaire pour atteindre cet équilibre est aussi inférieur d'un facteur 20 à 200 avec la méthode dynamique, n'étant donc que de quelques heures plutôt que de plusieurs jours.

Lorsque nous comparons ces deux méthodes, ces deux effets sont donc à prendre en compte. Les activités mesurées par méthode dynamique sont plus faibles mais l'équilibre est atteint plus rapidement. Or, comme indiqué précédemment, les taux d'émanations attendus dans le cadre des caractérisations d'échantillons SuperNEMO sont minimes. La stratégie choisie au CENBG a donc été d'employer la méthode statique.

Un second élément a favorisé ce choix : la simplicité de cette méthode. En effet, dans le cas

dynamique, un débit constant de gaz porteur doit parcourir le dispositif, ce qui entraîne diverses difficultés :

- le débit doit être contrôlé avec précision afin de pouvoir calculer l'activité d'émanation de Radon d'un échantillon. Dans le cas contraire, des erreurs systématiques non négligeables sont à considérer pour le résultat de la mesure,
- le gaz porteur utilisé pour la méthode dynamique doit être d'une grande pureté. S'il est contaminé en Radon, d'autres termes doivent être pris en compte dans l'équation différentielle 4.3.5, termes pouvant ici aussi être la cause de grandes erreurs systématiques s'ils ne sont pas parfaitement connus,
- enfin, de grandes quantités de gaz porteur, le plus souvent de l'azote, sont utilisées. Avec une bouteille de gaz classique de 10 m³, il n'est possible de réaliser une mesure à 1 L.min⁻¹ que pendant 6 à 7 jours, ce qui est généralement insuffisant.

Dans la suite de ce chapitre ne seront donc abordées que les mesures d'émanation faites par méthode statique au CENBG.

4.4 Méthodes de mesure d'émanation au CENBG

La méthode statique de mesure d'émanation ayant été présentée dans la section précédente, nous allons nous pencher ici plus en détails sur les deux dispositifs de mesure d'émanation de Radon mis en places au CENBG. Chacun d'entre eux consiste en une chambre d'émanation, dans laquelle sont placés les échantillons, couplée à un détecteur électrostatique dédié à des mesures d'activité de Radon.

Les principes de mesure étant très similaires, les deux dispositifs diffèrent principalement en terme d'échelle. En effet, le premier permet la mesure d'émanation d'échantillons de grande taille alors que le second est utilisé pour la caractérisation de plus petites pièces.

4.4.1 Grande chambre d'émanation

4.4.1.1 Description

Le premier dispositif, initié au CPPM en 2010-2011, a été mis en place au CENBG en juillet 2012 et est présenté en figure 4.8 et 4.9. Il se compose de six éléments :

- **Une grande chambre d'émanation** : il s'agit d'une cuve cylindrique en acier inoxydable d'un volume de 710 L. Elle peut être ouverte par une porte constituant une face entière du cylindre (voir photos de la figure 4.8). Lors de la fermeture, l'étanchéité est assurée au niveau de la porte par un joint en caoutchouc, largement employé dans les techniques du vide à cause de ses excellentes propriétés mécaniques. La cuve possède de plus deux vannes permettant de contrôler entrée et sortie d'un gaz.
- **Un détecteur électrostatique** : ce détecteur, que nous noterons détecteur 1 par la suite, consiste en une cuve d'acier inoxydable de 70 L. A l'intérieur de la cuve est placée une photodiode silicium permettant la détection du Radon par spectrométrie α . Une description détaillée du principe de fonctionnement sera faite en section 4.5.

- **Une pompe à vide** : il s'agit d'une pompe à palettes permettant d'atteindre des vides de type primaire. Elle est connectée au reste du dispositif par un tuyau de plusieurs mètres, évitant ainsi d'éventuels reflux d'huile vers le dispositif.
- **Une bouteille de gaz** : lors de la caractérisation d'échantillon, l'émanation se fait dans un volume isolé de l'air extérieur. Le gaz utilisé provient donc d'une bouteille de gaz sous pression de 200 bars pouvant contenir 10 m^3 de gaz. Lors des expériences menées avec le dispositif dont il est question ici, seule des bouteilles d'azote U de 50 L, fournies par la société Air Liquide et remplies à $9,4 \text{ m}^3$, ont été utilisées.
- **Un manomètre monobloc** : il permet de contrôler la pression à l'intérieur de la grande chambre d'émanation de façon précise pour des pressions avoisinant la pression atmosphérique, de 0,1 à 2 bars.
- **Une jauge de Pirani** : il s'agit d'un dispositif de mesure de pression permettant aussi de mesurer la pression à l'intérieur de la grande chambre d'émanation mais pour des pressions faibles ($\sim 10^{-5}$ bar). Son régime de fonctionnement couvre des pressions allant de 10^{-6} à 10^{-1} bar.
- **Un ensemble de vannes et de tubes** : différents tuyaux en cuivre ou en acier inoxydable sont utilisés pour relier les éléments du dispositif. Les connexions et les isolations de ces derniers se font quant à elles grâce à des vannes à boules ou à pointeaux en téflon et inox 316.

L'intégralité du dispositif est représenté de façon schématique sur la figure 4.9. Nous y voyons que la cuve peut être vidée ou remplie d'azote par l'emploi de la pompe ou de la bouteille, tout en contrôlant la pression à l'intérieur du volume. Le détecteur peut aussi être vidé et est directement connecté à la grande chambre pour permettre un transfert de gaz entre ces deux volumes. Les constituants sont associés pour permettre la mesure du taux d'émanation d'un matériau placé dans la chambre comme nous allons le voir dans la section suivante.

4.4.1.2 Principe de mesure

Lorsque l'émanation en Radon d'un échantillon de grande taille doit être mesurée, ce dernier est placé dans la grande chambre d'émanation. S'en suit un protocole précis amenant à la détermination du taux d'émanation de Radon du matériau.

Mise en place de l'échantillon

L'installation de l'échantillon dans la grande cuve nécessite l'ouverture puis la fermeture de la porte, de 85 cm de diamètre (voir photos de la figure 4.8). Or, à cet instant, la cuve est remplie d'air à pression atmosphérique et donc fortement contaminée en Radon. Pour pallier à cet effet, un vide primaire est établi, typiquement de l'ordre de 3×10^{-2} mbar, pression mesurée par la jauge de Pirani. Le fait de vider ainsi la cuve a deux objectifs : évacuer la quasi-totalité de l'air et donc du Radon qu'il contient ainsi que de réduire à zéro la quantité d'humidité. Nous verrons dans la section 4.5 en quoi ce paramètre peut être impactant pour une mesure d'échantillon.

Une fois la cuve vidée, elle est remplie d'azote, en utilisant la bouteille d'azote U (L50), jusqu'à atteindre une suppression de 1,1 bar dans la grande chambre pour deux raisons :

- transférer le gaz vers le détecteur (après émanation) grâce à la différence de pression,

CHAPITRE 4. DÉVELOPPEMENT DE DISPOSITIFS DE MESURE D'ÉMANATION DE RADON AU CENBG POUR SUPERNEMO



FIGURE 4.8: Photographies de l'extérieur (à gauche) et de l'intérieur (à droite) de la grande chambre d'émanation dans laquelle des photomultiplicateurs de taille 8" ont été disposés avant la mesure de leur émanation. On remarque sur la photo de gauche la porte de 85 cm de diamètre permettant l'installation d'un échantillon.

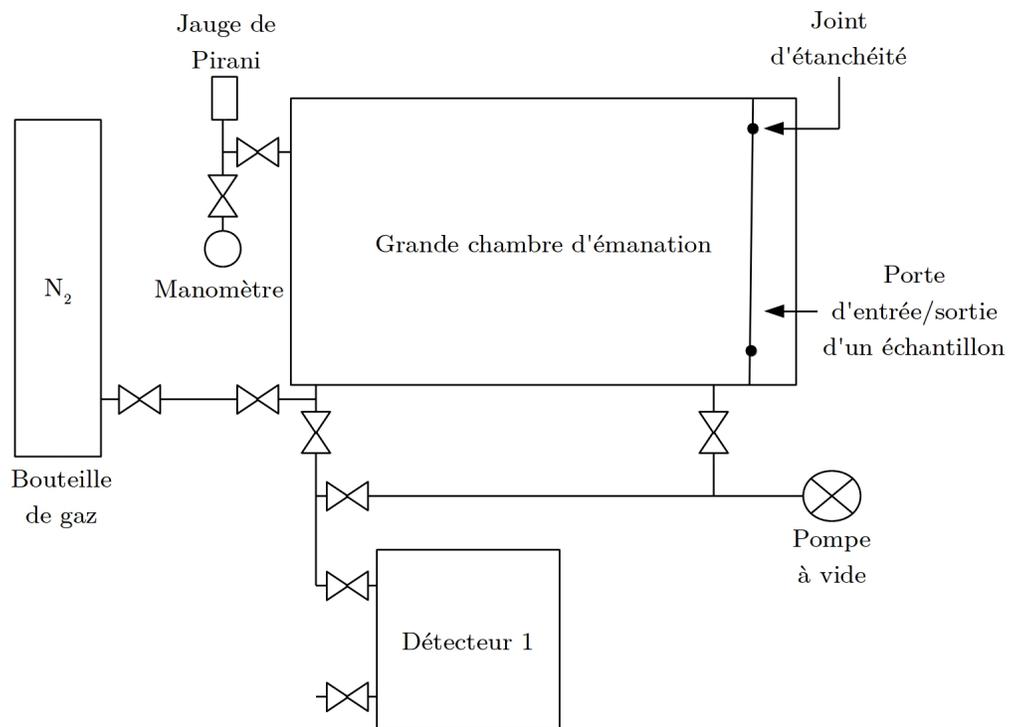


FIGURE 4.9: Représentation schématique du dispositif de la grande chambre d'émanation.

- empêcher la diffusion de Radon de l'extérieur vers l'intérieur de la chambre.

Emanation dans la grande chambre

Après remplissage, il s'agit de l'instant $t = 0$ à partir duquel trois phénomènes occurrent simultanément dans la grande chambre :

- l'émanation en Radon de l'échantillon commence, l'activité due à cette émanation va alors croître de façon exponentielle dans la cuve selon la loi équivalente à l'équation 4.3.4 :

$$A_{ech}(t) = A_{em}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.4.1)$$

avec $A_{ech}(t)$ l'activité du Radon émané de l'échantillon à un instant t dans la cuve, A_{em} l'activité de Radon émané une fois l'équilibre atteint et λ la constante de désintégration du Radon.

- la décroissance du Radon contenu dans les 780 L d'azote suivant l'équation :

$$A_{N_2}(t) = A_{N_2}(0)e^{-\lambda t} \quad (4.4.2)$$

avec $A_{N_2}(t)$ l'activité du Radon provenant de l'azote à un instant t dans la cuve.

- du Radon, pouvant provenir de l'émanation de la cuve elle-même, entraîne une augmentation de l'activité du gaz. Il s'agit du bruit de fond de la cuve $A_{Bdf}^C(t)$ que nous considérons comme une recroissance de Radon au cours du temps vers une valeur d'équilibre A_{Bdf-eq}^C . Tout comme pour l'émanation de l'échantillon, il se définit par l'équation suivante :

$$A_{Bdf}^C(t) = A_{Bdf-eq}^C(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.4.3)$$

L'activité totale de Radon $A_{tot}(t)$ contenue dans la cuve correspond donc à la somme des trois termes $A_{ech}(t)$, $A_{N_2}(t)$ et $A_{Bdf}^C(t)$:

$$A_{tot}(t) = (A_{em} + A_{Bdf-eq}^C)(1 - e^{-\lambda t}) + A_{N_2}(0)e^{-\lambda t} \quad (4.4.4)$$

L'échantillon doit alors être laissé dans la cuve suffisamment longtemps à la fois pour atteindre une activité émanée proche de la valeur d'équilibre, mais aussi pour s'assurer que le Radon apporté par le gaz ait décrû. De manière générale, un échantillon est placé dans la cuve durant 20 jours, la durée pouvant varier légèrement selon la mesure. L'activité de Radon émané dans la cuve par l'échantillon atteint alors plus de 97 % de la valeur d'équilibre alors la quantité de Radon provenant du gaz ne représente plus que 3 % de sa valeur initiale, devenant négligeable ($A_{N_2}(t = 20 \text{ j}) \sim 0$). En effet, une bouteille d'azote ne contenant à l'équilibre que quelques mBq de Radon (voir section 4.7), il ne reste après 20 jours de décroissance du Radon contenu dans 780 L que quelques μBq : activité à laquelle le dispositif n'est pas sensible. Pour de tels temps d'émanation, l'équation 4.4.4 devient :

$$A_{tot}(t) = (A_{em} + A_{Bdf-eq}^C)(1 - e^{-\lambda t}) \quad (4.4.5)$$

L'évolution de l'activité de Radon au cours du temps apporté par l'ensemble de ces contributions, décrites dans l'équation 4.4.4, est représentée sur la figure 4.10.

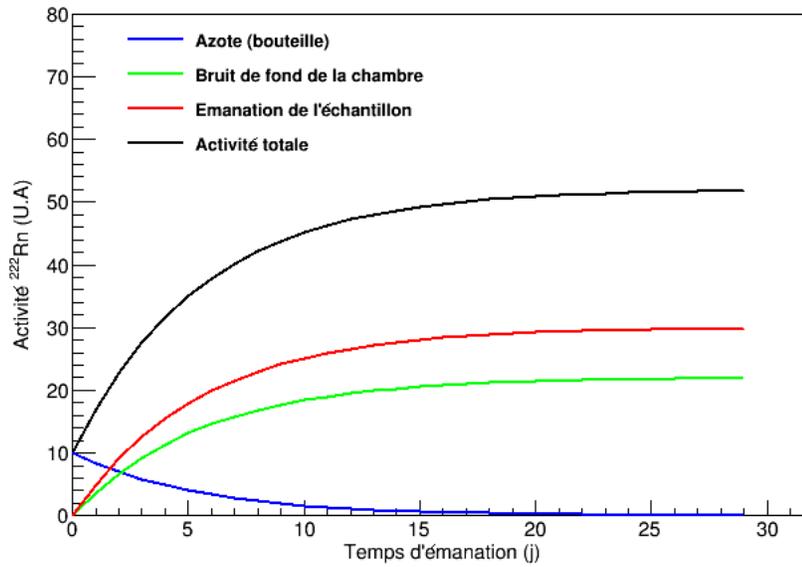


FIGURE 4.10: Evolution de l'activité en Radon dans la grande cuve lors de l'émanation d'un échantillon, détaillée selon les diverses contributions. L'activité est représentée avec une échelle arbitraire.

Transfert du Radon émané vers le détecteur

Après 20 jours d'émanation, le Radon émané est transféré pendant 4 min vers le détecteur, dans lequel un vide primaire de 1 mbar a préalablement été établi. Par équilibrage des pressions, 70 des 780 L de gaz présents dans la cuve, soit 9,0 %, sont transférés dans le détecteur. Ce dernier contient alors 70 L de gaz à 1 bar et donc, *a priori*, 9,0 % du Radon émané par l'échantillon.

En réalité, ce n'est qu'une fraction plus faible du Radon émané, notée f_{trans} , qui est transférée dans le détecteur. Cet effet est dû au fait que le gaz considéré ici contient à la fois de l'azote et du Radon. Ce gaz étant transféré de la cuve au détecteur à travers des tuyaux de petite section (quelques mm), un effet de fractionnement est observé : les molécules d'azote, plus petites que les atomes de Radon, sont entraînées préférentiellement lors du transfert. Il s'agit ici d'un effet connu, dû à la faible section des tuyaux ainsi qu'à leur longueur et qui sera abordé en section 4.6.2.

Mesure de l'activité de Radon émané

Une fois le transfert complété, à l'instant $t = t_{trans}$, l'activité de Radon dans le détecteur A_{trans} est définie par l'équation :

$$A_{trans} = f_{trans} \times (A_{em} + A_{Bdf-eq}^C)(1 - e^{-\lambda t_{trans}}) \quad (4.4.6)$$

Commence alors la mesure de l'activité de Radon dans le détecteur. Deux contributions sont alors mesurées :

- le Radon transféré depuis la cuve, produit de l'émanation de l'échantillon et du bruit de fond de la cuve. Coupé de sa source, le Radon provenant de la cuve commence à décroître après le transfert,
- le Radon constituant le bruit de fond du détecteur, provenant de l'émanation de Radon des matériaux du détecteur à l'instar du bruit de fond de la chambre d'émanation. De la même manière, cette contribution est considérée comme une recroissance exponentielle (voir section 4.5.3.2 et figure 4.21) au cours de la mesure vers une valeur d'équilibre A_{Bdf-eq}^D . En effet, avant le transfert, le détecteur est en phase de pompage et ne contient donc pas de Radon.

L'activité en Radon que mesure le détecteur après le transfert, notée $A_{det}(t)$, est donc la somme de ces contributions. Elle est illustrée par la figure 4.11 et décrite au cours du temps par l'équation :

$$A_{det}(t) = A_{Bdf-eq}^D(1 - e^{-\lambda t}) + A_{trans}e^{-\lambda t} \quad (4.4.7)$$

L'équation 4.4.7 permet donc de déterminer l'activité de Radon émanée par l'échantillon dans la mesure où les bruits de fond du détecteur et de la cuve sont connus. Le taux d'émanation du matériau d'intérêt peut donc être calculé.

La grande chambre d'émanation est donc un dispositif adapté à la mesure d'échantillons de grande taille. Son principe de fonctionnement est volontairement d'une grande simplicité afin de réduire au maximum toute source d'erreur systématique. En effet, l'emploi de méthodes plus élaborées telles que la concentration et la mesure d'une plus grande quantité de Radon émanée peuvent permettre d'obtenir une meilleure sensibilité mais introduisent de nombreuses sources d'incertitudes. Dans notre cas, des efforts ont été déployés pour mettre en place une procédure dont les différentes étapes

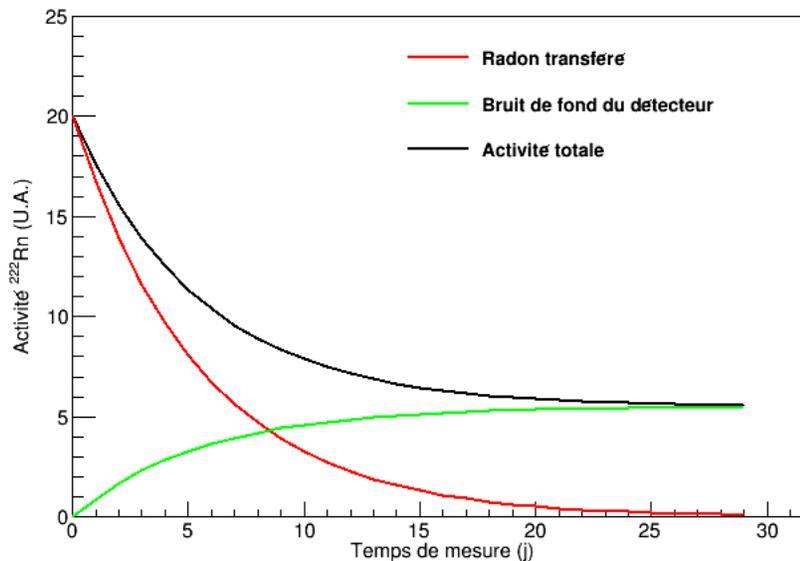


FIGURE 4.11: Evolution de l'activité en Radon dans le détecteur électrostatique 1 après transfert du gaz de la grande chambre d'émanation. L'activité est représentée avec une échelle arbitraire.

sont maîtrisées et n'induisent aucune incertitude sur la validité d'une mesure, même si beaucoup de problèmes ont été rencontrés.

4.4.2 Petite chambre d'émanation

Le développement du second dispositif de mesure d'émanation de Radon a démarré au CENBG en janvier 2015. Le principe de mesure est très similaire à celui de la grande chambre d'émanation mais est plus adapté à des échantillons de petite taille. En effet, nous avons déterminé dans la section précédente que la sensibilité du premier dispositif est limitée par le fait que seule une fraction du Radon émané ($\sim 9\%$) est transféré. Minimiser cet effet est l'objectif principal de ce nouveau système.

4.4.2.1 Description

Le dispositif dont il est question ici repose, comme le précédent, sur l'association d'une chambre d'émanation et d'un détecteur de Radon. Les éléments le constituant sont donc similaires, pour la plupart, à ceux décrits en section 4.4.1.1 :

- **Une petite chambre d'émanation** : il s'agit d'une cuve cylindrique en acier inoxydable comparable aux éléments utilisés sur des lignes de faisceau d'accélérateurs de particules maintenues sous vide, de type UHV (Ultra High Vacuum). Il est isolé de l'air extérieur par deux flanges du même matériau sur chacune des faces du cylindre. Leur fermeture est assurée, par deux joints circulaires en cuivre (un pour chaque flange), particulièrement adaptés pour isoler



FIGURE 4.12: Photographie de la petite chambre d'émanation (à gauche) associée à un manomètre (en haut) et au détecteur de Radon 2 (à droite).

parfaitement le contenu de la chambre. Ce type de joint est en effet souvent utilisé pour atteindre des niveaux de vide poussés dans de tels volumes, réduisant drastiquement le risque de fuite. Le volume de la chambre est de 6,8 L et sa connexion au reste du dispositif est assurée par deux tuyaux d'acier percés dans l'une des deux flanges.

- **Un détecteur électrostatique** : ce détecteur, nommé détecteur 2, est composé des mêmes éléments que le détecteur 1 et possède aussi un volume de 70 L.
- **Une pompe à vide** : la même pompe est utilisée pour les deux dispositifs.
- **Une bouteille de gaz** : ici aussi l'émanation d'un échantillon se fait dans de l'azote fourni par une bouteille pouvant contenir 10 m³ sous pression. L'azote utilisé ici est néanmoins de plus grande pureté que celui employé pour la grande chambre étant donné que le principe de mesure varie légèrement. Il s'agit d'une bouteille Alphagaz de type 1 de 50 L, fournie par la société Air Liquide et remplie de 9,4 m³ d'azote dont la pureté est donnée en parties par million (ppm) pour différentes molécules : H₂O < 3 ppm, O₂ < 2 ppm, et C_nH_m < 0,5 ppm,
- **Un manomètre** adapté à des mesures de pression entre 0,05 et 2 bars.
- **Un ensemble de vannes et de tubes.**

Ces différents constituants sont illustrés sur la figure 4.12. Leur association est représentée schématiquement par la figure 4.13. Cette organisation permet la mesure du taux d'émanation d'échantillons de petite taille par le suivi d'un protocole que nous allons maintenant décrire.

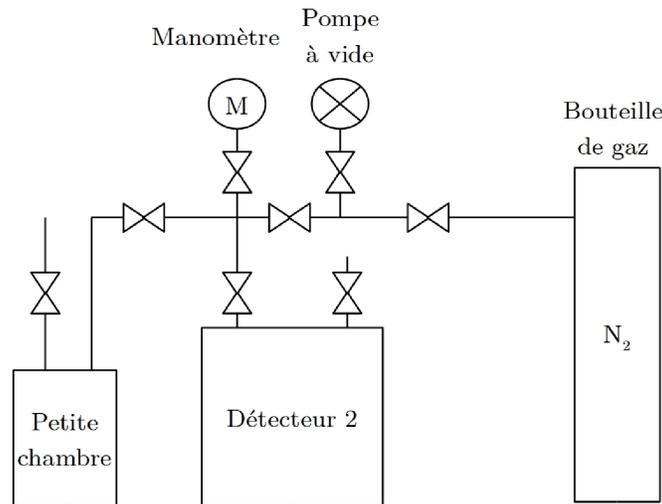


FIGURE 4.13: Représentation schématique du dispositif de la petite chambre d'émanation.

4.4.2.2 Principe de mesure

Afin de caractériser l'émanation en Radon d'un échantillon de petite taille, moins adapté à la grande chambre, le dispositif décrit ici est employé en respectant les étapes suivantes.

Mise en place de l'échantillon

Après la mise en place de l'échantillon par le haut de la chambre, celle-ci est fermée à l'aide d'une flange fixée par 20 vis. Comme précédemment, la chambre est vidée en la connectant à la pompe à vide par l'ouverture de trois vannes.

Le plus souvent, le volume est vidé puis rempli plusieurs fois d'azote pur provenant de la bouteille sous pression. Cette répétition a pour but de s'assurer qu'aucune contamination résiduelle, comme du Radon, de l'humidité ou de l'alcool n'est présente dans le gaz de la chambre. En effet, comme lors des mesures avec la grande chambre d'émanation, les échantillons sont nettoyés à l'aide d'éthanol.

Emanation dans la petite chambre

A l'instant $t = 0$ du remplissage de la chambre, les phénomènes intervenant à l'intérieur de celle-ci sont les mêmes que ceux décrits pour la grande chambre :

- l'émanation en Radon de l'échantillon débute : $A_{em}(t)$.
- les résidus de Radon pouvant encore être présents dans le gaz à $t = 0$ commencent à décroître : $A_{N_2}(t)$.
- du Radon considéré comme bruit de fond peut contaminer le volume de gaz : $A_{Bdf}^C(t)$. Il peut provenir d'une fuite éventuelle, même si cela reste peu probable, ou de l'émanation en Radon d'un des matériaux de la chambre. Cette composante est cependant attendue comme étant

minime compte tenu de la taille de la petite chambre d'émanation et du fait qu'elle est en acier inoxydable, matériau radiopur.

L'activité totale de Radon $A_{tot}(t)$ présente dans la petite chambre lors de l'émanation est décrite dans ce cas de la même manière que pour la grande chambre et se définit aussi par l'équation 4.4.4, incluant une fois de plus les termes $A_{em}(t)$, $A_{N_2}(t)$ et $A_{Bdf}^C(t)$. De plus, le graphique en figure 4.10 illustre aussi bien l'évolution de ces contributions que celles présentes dans la grande chambre.

Dans ce cas, le temps d'émanation ne doit pas nécessairement être aussi long que pour le dispositif précédent et ce pour deux raisons :

- la quasi-totalité de l'azote et donc du Radon est transféré dans le détecteur du fait des volumes en jeu (6,8 et 70 L). Nous avons donc une bonne sensibilité de mesure, même pour quelques jours d'émanation,
- le type d'azote utilisé (AlphaGaz de type 1) est plus pur en Radon. L'activité est inférieure à $0,5 \text{ mBq.m}^{-3}$ (voir section 4.7) et donc négligeable pour nos mesures. Il n'est alors pas nécessaire d'attendre sa décroissance.

L'activité en Radon présente dans la chambre après ce temps est toujours définie par l'équation 4.4.5.

Transfert du Radon émané vers le détecteur

Cette étape est identique à celle effectuée pour la grande chambre. Après transfert, la pression s'équilibre dans les deux volumes (chambre et détecteur 2) et atteint 90 mbar. La fraction de gaz transféré attendue est de 91 % mais la fraction exacte de Radon transféré reste inconnue. Cet effet sera pris en compte en section 4.6 et est illustré ici aussi par le terme f_{trans} .

Au moment du transfert, le manomètre est utilisé pour s'assurer de l'équilibre des pressions entre chambre et détecteur. Le protocole peut alors être varié suivant le type de mesure désiré :

- une fois l'équilibre de pression atteint, le détecteur est isolé afin de pouvoir débiter la mesure. Cette dernière s'effectuera donc dans un détecteur en sous-pression, plus exactement à 90 mbar.
- le détecteur est isolé de la chambre puis est rempli d'azote pur, provenant de la bouteille AlphaGaz, jusqu'à atteindre la pression atmosphérique. Il est ensuite fermé et la mesure peut démarrer.

Ce choix de protocole est une des différences principales par rapport aux étapes suivies pour la grande chambre d'émanation. Dans le premier cas, aucune autre contribution que celle de la chambre n'est apportée dans le détecteur, aucun volume de gaz potentiellement contaminé n'est ajouté.

Dans le second cas, la mesure est effectuée dans des conditions usuelles pour un tel détecteur, c'est-à-dire avec de l'azote à pression atmosphérique mais avec un risque potentiel d'apport de Radon dû à l'azote. En effet, les mesures faites en sous-pression n'ont pas été envisagées pour la grande chambre et le comportement du détecteur n'est pas connu dans ces conditions.

Mesure de l'activité de Radon émané

L'activité A_{trans} de Radon dans le détecteur à la fin du transfert (t_{trans}) est toujours définie par l'équation 4.4.6 dans le cas d'une mesure à basse pression. Cependant, si de l'azote est injecté dans le détecteur, une nouvelle contribution provenant de la bouteille doit être prise en compte. Elle

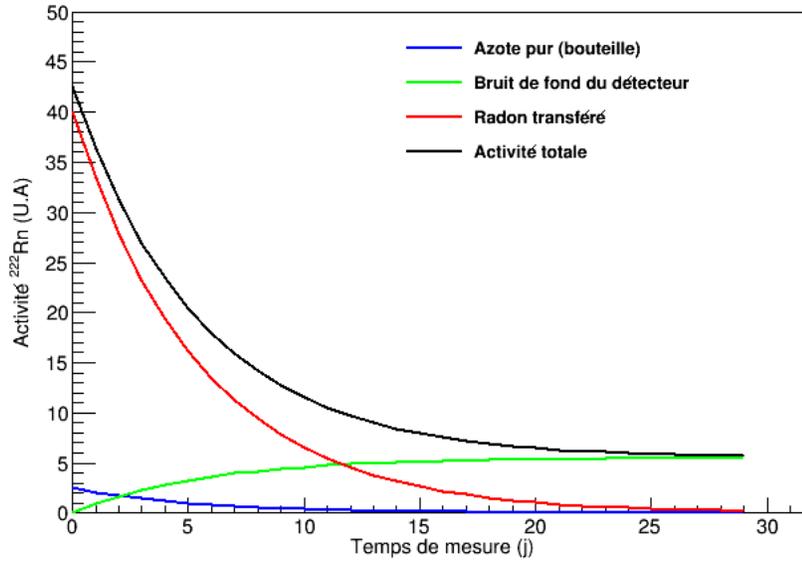


FIGURE 4.14: Evolution de l'activité en Radon dans le détecteur 2 après transfert du gaz de la petite chambre d'émanation ainsi que remplissage d'azote pur. L'activité est représentée avec une échelle arbitraire.

est notée A_{bout} et est attendue comme étant minimale compte tenu de la pureté de l'azote utilisé. L'équation 4.4.6 devient alors :

$$A_{trans} = f_{trans} \times (A_{em} + A_{Bdf-eq}^C)(1 - e^{-\lambda t_{trans}}) + A_{bout} \quad (4.4.8)$$

Les phénomènes occurring alors dans le détecteur 2 sont les mêmes que ceux décrits pour le détecteur 1 dans le cas du premier dispositif. Le Radon provenant de la petite chambre (et éventuellement de la bouteille) commence à décroître instantanément après le transfert alors que le Radon constituant le bruit de fond du détecteur croît suivant une loi exponentielle vers une valeur d'équilibre A_{Bdf-eq}^D . L'activité en Radon mesurée par le détecteur, $A_{det}(t)$, est donc une fois de plus définie par l'équation 4.4.7 pour une mesure à basse pression et doit être corrigée pour le second protocole :

$$A_{det}(t) = A_{Bdf-eq}^D(1 - e^{-\lambda t}) + (A_{trans} + A_{bout})e^{-\lambda t} \quad (4.4.9)$$

Dans ce cas, l'évolution de l'activité en Radon dans le détecteur 2 est illustrée par le graphique en figure 4.14. Pour une mesure à basse pression, aucune contribution n'est ajoutée après transfert et l'évolution de l'activité est donc similaire à la représentation faite en figure 4.11.

D'après les équations 4.4.7 ou 4.4.9, suivant le protocole employé, le taux d'émanation de l'échantillon placé dans la petite chambre peut donc être calculé dans la mesure où toutes les contributions autres que celle de l'émanation du matériau sont connues.

Le principe de mesure pour la petite chambre d'émanation ne diffère donc que très peu de celui

de la grande chambre. Le changement principal est qu'une plus grande quantité de Radon provenant de l'émanation de l'échantillon est mesurée, permettant *a priori* d'atteindre une meilleure sensibilité de mesure. Cependant, seules des pièces de petite taille peuvent être caractérisées. Chaque dispositif a donc ses spécificités et l'ensemble des deux permet une grande flexibilité quant au type de matériau dont il est possible de déterminer le taux d'émanation. Les protocoles décrits ci-dessus sont donc toujours effectués en prenant soin de ne jamais polluer les échantillons et de les conserver dans des conditions propres. L'emploi de gants en latex et éventuellement de combinaisons ainsi que des nettoyages réguliers à base d'éthanol des chambres d'émanation et des échantillons sont donc indispensables.

Les deux dispositifs sont basés sur l'utilisation de deux détecteurs électrostatiques très similaires que nous allons maintenant décrire plus en détails.

4.5 Détecteurs électrostatiques

Les deux détecteurs de Radon associés aux dispositifs d'émanation ont été développés initialement pour l'expérience Super Kamiokande située au laboratoire souterrain de Kamioka au Japon. Cette expérience est dédiée à la mesure du flux de neutrinos solaires et atmosphériques et utilisent la technique Cerenkov avec 50000 tonnes d'eau purifiée. Elle nécessite donc une réduction du bruit de fond dû au Radon dans l'eau jusqu'à une activité d'environ 2-3 mBq.m⁻³ [81]. Dans cette section, après description de ces détecteurs, nous nous pencherons sur leur principe de fonctionnement.

4.5.1 Description des détecteurs

Comme indiqué précédemment, les deux détecteurs électrostatiques comprennent chacun une cuve de 70 L en acier inoxydable ainsi que deux vannes d'entrée et de sortie permettant le transfert d'un gaz à mesurer. La figure 4.15 donne une vue schématique d'un tel détecteur.

Ces détecteurs sont constitués de peu d'éléments. Au centre de la partie supérieure est placée une photodiode silicium, de dimensions 18 × 18 × 1,2 mm³, enchâssée dans un support en céramique de 25 × 25 × 2,5 mm³ comme le montre la figure 4.16. Une tension de -1500 V est appliquée entre la cuve en acier et la photodiode et produit un champ électrique dirigé vers cette dernière.

Lorsque le Radon contenu dans le gaz présent dans la cuve décroît, il produit des descendants émetteurs α de faible demi-vie, principalement dans un état de charge positif ($\sim 90\%$). Sous l'influence du champ électrique, ces derniers migrent vers la surface de la photodiode et s'y déposent. Ils vont alors décroître à leur tour et émettre des particules α qui seront détectées par la photodiode. La mesure de Radon ne se fait donc pas par la détection directe du ²²²Rn mais par celle des particules α émise par ses descendants. Lors de cette détection, un signal électrique est émis par la photodiode et transmis à une chaîne d'acquisition. L'électronique associée est standard et comprend un préamplificateur, un amplificateur et un codeur couplé à un ordinateur.

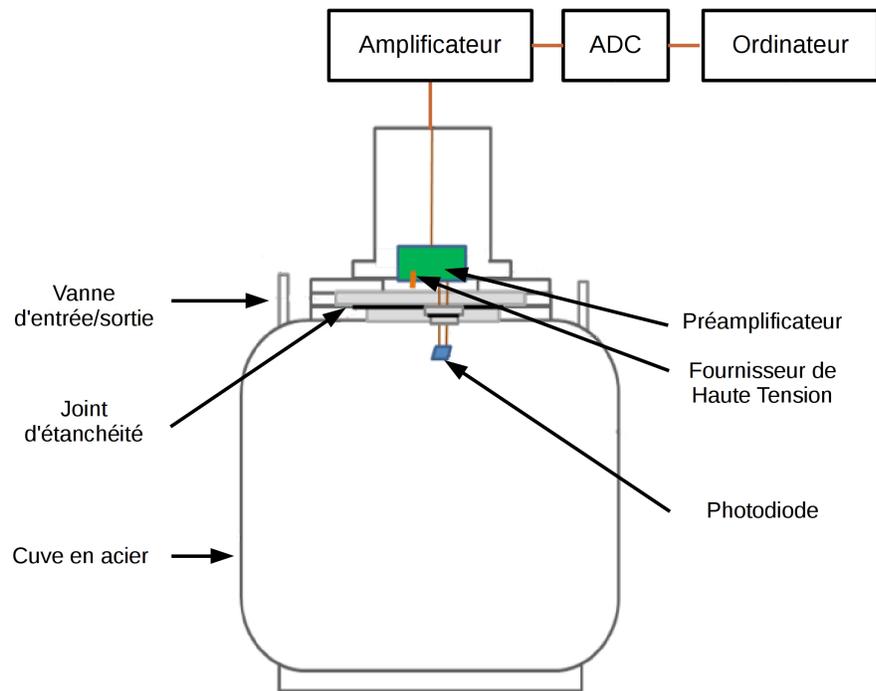


FIGURE 4.15: Représentation schématique d'un détecteur de Radon.

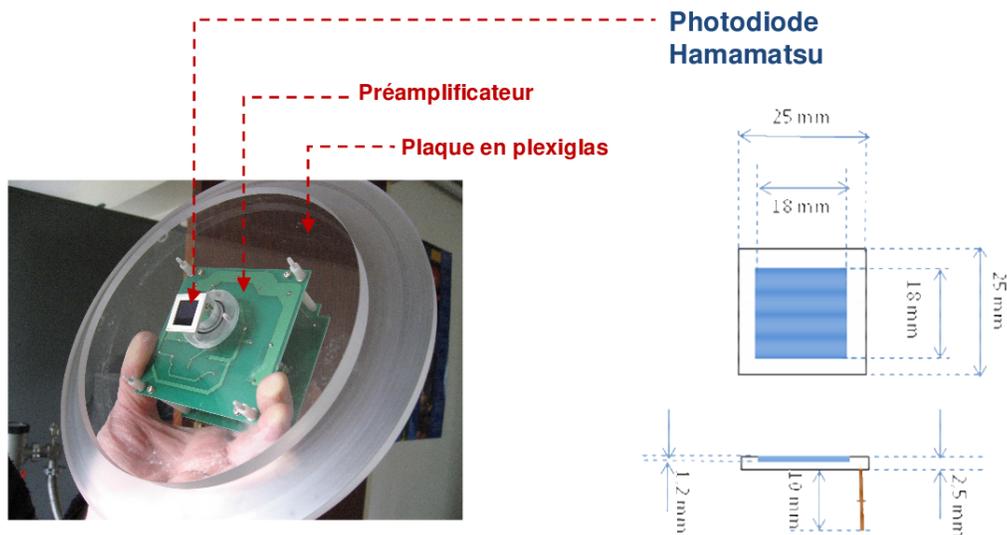


FIGURE 4.16: Photographie (à gauche) et représentation schématique (à droite) de la photodiode silicium et de son support en céramique [75].

4.5.2 Principe de détection par spectroscopie α

4.5.2.1 Migration des descendants du Radon

Le premier descendant du ^{222}Rn est le ^{218}Po . Il se désintègre par radioactivité α avec une demi-vie de 3,05 minutes. Lorsqu'il est produit par le Radon dans le détecteur, il est ionisé positivement et subit donc l'influence du champ électrique. Deux phénomènes peuvent alors se produire :

- il migre jusqu'à la photodiode sur laquelle il se dépose. Cela représente une quantité d'atomes de ^{218}Po équivalente à une fraction f_1 des atomes de Radon ($f_1 \leq 1$).
- il ne migre pas jusqu'à la photodiode (car neutralisé avant ou désintégré) : il ne pourra donc pas être détecté. Cela représente une fraction $1 - f_1$ des atomes de Radon.

La détection du ^{218}Po n'est ainsi possible que pour une fraction f_1 d'entre eux. Ces noyaux de ^{218}Po déposés sur la photodiode se désintègrent à leur tour et produisent indirectement des noyaux de ^{214}Po (voir figure 4.17) qui, étant déjà déposés sur la photodiode, peuvent être détectés. Ces derniers représentent la même fraction f_1 des atomes de Radon. *A priori*, autant de noyaux de ^{218}Po que de ^{214}Po peuvent donc être détectés. Or, les atomes de ^{218}Po n'ayant pas migré vers la photodiode se désintègrent aussi en ^{214}Po . Ces ions étant aussi chargés positivement, certains d'entre eux migrent vers la photodiode sur laquelle ils se déposent. Ces derniers représentent une fraction f_2 des atomes de ^{218}Po n'ayant pas migré. Nous en déduisons donc que $f_2 < 1 - f_1$. Pour conclure, sont déposés sur la photodiode une fraction f_1 d'atomes de ^{218}Po et une fraction $f_1 + f_2$ d'atomes de ^{214}Po . Le détecteur est donc plus sensible aux noyaux de ^{214}Po qu'aux noyaux de ^{218}Po . Ceci est illustré par la figure 4.17 qui représente deux scénarios possibles de la collection des ions $^{218}\text{Po}^+$ et $^{214}\text{Po}^+$. En effet, le fait que seule une part des atomes de ^{218}Po (f_1) et de ^{214}Po ($f_1 + f_2$) ne migre jusqu'à photodiode peut s'expliquer par deux phénomènes principaux.

En premier lieu, le champ électrique "entraîne" les ions $^{218}\text{Po}^+$ et $^{214}\text{Po}^+$ selon des lignes de champs, convergeant en théorie vers la photodiode. Néanmoins, un manque de précision au niveau de ces lignes tout comme une inhomogénéité dans le champ peut impliquer que certains ions ne terminent pas leur chemin sur la photodiode. Dans ce cas, leur trajet se termine plutôt au delà de cette dernière ou sur son support. Notons que lorsque cet effet s'applique à un atome de ^{218}Po , le ^{214}Po qui en sera issu ne se situera pas dans le gaz et ne pourra pas non plus être déposé sur la photodiode.

En second lieu, la présence d'humidité ou l'alcool peut neutraliser les ions $^{218}\text{Po}^+$ et $^{214}\text{Po}^+$ de façon à ce qu'ils ne soient plus sensibles au champ électrique. En effet, les ions $^{218}\text{Po}^+$ et $^{214}\text{Po}^+$ sont très réactifs et peuvent donc aisément se combiner avec un électron peu lié du gaz (H_2O ou groupement alcool -OH). Ils deviennent alors neutres et ne peuvent atteindre la photodiode : ils ne sont donc pas détectés.

Cependant, dans le cas d'un ion $^{218}\text{Po}^+$ qui se neutralise dans la cuve, les désintégrations successives du noyau (selon la chaîne du ^{222}Rn) vont continuer à avoir lieu. Sera alors produit un ion $^{214}\text{Po}^+$, provenant d'un atome de ^{218}Po neutralisé. Cet ion aura alors une chance supplémentaire d'être entraîné par le champ jusqu'à la photodiode. Il s'agit là de la raison pour laquelle ce type de détecteur électrostatique possède une efficacité de détection supérieure pour le ^{214}Po comparé au ^{218}Po .

Ces différents effets expliquent pourquoi l'efficacité de collection des ions $^{218}\text{Po}^+$ ou $^{214}\text{Po}^+$ est forcément inférieure à 100 %.

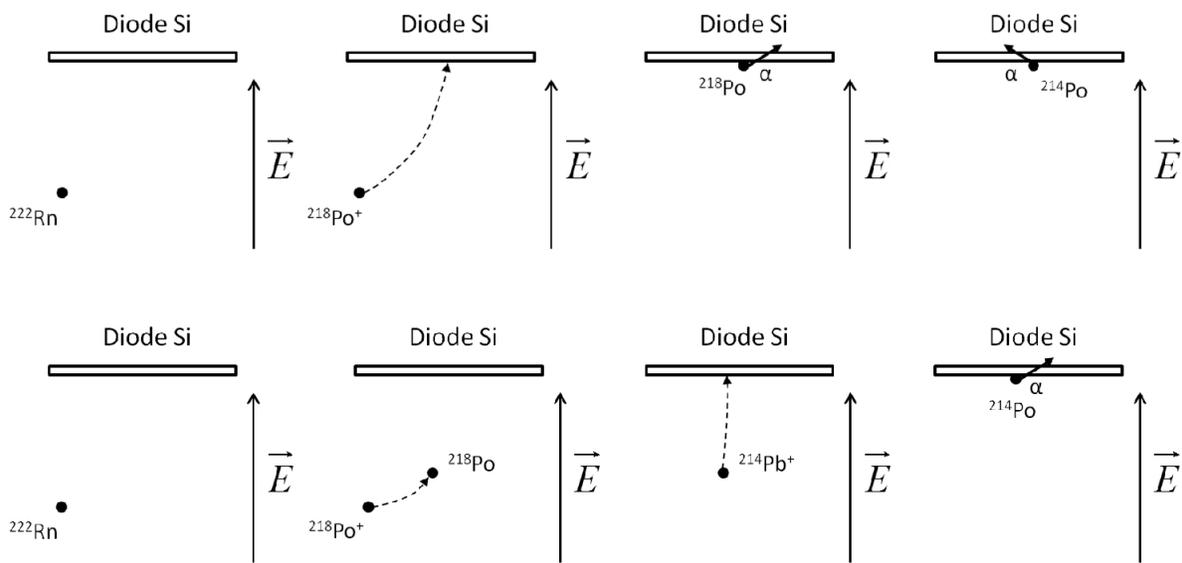


FIGURE 4.17: Représentation schématique de la collection des descendants du Radon sur la photodiode d'un détecteur électrostatique. En haut : l'ion $^{218}\text{Po}^+$ est collecté sur la photodiode grâce au champ électrique \vec{E} , puis se désintègre en ^{214}Pb et en ^{214}Po à la surface de celle-ci. En bas : l'ion $^{218}\text{Po}^+$ est neutralisé dans le détecteur, se désintègre en $^{214}\text{Pb}^+$ qui est collecté sur la photodiode grâce au champ \vec{E} puis décroît en ^{214}Po .

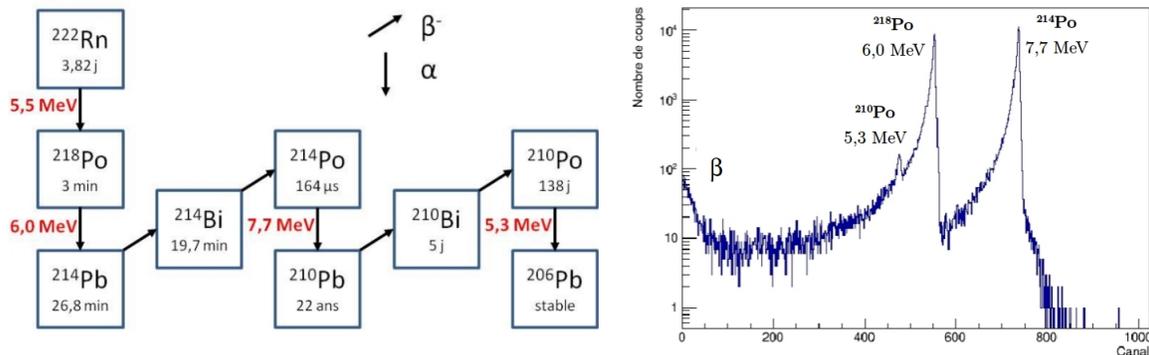


FIGURE 4.18: Chaîne de décroissance du ^{222}Rn faisant apparaître les énergies des particules α émises (à gauche). Exemple d'un spectre en énergie en échelle semi-logarithmique de particules α issues des descendants du Radon, obtenu à partir de la détection de Radon émané d'une source de Radium (à droite).

4.5.2.2 Détection des descendants du Radon

Lorsque des descendants du Radon sont déposés sur la photodiode, ils se désintègrent en émettant des particules α . Ces particules α ont une énergie caractéristique du noyau dont elles sont issues comme le montre la chaîne de désintégration de la figure 4.18. Considérant leur émission comme isotrope, le fait que les noyaux de Polonium se déposent en surface de la photodiode implique que seules 50 % de ces particules peuvent interagir avec elle. Notons que comme la collection des noyaux est inférieure à 100 %, l'efficacité d'un détecteur électrostatique est forcément inférieure à 50 %.

Après émission, les particules α interagissant avec la photodiode y déposent la totalité de leur énergie, du fait d'une épaisseur suffisante de 1,2 mm. Un signal électrique proportionnel à l'énergie déposée est alors produit puis traité par la chaîne d'acquisition avec un exemple de spectre en énergie présenté en échelle semi-logarithmique en figure 4.18. Nous y voyons très nettement les pics α de 6,0 MeV du ^{218}Po et de 7,7 MeV du ^{214}Po . Le fait que ce dernier soit plus intense témoigne bien de la plus grande sensibilité du détecteur au ^{214}Po .

La désintégration du ^{214}Po entraîne la production de ^{210}Pb . Ce dernier possède une demi-vie de 22 ans, longue par rapport à celle du ^{222}Rn . Au cours des mesures successives faites par le détecteur, il a donc tendance à s'accumuler sur la surface de la photodiode. Il décroît alors en ^{210}Po qui émet un α de 5,3 MeV, visible sur le spectre de la figure 4.18. Cependant, étant le produit d'une accumulation, le pic de 5,3 MeV ne peut pas être relié à la quantité de Radon présente dans le détecteur. Cela n'est possible qu'avec les descendants de faible demi-vie. Enfin, à très basse énergie, la remontée est due aux électrons issus des décroissances β^- de la chaîne du Radon (^{214}Pb et ^{214}Bi).

4.5.2.3 Efficacité de détection

A partir du nombre de coups pour chaque pic α (N_{α}^{214} et N_{α}^{218}) déduits du spectre en énergie et du temps d'acquisition t_{acq} , nous pouvons déterminer les nombres de désintégrations par seconde

des noyaux de ^{214}Po et ^{218}Po déposés sur la photodiode (τ_{Po}^{214} et τ_{Po}^{218}). Le calcul de ces taux de désintégration se fait alors en appliquant un facteur d'efficacité géométrique ε_{geom} , dû à l'émission isotrope des α décrite plus tôt :

$$\tau_{Po}^i = \frac{N_{\alpha}^i}{\varepsilon_{geom} \times t_{acq}} \quad (4.5.1)$$

avec $i = 214, 218$. De plus, la totalité du Radon se désintégrant en ^{218}Po puis en ^{214}Po , les nombres τ_{Po}^{214} et τ_{Po}^{218} sont quant à eux proportionnels à l'activité du Radon présent dans le détecteur : $A(^{222}\text{Rn})$. Le facteur de proportionnalité représente l'efficacité de collection sur la diode, différent pour le ^{214}Po et le ^{218}Po (ε^{214} et ε^{218}). L'activité de Radon dans le détecteur se calcule donc de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A(^{222}\text{Rn}) &= \frac{\tau_{Po}^i}{\varepsilon^i} \\ A(^{222}\text{Rn}) &= \frac{N_{\alpha}^i}{\varepsilon^i \times \varepsilon_{geom} \times t_{acq}} \end{aligned} \quad (4.5.2)$$

avec $i = 214, 218$. Le produit des deux efficacités ε_{geom} et ε^i représente l'efficacité totale du détecteur pour chaque pic α . Elles se notent $\varepsilon(^{214}\text{Po})$ et $\varepsilon(^{218}\text{Po})$ avec $\varepsilon(^{214}\text{Po}) > \varepsilon(^{218}\text{Po})$. Cela est dû à la plus grande fraction de noyaux de ^{214}Po collectés sur la photodiode. Pour cette raison, nous utilisons plutôt le pic à 7,7 MeV du ^{214}Po lors des mesures.

La connaissance de ces efficacités est donc le seul élément nécessaire pour calculer l'activité en Radon dans le détecteur à partir d'un spectre en énergie des particules α . La détermination de ces activités constitue l'objectif de la section 4.6.

4.5.3 Bruit de fond et sensibilité des détecteurs

Lors d'une acquisition, seule l'efficacité du détecteur électrostatique employé est un paramètre nécessaire pour calculer la quantité de Radon présente dans ce détecteur. Cependant, il est nécessaire de réaliser une mesure de bruit de fond pour distinguer le Radon provenant du gaz transféré de celui provenant du détecteur lui même.

Le bruit de fond du détecteur est attendu constant à l'équilibre. En effet, comme décrit dans le principe de mesure, il peut provenir de l'émanation des composants du détecteur (cuve, électronique...), d'une fuite ou d'une diffusion éventuelle, possibles notamment au niveau du joint d'étanchéité. Afin de maîtriser le bruit de fond du détecteur, il est donc nécessaire de :

- maintenir la température du dispositif constante, l'émanation des composants étant un phénomène sensible à ce paramètre.
- s'assurer de l'étanchéité du détecteur à l'air et donc au Radon.

La première mesure de contrôle est assurée par l'installation des détecteurs électrostatiques 1 et 2 dans la plateforme PRISNA du CENBG, où la température est stabilisée à 21 ± 1 °C grâce à une climatisation.

L'étanchéité est assurée quant à elle par un joint de caoutchouc. Néanmoins, ce type de détecteur a été développé pour fonctionner à des pressions avoisinant la pression atmosphérique. Il a donc été

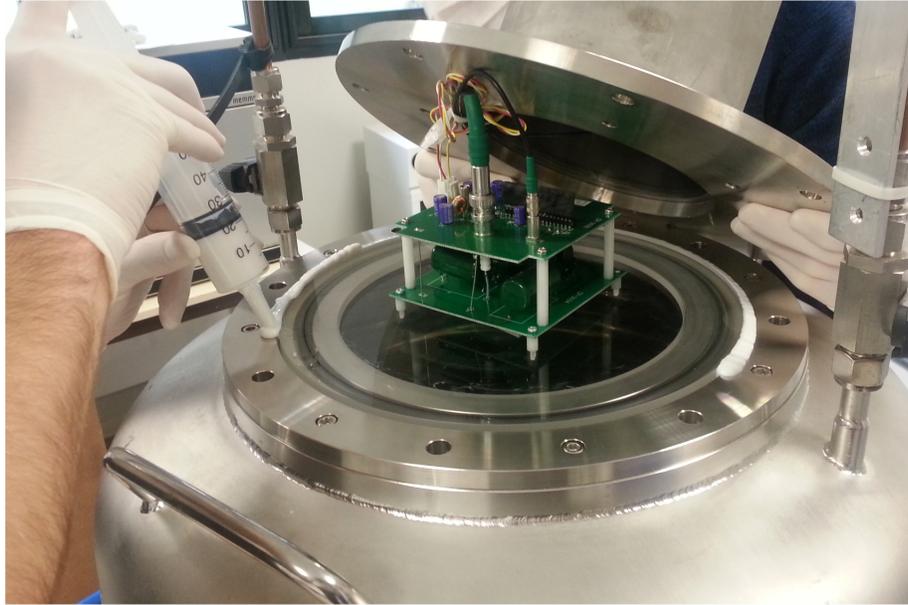


FIGURE 4.19: Photographie prise lors du scellage du détecteur 1 fait en appliquant de la colle de type SBR au niveau du joint d'étanchéité.

décidé de sceller les détecteurs 1 et 2 de façon plus efficace pour éviter l'apparition de fuites dans des régimes de pression différentes, comme lors de mesures à basse pression.

4.5.3.1 Scellage des détecteurs

Un scellage des détecteurs a donc été effectué en utilisant de la colle composée de SBR compte-tenu de son faible coefficient de diffusion de $0,84 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ [84]. Cette colle est particulièrement adaptée à cette application car, contrairement à d'autres types de polymères, elle est étanche au Radon. Cette propriété a notamment été testée grâce au dispositif de mesure de diffusion présenté en section 4.2.

Le protocole de scellage a consisté en l'application de la colle au niveau de la portée de joint des détecteurs, visible sur la figure 4.15. La procédure est illustrée par la figure 4.19. De plus, ce scellage a nécessité l'ouverture des détecteurs électrostatiques dont la cuve n'est jamais exposée à l'air en temps normal. L'application de la colle a donc été effectuée dans des conditions propres (usage de gants, masques...) afin d'éviter toute contamination.

4.5.3.2 Mesures de bruit de fond

Il existe deux façons de déterminer le bruit de fond d'un détecteur électrostatique :

- attendre la décroissance du Radon provenant d'un échantillon, décroissance qui va tendre vers une activité constante A_{Bdf-eg}^D , représentant le bruit de fond du détecteur comme le montre la figure 4.20,

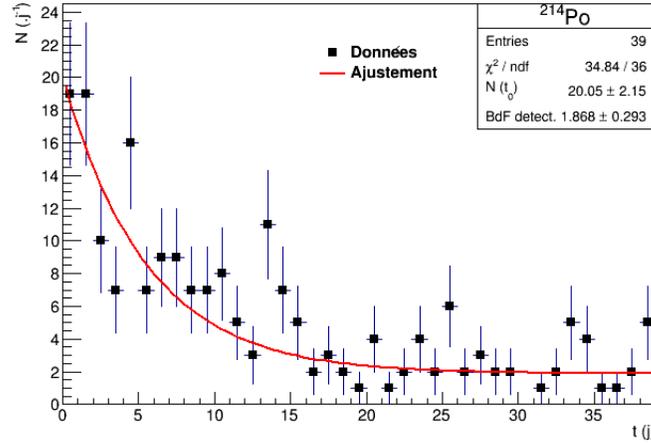


FIGURE 4.20: Mesure du bruit de fond du détecteur 1 pour le ^{214}Po .

Détecteur	$\tau_{Po}^{214}(Bdf)$ (cps.j $^{-1}$)
1	$2,77 \pm 0,40$
2	$4,30 \pm 1,31$

TABLE 4.2: Taux de comptage obtenus après les mesures de bruit de fond des détecteurs 1 et 2 pour le ^{214}Po .

- injecter de l’azote pur dans le détecteur après l’avoir préalablement vidé à une pression de quelques mbar. L’azote AlphaGaz de type 1 étant très pur en Radon, on observe une recroissance du Radon, due à l’émanation des matériaux du détecteur, vers une valeur constante A_{Bdf-eg}^D (voir figure 4.21).

La première méthode a été employée pour le détecteur 1 et la seconde l’a été pour le détecteur 2. Une fois le bruit de fond atteint, nous obtenons les taux de comptage indiqués dans le tableau 4.2. Notons que dans le cas du détecteur 1, plusieurs mesures de bruit fond ont été conduites. La figure 4.20 ne présente que l’une d’entre elles mais une combinaison des résultats est donnée dans le tableau 4.2. Le détecteur 2 ayant été mis en place plus tard au CENBG, seule une mesure de bruit de fond a été effectuée.

Nous observons alors que ces valeurs de bruit de fond représentent des taux de comptage extrêmement faibles. Pour un même isotope, seuls quelques événements par jours sont enregistrés. De plus, la figure 4.21 confirme que la contribution de l’azote pour le dispositif de la petite chambre d’émanation est minime, voire négligeable dans le cas de forts taux de comptage. Nous reviendrons sur cet aspect dans la section 4.7.

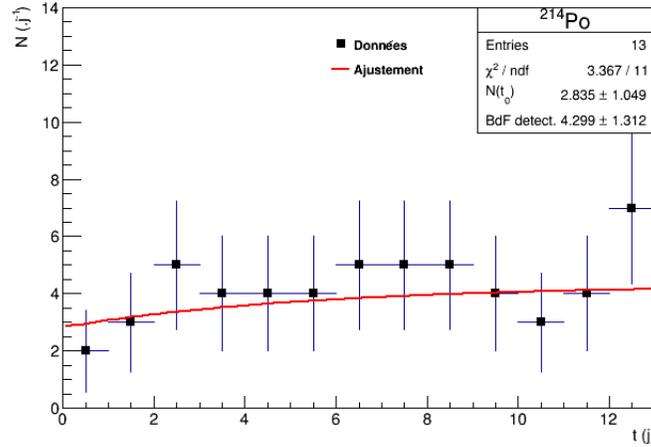


FIGURE 4.21: Mesure du bruit de fond du détecteur 2 pour le ^{214}Po .

4.5.3.3 Sensibilité des détecteurs

La sensibilité d'un détecteur électrostatique pour les mesures de Radon se définit par l'activité minimale de Radon qu'il est capable de mesurer. Cette sensibilité est dépendante de deux paramètres : l'efficacité de détection et le bruit de fond du détecteur.

En effet, lors d'une acquisition, un signal ne peut être observé que s'il se détache significativement du bruit de fond. Il nous faut alors définir quelles sont les conditions nécessaires pour qu'un taux de comptage mesuré soit considéré comme supérieur au bruit de fond, prenant en compte l'erreur sur ce dernier. Dans ce cas, nous pouvons alors affirmer que nous sommes bien en présence d'un signal et qu'une activité peut être calculée.

Afin de définir ces conditions, nous nous plaçons dans le cas d'une hypothèse où nous effectuons plusieurs mesures de gaz sans contamination de Radon : il s'agit de l'hypothèse nulle H_0 . Dans le cadre de H_0 , les différents taux de comptage mesurés $\tau_{Po}^i(\text{mes})$ seront donc proches du bruit de fond $\tau_{Po}^i(\text{Bdf})$.

Définissons maintenant le taux de comptage net comme la différence entre le taux de comptage mesuré et le bruit de fond : $\mu_{net} = \tau_{Po}^i(\text{mes}) - \tau_{Po}^i(\text{Bdf})$. Toujours en se plaçant dans H_0 , ces taux de comptage nets obtenus seront nécessairement proches de 0. Plus exactement, ces taux de comptage nets vont suivre une distribution gaussienne de moyenne $\mu_{H_0} = 0$ et d'écart type $\sigma_{H_0} = \sqrt{2(\tau_{Po}^i(\text{Bdf}) + 1)}$. A partir de cette distribution gaussienne, il est possible d'affirmer que, pour une mesure nulle, la probabilité d'obtenir un taux de comptage net répondant à la condition :

$$\begin{aligned} \mu_{net} &> \mu_{H_0} + k_{1-\alpha} \cdot \sigma_{H_0} \\ \mu_{net} &> k_{1-\alpha} \cdot \sigma_{H_0} \end{aligned} \quad (4.5.3)$$

est égale à α . Rappelons que le coefficient $k_{1-\alpha}$ est le fractile de risque α de la loi normale centrée

réduite avec par exemple $k_{0,68} = 1$ ou $k_{0,95} = 1,96$. Dans le cadre des calculs statistiques, la grandeur $k_{1-\alpha} \cdot \sigma_{H_0}$ est appelée le seuil de décision (SD) [85].

Si nous considérons maintenant la valeur $1,96 \cdot \sigma_{H_0}$ pour nos détecteurs, les taux de comptage nets de gaz purs y seront supérieurs dans seulement 5 % des cas. Nous choisissons donc la condition suivante : pour déterminer qu'une mesure est positive, le taux de comptage net doit être supérieur à $1,96 \cdot \sigma_{H_0}$. Selon cette définition, les détecteurs ne sont sensibles qu'aux activités induisant un taux de comptage net remplissant cette condition.

Or, pour calculer ces activités, l'efficacité des détecteurs doit être connue. En effet la sensibilité peut se noter ici :

$$S = \varepsilon \times 1,96 \cdot \sigma_{H_0} \quad (4.5.4)$$

La détermination de ces efficacités fait l'objet de la section suivante mais une première estimation peut être faite à partir de l'efficacité de $\varepsilon(^{214}Po) \sim 36$ % déterminée par la collaboration Super Kamiokande [86].

Les sensibilités pour la mesure d'une activité de Radon sont finalement de 180 μBq et 210 μBq pour les détecteurs électrostatiques 1 et 2. Considérant que ces deux détecteurs possèdent un volume de 70 L, cela donne une sensibilité ultime de 2,6 $\text{mBq} \cdot \text{m}^{-3}$ et 3,0 $\text{mBq} \cdot \text{m}^{-3}$ respectivement.

4.6 Etalonnage des dispositifs

Afin d'étalonner les deux dispositifs que nous venons de décrire de façon absolue, quatre paramètres doivent être déterminés pour chacun d'entre eux :

- l'efficacité du détecteur électrostatique,
- l'efficacité de transfert du Radon de la chambre au détecteur,
- le bruit de fond de la chambre,
- le bruit de fond du détecteur électrostatique.

Les bruits de fond peuvent être obtenus en effectuant une mesure (décrite en section 4.4) sans présence d'un échantillon dans le dispositif. Les efficacités nécessitent en revanche des étalons dont l'activité de Radon émané est connue.

Le choix de tels étalons est crucial. En effet, leurs activités doivent être suffisamment élevées afin de pouvoir négliger l'erreur statistique ainsi que le bruit de fond lors de la calibration. Ainsi, au début de la thèse, une étude a été faite sur un échantillon de billes de verre qui présentait une activité en ^{226}Ra de $\sim 5 \text{ Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$, donc potentiellement une émanation de ^{222}Rn [87]. Cependant, les résultats des mesures d'émanation ont montré des taux de comptage très faibles ne permettant pas une précision statistique suffisante. Ces billes de verre n'ont donc pas été considérées lors du choix d'un étalon.

En revanche, l'émanation d'une quantité de Radon trop importante, comme par une source de type Pylon ($A_{min} = 20 \text{ kBq}$) [88], peut aussi représenter un problème : il faut dans ce cas tenir compte du fait que ces dispositifs ont été mis en place dans l'idée de mesurer de façon optimale de faibles activités. L'extrapolation d'une grande activité à une faible activité peut être problématique.

Les étalons d'émanation choisis pour cette calibration ont donc été deux sources de ^{226}Ra similaires (source 1 et source 2). Elles consistent chacune en une petite aiguille de réveil, de l'ordre du

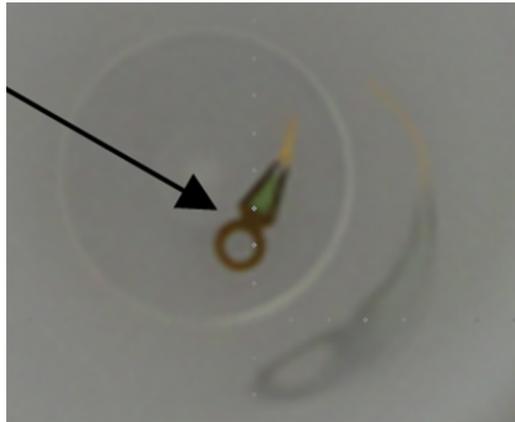


FIGURE 4.22: Photographie de la source 1 de ^{226}Ra .

millimètre, recouverte de peinture contenant du ^{226}Ra . En effet, au début du XX^e siècle, le Radium était utilisé sur les aiguilles pour ses propriétés phosphorescentes : elles étaient ainsi visibles en pleine nuit. La figure 4.22 représente une photographie de l'une de ces deux sources.

Une première mesure, effectuée dans leur laboratoire d'origine, leur attribuait des activités de l'ordre de 200 Bq, adaptées à nos besoins pour un étalonnage. Cependant, une nouvelle mesure a été considérée nécessaire, à la fois pour s'assurer qu'aucune dégradation n'ait pu affecter ces sources mais aussi pour déterminer l'activité de Radon émané pour chacune d'entre elles.

4.6.1 Caractérisation de sources d'émanation de Radon

Le besoin de caractériser ces sources implique que leur émanation en Radon doit être mesurée sans employer les dispositifs d'émanation. Une méthode originale a donc été mise au point afin de déterminer cette émanation en utilisant des spectromètres γ (détecteurs HPGe) sur la plateforme PRISNA, déjà présentée en section 2.3.1.2.

4.6.1.1 Principe de mesure d'émanation avec un détecteur HPGe

La méthode de mesure d'émanation en Radon des étalons est basée sur le principe d'équilibre séculaire. Comme indiqué en section 3.2, en présence d'une source de ^{226}Ra , du Radon est produit jusqu'à atteindre une activité $A(^{222}\text{Rn})$ égale à l'activité de la source $A(^{226}\text{Ra})$. Cet effet se vérifie aisément pour une source scellée ou solide pour laquelle le Radon ne s'échappe pas. Dans ces deux cas, les deux activités $A(^{222}\text{Rn})$ et $A(^{226}\text{Ra})$ atteignent rapidement un équilibre.

En revanche, dans le cas d'une source qui émane, une fraction du Radon, que nous noterons f_{em} , s'échappe de la source. Cette quantité de Radon émané se quantifie par une activité $A_{em}(^{222}\text{Rn})$. L'activité en Radon toujours contenue dans la source, $A_{int}(^{222}\text{Rn})$, atteint donc quant à elle un équilibre inférieur à l'activité en Radium $A(^{226}\text{Ra})$. En effet, une part du Radon n'est plus contenue dans la source. A l'équilibre, les activités en Radon atteignent donc les valeurs suivantes :

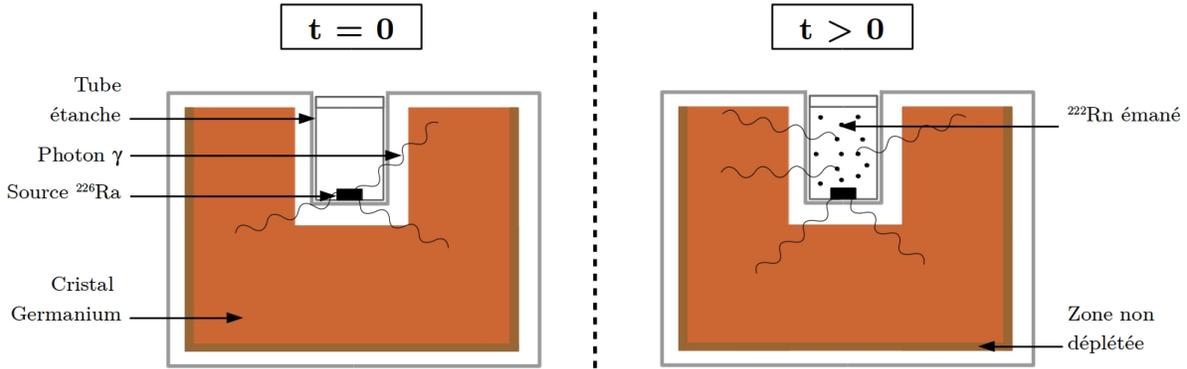


FIGURE 4.23: Schéma de la mesure par spectrométrie γ d'une source de ^{226}Ra avant (à gauche) et après (à droite) émanation de ^{222}Rn dans un tube hermétique, placé dans un détecteur HPGe de type puits.

$$A_{em}(^{222}\text{Rn}) = f_{em} \times A(^{226}\text{Ra}) \quad (4.6.1)$$

$$A_{int}(^{222}\text{Rn}) = (1 - f_{em}) \times A(^{226}\text{Ra}) \quad (4.6.2)$$

L'activité que nous cherchons à mesurer ici est donc celle de Radon émané $A_{em}(^{222}\text{Rn})$ pour chacune des sources.

Comme nous l'avons indiqué, la valeur d'équilibre est atteinte rapidement (quelques semaines) pour le Radon contenu dans la source. Si la source n'est pas dégradée, cette activité $A_{int}(^{222}\text{Rn})$ reste constante au cours du temps, toute comme l'activité $A(^{226}\text{Ra})$. D'après l'équation 4.6.2, la mesure de ces deux valeurs suffit à calculer la fraction d'émanation du Radon, f_{em} , et donc l'activité $A_{em}(^{222}\text{Rn})$ grâce cette fois à l'équation 4.6.1.

Or, cette mesure est possible en utilisant la spectrométrie γ . En effet, si la source est placée dans un détecteur HPGe, une analyse du spectre γ obtenu après mesure permet d'observer les raies γ du ^{226}Ra et du ^{222}Rn provenant de la source, puis de calculer les activités associées. Nous nous proposons de détailler le protocole de mesure dans la section suivante.

4.6.1.2 Spectrométrie γ sur des sources de Radium

Protocole de mesure

Un étalon d'émanation est placé dans un tube fermé et hermétique, lui même inséré dans un détecteur HPGe de type puits à un temps $t = 0$ (figure 4.23). A cet instant, les activités en ^{226}Ra et ^{222}Rn dans la source sont respectivement égales $A(^{226}\text{Ra})$ et $A_{int}(^{222}\text{Rn})$. L'activité en ^{222}Rn de l'air entourant la source (contenu dans le tube) est quant à elle négligeable, la source n'ayant pas émané dans ce volume de gaz. L'activité totale de Radon dans le tube se résume donc au terme $A_{int}(^{222}\text{Rn})$ à $t = 0$.

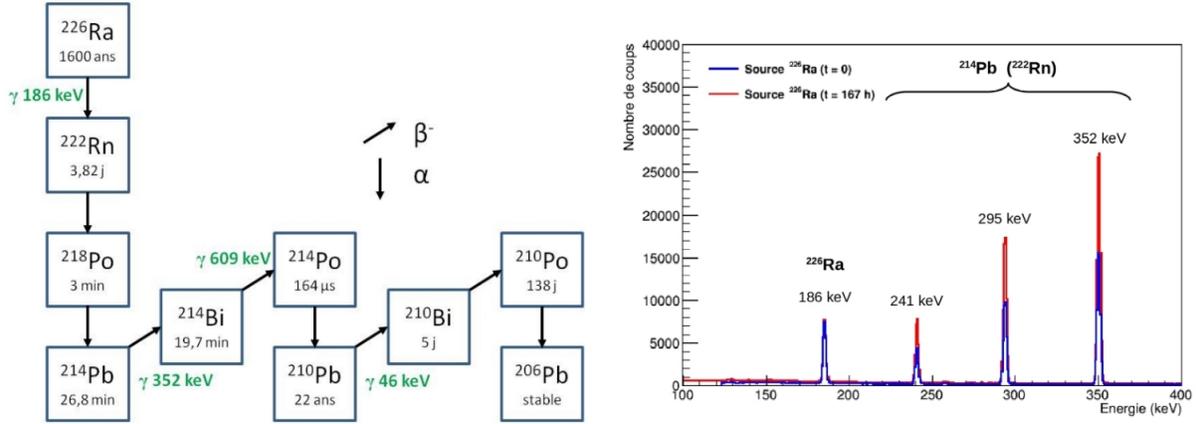


FIGURE 4.24: Chaîne de décroissance du ^{222}Rn faisant apparaître les énergies des rayonnements γ émis (à gauche). Spectre en énergie γ d'un détecteur HPGe mesurant une source de ^{226}Ra émanant du ^{222}Rn (à droite). Le spectre bleu est obtenu sans émanation de la source ($t = 0$) alors que le spectre rouge est mesuré après un temps d'émanation $t = 167$ heures. Les deux spectres sont normalisés à la même durée d'acquisition (1h).

Provenant de la source, nous nous attendons à observer une raie γ à 186 keV induite par le ^{226}Ra et diverses raies produites par les descendants directs du ^{222}Rn , présentées dans la figure 4.24. Nous considérons ici, pour illustrer la méthode, le ^{214}Pb . Cet isotope émet lors de sa désintégration plusieurs photons γ , notamment un rayonnement de 352 keV. Une partie (100 – 400 keV) du spectre en énergie γ obtenu lors de la mesure de la source à $t = 0$ est tracée en bleu sur la figure 4.24. Nous y observons bien un pic à 186 keV (^{226}Ra) ainsi qu'à 352 keV (^{214}Pb).

Rappelons que l'activité d'un isotope est déterminée par l'équation :

$$A(i) = \frac{N_\gamma}{t \times I_\gamma \times \varepsilon_\gamma} \quad (4.6.3)$$

avec :

- $A(i)$ l'activité de l'isotope i en Bq,
- N_γ le nombre d'évènements dans le pic γ considéré,
- t la durée d'acquisition en secondes,
- I_γ le rapport d'embranchement pour la raie γ ,
- ε_γ l'efficacité du détecteur pour l'énergie correspondante de la raie γ .

Notons que les efficacités ε_γ des détecteurs HPGe sont obtenues ici par simulation GEANT4, de la même manière que pour la section 3.4.3. Une mesure à $t = 0$ nous permet donc de calculer les activités $A(^{226}\text{Ra})$ et $A_{int}(^{222}\text{Rn})$ à partir des pics de 186 et 352 keV respectivement.

Après plusieurs jours de mesure ($t > 0$), ces activités $A(^{226}\text{Ra})$ et $A_{int}(^{222}\text{Rn})$ dans la source ne varient pas car la demi-vie du ^{226}Ra est de l'ordre de 1600 ans et le ^{222}Rn contenu dans la source est à l'équilibre séculaire avec lui. Nous observons d'ailleurs cet effet pour le ^{226}Ra sur les spectres normalisés en temps de la figure 4.24 où le pic à 186 keV rouge ($t > 0$) est comparable au pic

bleu ($t = 0$). Par contre, pour les pics provenant des descendants du Radon, comme à 352 keV, le spectre rouge indique une activité plus grande qu'à $t = 0$. La quantité de Radon dans le tube a donc augmenté.

En effet, durant les quelques jours de mesure, du Radon a émané de la source, son activité augmentant selon une loi exponentielle dans le volume du tube (équation 4.3.4). L'activité totale de Radon dans le tube ne se résume donc plus au Radon piégé dans la source ($A_{int}({}^{222}\text{Rn})$) : il nous faut introduire un nouveau terme décrivant le Radon ayant émané et présent de façon homogène dans le gaz du tube : $A_{em}({}^{222}\text{Rn})$. L'activité totale de Radon dans le tube à $t > 0$ est donc supérieure à celle de $t = 0$: il s'agit de la somme $A_{int}({}^{222}\text{Rn}) + A_{em}({}^{222}\text{Rn})$. Afin d'illustrer cet effet, le schéma de la figure 4.23 représente la source de ${}^{226}\text{Ra}$ dans le tube hermétique aux instant $t = 0$ et $t > 0$.

Nous observons sur ce schéma qu'il devient nécessaire de dissocier les événements Radon provenant de la source de ceux provenant du gaz car les γ associés ne seront pas détectés avec la même efficacité. En effet, le nombre d'évènements dans un pic d'un descendant du Radon à $t > 0$ est défini par l'équation :

$$N_{\gamma} = A_{int}({}^{222}\text{Rn}).t.I_{\gamma}.\varepsilon_{int\gamma} + A_{em}({}^{222}\text{Rn}).(1 - e^{-\lambda t_{em}}).t.I_{\gamma}.\varepsilon_{gaz\gamma} \quad (4.6.4)$$

avec t_{em} le temps d'émanation de la source dans le tube en s, λ la constante radioactive du ${}^{222}\text{Rn}$, $\varepsilon_{int\gamma}$ l'efficacité du détecteur pour un rayonnement γ provenant de la source et $\varepsilon_{gaz\gamma}$ l'efficacité du détecteur pour un même rayonnement provenant du Radon dans l'air du tube. L'efficacité $\varepsilon_{int\gamma}$ est obtenue simplement par simulation GEANT4 de photons γ émis isotropiquement par la source lors de la désintégration des isotopes qu'elle contient.

En revanche, pour le terme $\varepsilon_{gaz\gamma}$, il nous faut savoir de quelle façon les descendants du Radon émané, qui émettent des rayonnements γ , sont distribués. Pour ce faire, nous considérons la diffusion du Radon après émanation dans le tube. Ce dernier contenant de l'air, la longueur de diffusion du Radon est d'approximativement 2 mètres. Les dimensions du tube étant inférieures de plusieurs ordres de grandeur (rayon = 0,75 cm ; hauteur = 5 cm), nous considérons que le Radon émané est réparti de façon homogène dans l'air du tube. Le terme $\varepsilon_{gaz\gamma}$ est donc déterminé selon ces conditions en effectuant un tirage aléatoire en position dans le tube.

A partir de ces simulations et d'après l'équation 4.6.4, nous pouvons finalement déduire l'activité de Radon émanée de la source, présente dans le gaz, à tout instant de la mesure et notamment à l'équilibre où elle est égale à $A_{em}({}^{222}\text{Rn})$. Nous remarquerons que cette valeur peut être déterminée à la fois par une mesure à $t = 0$ (d'après les équations 4.6.1 et 4.6.2) ou par une mesure après plusieurs jours d'émanation (équation 4.6.4). L'avantage de posséder deux méthodes de calcul est de s'assurer de la bonne modélisation du détecteur lors des simulations permettant de déterminer les efficacités de détection.

Résultats de mesure des sources de calibration

Ce protocole de mesure a été suivi pour la mesure de l'activité de Radon émané à l'équilibre $A_{em}({}^{222}\text{Rn})$ des sources 1 et 2.

La figure 4.25 représente les activités de ${}^{226}\text{Ra}$ ($A({}^{226}\text{Ra})$) et de ${}^{222}\text{Rn}$ contenu dans le tube ($A_{int}({}^{222}\text{Rn}) + A_{em}({}^{222}\text{Rn})$) calculées au cours de la mesure de la source 1. On y observe qu'à l'instant $t = 0$, l'activité en ${}^{222}\text{Rn}$ est plus faible que l'activité en ${}^{226}\text{Ra}$. Le Radon n'a, à cet instant,

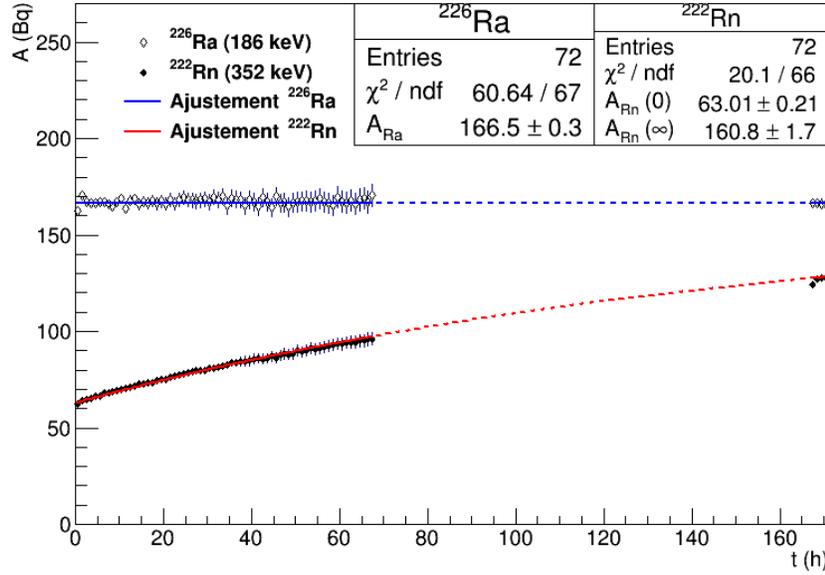


FIGURE 4.25: Evolution de l'activité de la source 1 dans un tube au cours du temps, pour le ^{226}Ra (en haut) et pour le ^{222}Rn (en bas), mesurée à l'aide d'un détecteur HPGe

pas émané de la source et nous pouvons mesurer les activités $A(^{226}\text{Ra})$ et $A_{\text{int}}(^{222}\text{Rn})$ directement. L'activité $A_{\text{em}}(^{222}\text{Rn})$ peut simplement être déduite par le calcul :

$$A(^{226}\text{Ra}) = A_{\text{int}}(^{222}\text{Rn}) + A_{\text{em}}(^{222}\text{Rn}) \quad (4.6.5)$$

Lors de la suite de la mesure, l'activité totale de Radon dans le tube, notée $A_{\text{tot}}(t)$, croît du fait de l'émanation de la source. Cette recroissance suit bien une loi exponentielle et peut être ajustée par l'équation suivante :

$$A_{\text{tot}}(t) = B + C.(1 - e^{-\lambda t_{\text{em}}}) \quad (4.6.6)$$

avec $B = A_{\text{int}}(^{222}\text{Rn})$ et $C = A_{\text{em}}(^{222}\text{Rn})$

Dans le même temps, l'activité en ^{226}Ra calculée ne varie pas au cours de la mesure ($T_{1/2} = 1600$ ans). Les différents points de mesure peuvent donc être ajustés par une simple constante D qui se définit donc par :

$$A(^{226}\text{Ra}) = D \quad (4.6.7)$$

Nous noterons que cette valeur est revérifiée 99 h après la fin de la mesure, la source étant restée dans le tube.

Même si l'équation 4.6.5 suffit à déterminer les activités que nous recherchons, elle ne se base que sur un point de mesure, obtenu à partir d'une acquisition d'une heure. Les calculs des activités

Source	$A(^{226}\text{Ra})$ (Bq)	$A_{int}(^{222}\text{Rn})$ (Bq)	$A_{em}(^{222}\text{Rn})$ (Bq)	f_{em} (%)
1	$166,5 \pm 0,3$	$63,0 \pm 0,2$	$97,5 \pm 0,7$	$58,6 \pm 0,4$
2	$207,8 \pm 5,0$	$79,9 \pm 0,8$	$127,9 \pm 5,1$	$61,66 \pm 4,6$

TABLE 4.3: Résultats des mesures par spectrométrie γ des activités en ^{226}Ra et ^{222}Rn des deux étalons d'émanation. On en déduit l'activité émanée A_{em} et la fraction d'émanation f_{em} .

se font donc à partir des ajustements des paramètres B , C et D pour la source 1. La valeur de λ est quant à elle fixée à celle de la constante radioactive du Radon ($7,55 \times 10^{-3} \text{ h}^{-1}$). Ce paramètre est d'ailleurs fixé à cette valeur dans les ajustements faisant intervenir une recroissance ou décroissance du Radon présentés dans ce chapitre.

La même mesure a par la suite été faite pour la source 2 mais avec une acquisition d'uniquement 1 h. Dans ce cas, les activités ont été déterminées à partir de l'équation 4.6.5. Les résultats de calculs d'activités sont résumés dans le tableau 4.3. Cependant, les erreurs exprimées dans ce tableau sont purement statistiques. Une erreur systématique supplémentaire doit être considérée. Cette dernière est principalement due à la précision avec laquelle les efficacités des détecteurs HPGe sont connues. Dans le cas des rayonnements γ utilisés lors de cette étude, l'erreur systématique est estimée à 6 % pour les valeurs $A_{em}(^{222}\text{Rn})$ par comparaison entre mesures et simulations GEANT4 d'échantillons d'activité connue.

Les étalons d'émanation ayant été mesurés et leurs émanations en Radon étant maintenant connues, il peuvent être employés afin de déterminer les efficacités des dispositifs d'émanation.

4.6.2 Mesure d'émanation de Radon des sources d'étalonnage

Afin de calibrer les dispositifs d'émanation, différents protocoles expérimentaux ont été mis en place. Ils se basent tous néanmoins sur le même principe : laisser émaner un étalon d'émanation d'activité connue pendant un temps contrôlé, puis transférer une partie du Radon émané dans un détecteur électrostatique.

4.6.2.1 Dispositif de la grande chambre d'émanation

- Dans le cas du dispositif de la grande chambre d'émanation, deux étalonnages ont été effectués :
- une calibration du détecteur 1 uniquement, ne considérant pas la grande cuve,
 - une calibration de l'ensemble du dispositif.

Ces deux protocoles seront abordés dans cette section.

Mesure de l'efficacité du détecteur 1

Lors de cette calibration, le dispositif est modifié et une chambre de petit volume (de l'ordre de 0,25 L) est connectée au détecteur 1 comme représenté par la figure 4.26. La source 1 est introduite dans cette chambre et y émane pendant 15 minutes. Grâce à l'équation 4.3.4, nous pouvons aisément déterminer que l'activité en Radon y est alors de 183,9 mBq.

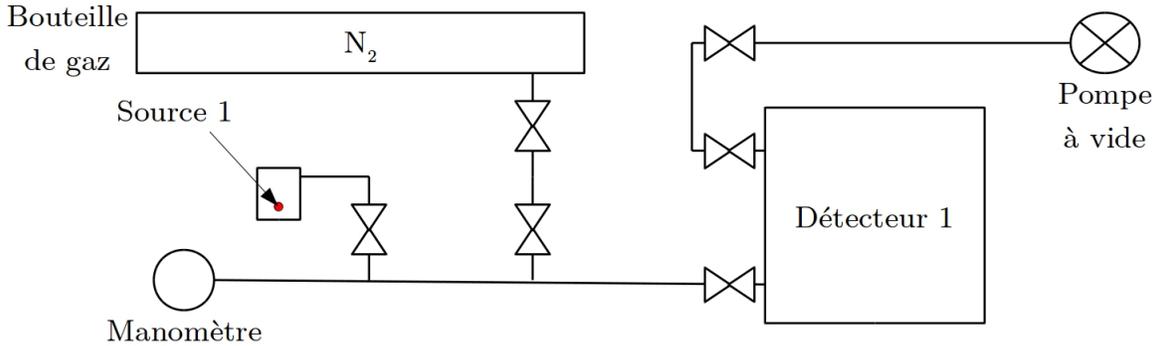


FIGURE 4.26: Schéma représentant une petite chambre d'émanation connectée au détecteur 1 pour calibration à partir d'une source de ^{226}Ra .

Dans le même temps, le détecteur 1 est vidé à l'aide de la pompe à vide jusqu'à atteindre une pression inférieure à 0,10 bar. La connexion est ensuite faite entre le détecteur et la petite chambre. Nous supposons alors que la totalité du Radon émané est transféré, par équilibrage de pression, dans le détecteur du fait des différences de volume. Le détecteur est enfin complété d'azote pour atteindre une pression de 1 bar et l'acquisition est lancée avec une sauvegarde toutes les heures. Le résultat est représenté par la figure 4.27 sur laquelle nous observons l'évolution du taux de comptage τ_{Po}^{214} pendant une mesure de 17 heures. Nous observons ici une recroissance sur les 5 premiers points, avant une décroissance, qui correspond à l'arrivée à l'équilibre séculaire des descendants du Radon comme nous l'avons vu en section 3.2.3 et sur la figure 3.4. Le taux de comptage du ^{214}Po peut alors être ajusté par l'équation 3.2.10, il s'agit de la fonction rouge sur la figure 4.27. Cet ajustement nous permet finalement d'obtenir un taux de comptage à $t = 0$, celui-ci directement image des décroissances du Radon. C'est ce taux de comptage qui est employé dans l'équation 4.5.2 et noté τ_{Po}^i , permettant de calculer l'efficacité. Le bruit de fond du détecteur est ici totalement négligeable.

Le taux de comptage ajusté est $\tau_{Po}^{214} = 176,7 \pm 1,3 \text{ cps.h}^{-1}$. Compte tenu de l'activité en Radon supposée transférée dans le détecteur, l'équation 4.5.2 permet de calculer l'efficacité de détection :

$$\varepsilon_{det1}({}^{214}\text{Po}) = 26,7 \pm 0,2 \pm 1,6\%$$

Les mêmes étapes peuvent être suivies en observant les désintégrations du ^{218}Po , dans ce cas l'efficacité obtenue est :

$$\varepsilon_{det1}({}^{218}\text{Po}) = 21,9 \pm 0,3 \pm 1,3\%$$

La différence entre les deux efficacités s'explique principalement par le fait que les atomes de ^{214}Po ont plus de chances de se désintégrer sur la photodiode, comme expliqué en section 4.5. Les deux incertitudes apparaissant dans les résultats représentent quant à elles l'erreur statistique et systématique respectivement. Pour cette dernière, l'incertitude sur la mesure de l'émanation de l'aiguille est le paramètre le plus impactant. L'efficacité déterminée ici est alors inférieure à celle mesurée lors de l'expérience Super Kamiokande. Or, il ne s'agit pas nécessairement des mêmes

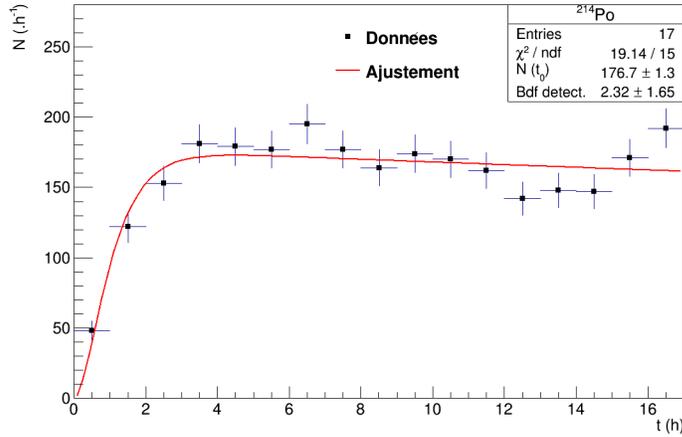


FIGURE 4.27: Taux de comptage du ^{214}Po dans le détecteur 1 en fonction du temps après transfert du gaz émané par la source 1 pendant 15 min.

détecteurs et il a été observé au sein de la collaboration SuperNEMO que les efficacités de différents détecteurs électrostatiques variaient autour d'une valeur moyenne de $\sim 30\%$.

Mesure de l'efficacité de l'intégralité du dispositif

Il nous faut ici déterminer l'efficacité de la totalité du dispositif. Dans cette optique, la chambre de 0,25 L utilisée pour la mesure précédente est connectée à la cuve d'émanation de 710 L comme illustré sur la figure 4.28.

Les étapes précédant la mesure sont alors les suivantes :

- émanation de la source 1 dans la chambre de 0,25 L remplie d'azote pendant 4 h. Le Radon atteint alors une activité de 2,85 Bq,
- cuve d'émanation et détecteur 1 vidés au cours de ces 4h,
- transfert de la totalité du Radon émané vers la cuve de 710 L par équilibrage des pressions,
- remplissage de la cuve à une pression de 1,1 bar avec une bouteille d'azote U,
- transfert de l'azote et du Radon de la cuve vers le détecteur par équilibrage des pressions.

D'après la section 4.4.1.2 et dans le rapport des volumes mis en jeu (710 L et 70 L), nous supposons à cet instant que 9,0 % des 2,85 Bq de Radon sont présents dans le détecteur, soit 256,3 mBq. Le détecteur est alors mis sous tension et le résultat de la mesure est présenté en figure 4.29. Nous remarquons sur celle-ci que l'acquisition a été interrompue après 90 heures, puis reprise 5 heures plus tard. Cet incident n'a en revanche qu'un effet négligeable sur l'exploitation des données.

D'après l'ajustement effectué, de la même façon que pour la mesure précédente, le taux de comptage τ_{Po}^{214} mesuré par la photodiode à partir du ^{214}Po est de $175,5 \pm 1,7 \text{ cps.h}^{-1}$. L'efficacité du détecteur 1 ayant été déterminée dans la sous-section précédente, nous pouvons déduire l'activité de Radon correspondante grâce à l'équation 4.5.2. L'activité en Radon mesurée est alors de $182,6 \pm 1,8 \text{ mBq}$, soit 71,2 % de l'activité attendue.

CHAPITRE 4. DÉVELOPPEMENT DE DISPOSITIFS DE MESURE D'ÉMANATION DE RADON AU CENBG POUR SUPERNEMO

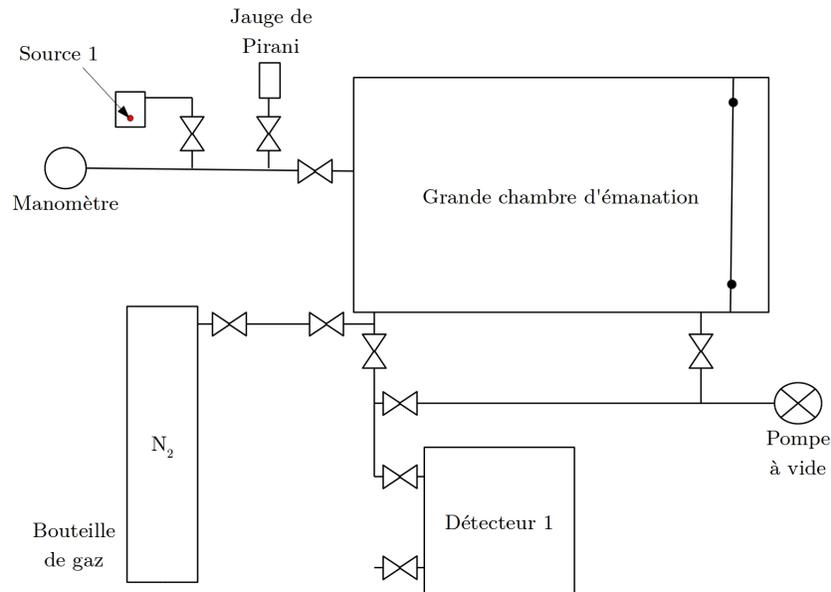


FIGURE 4.28: Schéma représentant une petite chambre d'émanation connectée à la grande chambre d'émanation pour calibration à partir d'une source de ^{226}Ra .

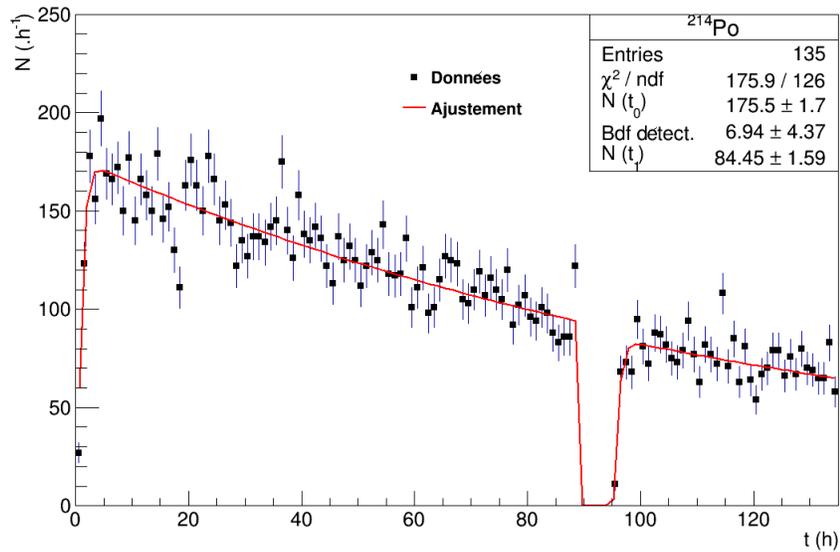


FIGURE 4.29: Taux de comptage du ^{214}Po dans le détecteur 1 en fonction du temps après transfert depuis la grande cuve du gaz émané par la source 1 pendant 4 heures. L'acquisition a été interrompue pendant 5 heures.

Isotope	τ_{Po}^i (cps.h ⁻¹)	ε_{det1} (%)	$A_{mesurée}$ (mBq)	$A_{attendue}$ (mBq)	f_{trans} (%)	ε_{disp1} (%)
²¹⁴ Po	175,5 ± 1,7	26,7 ± 0,2 ± 1,6	182,6 ± 1,8	256,3	71,2 ± 0,8	1,71 ± 0,02 ± 0,11
²¹⁸ Po	146,8 ± 1,5	21,9 ± 0,3 ± 1,3	186,2 ± 1,9		72,6 ± 0,8	1,42 ± 0,02 ± 0,09

TABLE 4.4: Tableau récapitulatif des mesures de calibration pour le dispositif de la grande chambre d'émanation.

Cette différence est ici attribuée à un fractionnement de l'azote et du Radon entre la grande cuve et le détecteur. Cet effet a été décrit en section 4.4.1.2 et est représenté par le terme f_{trans} : la fraction du Radon émané qui est effectivement transférée vers le détecteur. Le fractionnement est assez intense du fait que les tuyaux amenant le gaz de la cuve au détecteur ont un faible diamètre (≤ 10 mm) et sont longs (~ 2 m).

Prenant alors en compte la part du gaz de la cuve transférée vers le détecteur (9,0 %), le fractionnement du Radon (71,2 %) et l'efficacité du détecteur ($26,7 \pm 0,2 \pm 1,6$ % pour le ²¹⁴Po), l'efficacité globale du dispositif est donnée dans la dernière colonne du tableau 4.4. Ce dernier présente de plus l'ensemble des résultats ayant permis de calibrer la grande chambre d'émanation.

4.6.2.2 Dispositif de la petite chambre d'émanation

Dans ce cas, le dispositif étudié ici a fait l'objet de deux étalonnages :

- une calibration du dispositif à pression atmosphérique.
- une calibration du dispositif à basse pression (90 mbar).

Rappelons que nous caractérisons le dispositif à basse pression pour pouvoir effectuer des mesures sans remplir le détecteur d'azote. Le but est alors de s'affranchir de l'éventuel bruit de fond apporté par cet azote, malgré sa pureté. Les deux protocoles sont abordés au cours de cette section.

Mesure de l'efficacité du dispositif à pression atmosphérique

Dans le cadre de cette calibration, nous avons utilisé cette fois-ci la source 2 mais le protocole reste similaire à celui décrit dans la section précédente. Il est le suivant :

- émanation de la source 2 dans la petite chambre d'émanation de 6,8 L pendant un temps t_{em} . L'activité en ²²²Rn dans la chambre à cet instant est donnée par l'équation 4.3.4,
- vide du détecteur 2 durant cette émanation,
- connexion de la petite chambre et du détecteur,
- transfert de 91 % du gaz de la chambre vers le détecteur, par équilibrage des pressions,
- remplissage du détecteur à 1 bar avec une bouteille d'azote AlphaGaz de type 1.

A cet instant, l'activité de Radon présente dans le détecteur est décrite par l'équation 4.4.8. Elle représente la quantité de Radon émanée dans la chambre diminuée par la fraction transférée dans le détecteur f_{trans} qui est inconnue. Ceci ne constitue pas un problème car nous souhaitons déterminer l'efficacité globale du dispositif que nous attendons légèrement inférieure à l'efficacité du détecteur 2 seul.

Mesure	t_{em} (min)	^{214}Po		^{218}Po	
		τ_{Po}^{214} (cps.h ⁻¹)	ε (%)	τ_{Po}^{218} (cps.h ⁻¹)	ε (%)
1	123 ± 1,5	1753,0 ± 6,7	27,1 ± 0,2 ± 1,3	1479,0 ± 6,1	23,0 ± 0,1 ± 1,1
2	123 ± 1,5	1837,0 ± 5,8	28,5 ± 0,1 ± 1,4	1549,0 ± 5,4	24,0 ± 0,1 ± 1,2
3	123 ± 1,5	1891,0 ± 9,9	29,3 ± 0,2 ± 1,4	1587,0 ± 9,1	24,6 ± 0,2 ± 1,2
4	123 ± 1,5	1844,0 ± 9,8	28,6 ± 0,2 ± 1,4	1568,0 ± 9,0	24,3 ± 0,2 ± 1,2
Moyenne	-	-	28,4 ± 0,1 ± 1,5	-	24,0 ± 0,1 ± 1,3

TABLE 4.5: Résultats des mesures d'émanation de la source 2 faites à pression atmosphérique dans le cadre de la calibration de la petite chambre d'émanation. L'efficacité moyenne pondérée du dispositif apparaît en dernière ligne.

La mesure démarre et nous déterminons le taux de comptage à $t = 0$ (τ_{Po}^i). L'équation 4.5.2 permet ainsi de calculer l'efficacité du dispositif qui dépend de l'efficacité de transfert et de l'efficacité de détection.

Dans le cadre de cette étude, cette mesure a été reproduite plusieurs fois. Différentes valeurs d'efficacité ont donc été obtenues et sont indiquées dans le tableau 4.5. Ces valeurs ont finalement pu être combinées afin d'établir une efficacité moyenne pondérée pour l'intégralité du dispositif, que ce soit pour le ^{214}Po ou le ^{218}Po , qui est donnée en dernière ligne du tableau 4.5. Les erreurs systématiques dues à la mesure de l'aiguille et à l'incertitude sur le temps d'émanation sont directement reportées dans les résultats.

L'efficacité totale de 28,4 % est inférieure à celle attendue pour le détecteur seul (~ 36 %). Ceci peut ici être attribué au facteur de transfert probablement inférieur à 100 %.

La calibration reste néanmoins valide et, étant faite dans les conditions de mesure, la valeur d'efficacité obtenue est utilisée telle quelle pour le dispositif, sans chercher à isoler l'efficacité du détecteur 2 uniquement.

Mesure de l'efficacité du dispositif à basse pression

Les premières étapes de cette calibration sont les mêmes que pour celle effectuée à pression atmosphérique. Cependant, le volume du détecteur n'est cette fois-ci pas complété d'azote. Nous avons déduit en section 4.4.2.2 que la pression dans le détecteur s'équilibrait à 90 mbar après transfert.

L'efficacité du dispositif est ensuite déterminée exactement de la même manière que pour la méthode précédente. Cette mesure ayant été effectuée plusieurs fois, le tableau 4.6 présente l'ensemble des résultats obtenus ainsi que l'efficacité moyenne pondérée du dispositif.

Nous observons que ces valeurs sont inférieures aux efficacités obtenues dans le cadre de la calibration à pression atmosphérique. Elles restent néanmoins compatibles si nous prenons en compte les grandes incertitudes.

Cependant, nous pouvions nous attendre à observer une efficacité supérieure. En effet, nous avons vu en section 4.5.2.1 que la collection des isotopes de ^{214}Po et ^{218}Po pouvait être réduite par neutralisation, phénomène dû la présence d'humidité ou d'alcool dans le gaz du détecteur. Or, dans

t_{em} (min)	t_{em} (min)	^{214}Po		^{218}Po	
		τ_{Po}^{214} (cps.h ⁻¹)	ε (%)	τ_{Po}^{218} (cps.h ⁻¹)	ε (%)
1	123 ± 1,5	1662,0 ± 1,4	25,8 ± 0,1 ± 1,3	1493,0 ± 1,4	23,2 ± 0,1 ± 1,1
2	183 ± 1,5	2761,0 ± 12,5	28,9 ± 0,2 ± 1,3	2558,0 ± 12,1	26,8 ± 0,2 ± 1,2
3	63 ± 1,5	849,6 ± 4,0	25,6 ± 0,2 ± 1,5	784,3 ± 3,8	23,7 ± 0,2 ± 1,4
Moyenne	-	-	26,8 ± 0,1 ± 1,5	-	24,5 ± 0,1 ± 1,4

TABLE 4.6: Résultats des mesures d'émanation de la source 2 faites à pression de 90 mbar dans le cadre de la calibration de la petite chambre d'émanation. L'efficacité moyenne pondérée du dispositif apparaît en dernière ligne.

ce cas-ci, la quantité de gaz, et implicitement la quantité d'humidité ou d'alcool, est réduite à un minimum. Nous pouvons donc nous attendre à une suppression de l'effet de neutralisation des ions $^{214}\text{Po}^+$ et $^{218}\text{Po}^+$, ce qui implique une meilleure efficacité de collection, donc de détection.

N'ayant pas observé ce comportement, nous pouvons finalement supposer que l'azote AlphaGaz de type 1 utilisé pour les mesures à pression atmosphérique ou en sous-pression ne contient que des traces d'humidité, insuffisantes pour influencer sur le parcours des descendants du Radon. Cela explique alors la compatibilité entre les valeurs d'efficacité. En revanche, l'efficacité étant inférieure à 50 %, tous les ions ne sont pas collectés sur la photodiode. Nous pouvons alors émettre l'hypothèse que les lignes de champ électrique à l'intérieur du détecteur ne conduisent pas toutes exactement à la photodiode.

4.6.3 Mesure de bruit de fond des dispositifs

Nous avons pu voir dans les sections précédentes que le bruit de fond des dispositifs était un paramètre déterminant pour les mesures d'émanation. Afin de le caractériser, la méthode employée consiste à suivre les protocoles décrits en section 4.4 mais sans placer d'échantillons dans les chambres d'émanation. Ainsi, après transfert, la quantité de Radon présente dans le détecteur n'est due qu'au bruit de fond du dispositif. Cette procédure a été effectuée plusieurs fois pour les deux chambres d'émanation et deux des résultats sont présentés sur la figure 4.30. Le tableau 4.8 regroupe les valeurs des bruits de fond des deux dispositifs pour les deux isotopes ^{214}Po et ^{218}Po .

Pour la grande chambre, les mesures de bruit de fond ont été reproductibles sur 2 ans avec 8 mesures. Du fait de cette stabilité, les mesures ont été combinées pour obtenir la valeur donnée dans le tableau 4.8. La partie gauche de la figure 4.30 ne présente qu'une de ces mesures. L'origine de ce bruit de fond est encore incertaine mais cette stabilité nous indique qu'il n'y a pas de fuite. L'une des origines possibles évoquée est l'émanation en Radon de la cuve elle-même, notamment à cause de la présence d'un joint en caoutchouc dont la radiopureté était inconnue en $^{226}\text{Ra}/^{214}\text{Bi}$. Pour tester cette hypothèse, nous avons choisi de changer le joint d'étanchéité de la grande chambre d'émanation. Pour cela, nous avons tout d'abord mesuré puis sélectionné plusieurs joints par spectrométrie γ sur la plateforme PRISNA. Le joint présentant le niveau d'activité massique en ^{214}Bi (^{226}Ra) le plus faible a été retenu : il s'agit d'un joint caoutchouc NBR (Nitrile Butadiene Rubber) ou butadiène-acrylonitrile acrylonitrile qui présente une activité de 0,32 Bq.kg⁻¹ comme le montre le tableau

CHAPITRE 4. DÉVELOPPEMENT DE DISPOSITIFS DE MESURE D'ÉMANATION DE RADON AU CENBG POUR SUPERNEMO

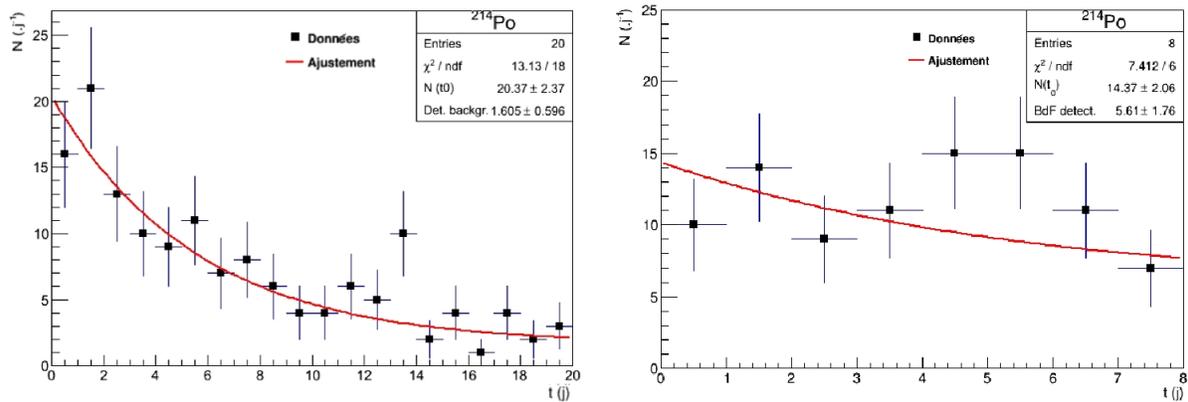


FIGURE 4.30: Mesures de bruit de fond pour le ^{214}Po avec les dispositifs de la grande chambre (à gauche) et de la petite chambre d'émanation (à droite).

Joint torique	Composition chimique	Référence	Activité $^{226}\text{Ra}/^{214}\text{Bi}$ (Bq.kg^{-1})	Bruit de fond $\tau_{Po}^{214}(\text{Bdf})$ de la grande chambre (cps.j^{-1})
Ancien joint d'étanchéité	Inconnue (type caoutchouc)	-	$0,15 \pm 0,03$	$22,1 \pm 1,8$
Nouveau joint d'étanchéité	Butadiène acrylonitrile (NBR)	Joint torique OR-82X10-NBR80	$0,32 \pm 0,04$	$20,4 \pm 1,8$

TABLE 4.7: Résultats des mesures par spectrométrie γ de deux joints d'étanchéité pour la grande chambre d'émanation et des mesures de bruit de fond du dispositif de la grande chambre après installation de ces joints.

4.7 (2^{ème} ligne). Après remplacement, l'ancien joint a également été mesuré par spectrométrie γ et présente une activité massique finalement deux fois plus faible, de $0,15 \text{ Bq.kg}^{-1}$ (1^{ère} ligne du tableau 4.7). On s'attend donc à une émanation de Radon potentielle deux fois plus importante avec le nouveau joint.

Cependant, le résultat des mesures de bruit de fond de la chambre d'émanation avec ancien et nouveau joint montrent qu'elles sont compatibles entre elles (autour de $20 - 22 \text{ cps.j}^{-1}$) aux incertitudes près. Malgré la présence de ^{226}Ra dans le joint d'étanchéité et donc de ^{222}Rn , le bruit de fond ne semble pas provenir de ce composant de la chambre. De plus, en remplaçant un joint usé et potentiellement moins étanche par un nouveau joint, nous avons également montré que la diffusion du Radon à travers le joint n'est sans doute pas l'origine du bruit de fond.

La source de bruit de fond la plus probable provient sans doute d'une émanation de la cuve en acier qui présente une grande surface de contact avec l'intérieur de la chambre.

Pour la petite chambre d'émanation, les mesures de bruit de fond n'ont pas été reproductibles

Dispositif	$\tau_{Po}^{214}(Bdf^{tot})$ (cps.j ⁻¹)
Grande chambre	22,1 ± 1,8
Petite chambre	27,4 ± 4,0

TABLE 4.8: Taux de comptage obtenus après les mesures de bruit de fond des dispositifs de la grande et de la petite chambre d'émanation pour le ²¹⁴Po.

sur 2 mois. Ces fluctuations ne sont aujourd'hui pas entièrement comprises. Elles peuvent provenir d'une fuite dans la tuyauterie ou d'une émanation résiduelle. Elles font actuellement l'objet d'une investigation. Néanmoins, nous considérerons ici la mesure présentée à droite de la figure 4.30. Cette mesure est issue d'une recroissance du bruit de fond dans la chambre de 96 heures, soit un temps légèrement supérieur à la demi-vie du Radon. Supposant une recroissance, l'équilibre n'est pas atteint après un tel temps d'émanation mais il peut être calculé. Indiquons pour finir que cette mesure de bruit de fond a été effectuée à basse pression, sans ajout d'azote afin de minimiser les contributions. La valeur présentée dans le tableau 4.8 est issue de cette mesure. Notons que celle-ci est élevée pour la petite chambre d'émanation. En effet, nous obtenons un bruit de fond supérieur à celui de la grande chambre. Or, si le bruit de fond provient de l'émanation du Radon des parois, le grand dispositif présente une surface beaucoup plus grande et la petite chambre devrait présenter un bruit de fond inférieur. Les valeurs présentées ici seront cependant celles qui seront considérées dans la suite de ce chapitre, notamment pour la mesure d'intercomparaison (section 4.8) pour laquelle l'émanation de l'échantillon est très supérieure au bruit de fond de la petite chambre d'émanation.

Rappelons enfin que lors des mesures faites avec la petite chambre, les temps d'émanation ne sont jamais de 20 jours comme pour la grande. Le bruit de fond, si nous le modélisons par une recroissance, ne croît donc jamais jusqu'à un taux de comptage aussi élevé. Malgré cela, la valeur mesurée ici ainsi que les fluctuations représentent un problème qu'il nous faut résoudre afin de caractériser entièrement le dispositif.

4.6.4 Sensibilité de la grande chambre

Le principe de détermination de la sensibilité des détecteurs à une activité de Radon a été développé en section 4.5.3.3. La mesure de la sensibilité reste ici inchangée mais concerne l'intégralité du dispositif. Elle prend donc en compte à la fois le bruit de fond et l'efficacité totale du dispositif de la grande chambre que nous venons de déterminer dans les sections précédentes. Calculer ici la sensibilité de la petite chambre d'émanation ne représenterait que peu d'intérêt du fait des trop grandes variations de bruit de fond.

Un fois de plus, la sensibilité se définit selon l'équation 4.5.4 comme la plus petite activité mesurable par un système et se caractérise ici par un signal induisant un taux de comptage net supérieur à $1,96\sqrt{2(\tau_{Po}^{214}(Bdf^{tot}) + 1)}$. Prenant en compte cette définition, la sensibilité absolue du dispositif de la grande chambre d'émanation est de 5,3 mBq. Par unité de volume, cette sensibilité est de 7,5 mBq.m⁻³. Rappelons cependant que les échantillons pouvant être mesurés dans la grande chambre d'émanation peuvent être de taille et de surface très variable. Il devient donc plus pertinent de présenter la sensibilité comme un paramètre dépendant de la surface. La figure 4.31 la représente

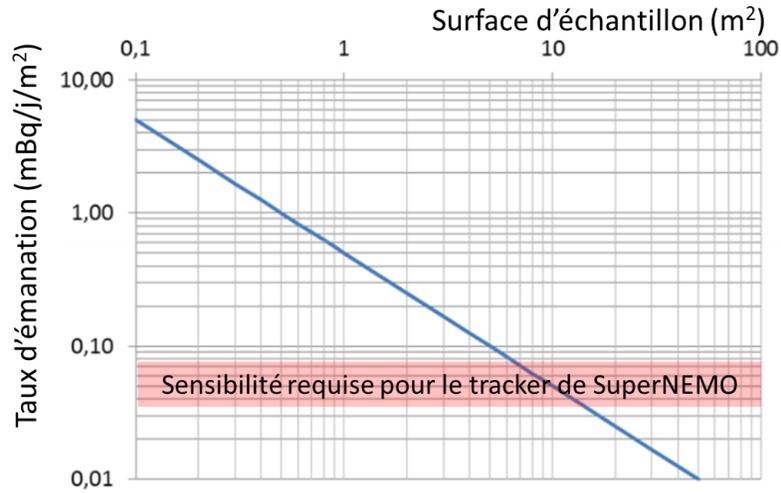


FIGURE 4.31: Valeur minimum du taux d'émanation ω d'un échantillon pouvant être mesuré par la grande chambre d'émanation en fonction de sa surface. La sensibilité affichée requise apparaît comme un intervalle car elle est calculée pour différents flux de gaz ($0,5 - 1 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) dans le démonstrateur de SuperNEMO.

ainsi.

L'objectif final de cette étude est de déterminer si cette sensibilité est suffisante pour caractériser l'émanation d'un matériau destiné à être en contact avec le gaz de la chambre à fils de SuperNEMO. Pour ce faire, nous reprenons tout d'abord l'équation 4.2.1 en supposant que toute contamination ne peut provenir que de l'émanation des matériaux et en estimant la surface de la chambre à fils à 190 m^2 . Elle devient alors :

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\phi A}{V} - \frac{A}{\tau} + \frac{\omega S}{V} \quad (4.6.8)$$

Une fois l'équilibre atteint dans le trajectographe de SuperNEMO, l'activité de Radon contaminant le gaz dans ces conditions est définie par l'équation :

$$A = \frac{\omega S}{\phi + \frac{V}{\tau}} \quad (4.6.9)$$

Or, l'objectif de la collaboration est que cette activité soit inférieure à la valeur $A_{lim} = 0,15 \text{ mBq} \cdot \text{m}^{-3}$. En admettant toujours que toute contamination ne peut venir que de l'émanation des matériaux, cette limite implique directement une contrainte sur ce paramètre telle que :

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{lim} S}{\phi + \frac{V}{\tau}} &< A_{lim} \\ \omega_{lim} &< \frac{A_{lim} (\phi + \frac{V}{\tau})}{S} \end{aligned} \quad (4.6.10)$$

Placer une limite sur l'activité en Radon dans la chambre à fils revient donc à en placer une sur un taux d'émanation moyen prenant en compte tous les matériaux (ω). Il s'agit là de l'objectif que nous nous sommes fixés lors de la mise en place des dispositifs de mesure d'émanation. Plus concrètement, ces dispositifs doivent être sensibles à des taux d'émanation inférieurs à la valeur ω_{lim} , définie par l'équation 4.6.10.

C'est pourquoi ce taux d'émanation ω_{lim} apparaît comme la sensibilité requise pour le trajectographe de SuperNEMO sur la figure 4.31. Notons aussi qu'il ne s'agit pas d'une valeur discrète mais plutôt d'un intervalle compte tenu du fait que ce terme dépend du flux de gaz ϕ balayant la chambre à fils. En effet, le débit utilisé pendant la prise de données reste à déterminer.

Pour conclure, nous observons donc que pour la grande chambre d'émanation, malgré le fait que la sensibilité absolue ne soit pas la meilleure, la mesure d'échantillons de large surface permet de satisfaire aux besoins de caractérisation de la collaboration.

4.7 Etude de la contribution au bruit de fond en Radon des bouteilles d'azote

Au cours du travail de développement instrumental effectué durant cette thèse, deux dispositifs de mesure d'émanation de Radon ont été caractérisés en utilisant de l'azote comme gaz porteur. Dans les sections précédentes, nous avons supposé que la contribution de ce gaz, en terme d'activité de Radon, pouvait être négligée. Cette hypothèse s'est justifiée jusqu'ici car nous l'avons employée dans le cadre de mesures :

- de calibration, où les activités mises en jeu sont grandes,
- de bruit de fond suffisamment longues pour donner au Radon potentiel provenant des bouteilles d'azote le temps de décroître (dans le cas de la grande chambre d'émanation).

Cependant, il nous faut maintenant nous assurer que les mesures d'échantillons d'émanation de Radon inconnue ne peuvent pas être perturbées par ces contributions. Nous allons donc nous pencher sur les deux dispositifs séparément.

4.7.1 L'azote dans la grande chambre d'émanation

Nous avons déjà indiqué dans la section 4.4.1.2 que la grande cuve était remplie d'azote U (critère de pureté non-drastring) après qu'un échantillon y ait été placé pour émaner. Considérant que l'émanation dure en moyenne 20 jours, il ne reste que 3 % du Radon résiduel dans l'azote. Cependant, nous pouvons alors nous demander si une telle réduction suffit à considérer la contamination en Radon de l'azote comme négligeable face au bruit de fond de la cuve.

Mesure de l'activité de Radon dans une bouteille d'azote U

Afin de mesurer l'activité du Radon contenu dans une bouteille de type U, 70 L d'azote, provenant d'une telle bouteille à l'équilibre avec une pression de 60 bars, ont été transférés directement dans le détecteur 1. Le résultat de l'acquisition (pour le ^{214}Po) est présenté sur la figure 4.32. La décroissance observée est ajustée par une fonction décrivant la désintégration du Radon apporté par la bouteille ainsi que la recroissance du bruit de fond du détecteur suivant l'équation :

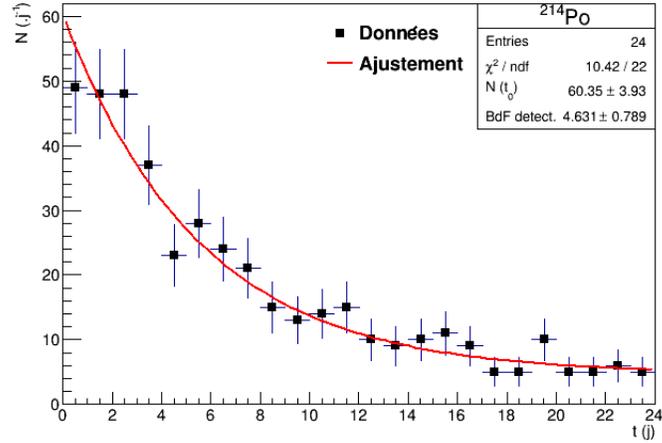


FIGURE 4.32: Mesure directe dans le détecteur 1 de 70 L d'azote de type U provenant d'une bouteille à une pression de 60 bars.

$$A_{det}(t) = A_{Bdf-eg}^D(1 - e^{-\lambda t}) + A_{bout}e^{-\lambda t} \quad (4.7.1)$$

où A_{bout} représente le gaz que l'on cherche à mesurer. A partir de l'ajustement ainsi que la valeur d'efficacité du détecteur 1, nous pouvons conclure que $1,52 \pm 0,10$ mBq ont été transférés soit une activité en Radon de $21,7 \pm 1,5$ mBq.m⁻³ dans la bouteille à l'équilibre. Rappelons néanmoins que la bouteille était alors à une pression de 60 bars, elle contenait 3 m³ d'azote. Au total, la bouteille d'azote U contient donc $66,0 \pm 4,3$ mBq de Radon.

Cette activité représente la contamination de la bouteille à l'équilibre, que nous admettons indépendante de la pression, selon une étude faite au sein de la collaboration. Il nous faut alors prendre en compte le fait qu'à basse pression, la concentration en Radon dans une bouteille est plus élevée qu'à pression maximum.

Impact du Radon contenu dans une bouteille d'azote U sur les mesures de la grande chambre d'émanation

Afin de se placer dans un cas défavorable, considérons une bouteille d'azote de type U à 40 bars, pression en-dessous de laquelle elle n'est jamais utilisée dans le cadre de nos mesures. L'activité en Radon y est alors de $32,5 \pm 2,2$ mBq.m⁻³. Supposons alors que la grande cuve est remplie d'azote dans ces conditions, avant émanation d'un échantillon. 710 L sont alors injectés dans la chambre et après 20 jours de décroissance, l'activité de Radon dans la cuve due à la contamination de l'azote est de $0,61 \pm 0,05$ mBq. Considérant l'efficacité totale du dispositif, cette activité représente après transfert $1,0 \pm 0,1$ cps.j⁻¹ dans le bruit de fond du dispositif estimé à $22,1 \pm 1,8$ cps.j⁻¹ dans la section précédente. Nous observons alors que ce taux de comptage est inférieur à l'erreur sur le bruit de fond du dispositif. De plus, rappelons que ce calcul a été effectué dans des conditions extrêmes d'utilisation de bouteille. Dans la réalité des mesures, une bouteille n'est que très rarement utilisée

à une telle pression, elle l'est plutôt entre 50 et 200 bars. Il nous apparaît donc convenable de considérer que l'activité de l'azote injecté dans la grande chambre influe de façon négligeable sur le taux de comptage final mesuré. Ajoutons que tenter de corrélérer la pression des bouteilles aux différentes mesures semble un exercice vain compte tenu des incertitudes sur les taux de comptage. Cette valeur de pression reste néanmoins consignée pour chaque acquisition.

Enfin, il est aussi raisonnable de se demander si la mesure présentée ici est représentative des différentes bouteilles d'azote utilisées. D'après une étude effectuée à UCL [89], il semble en effet que les contaminations de différentes bouteilles de même type ne varient que très peu et restent du même ordre de grandeur.

4.7.2 L'azote dans la petite chambre d'émanation

Dans le cadre des mesures faites avec la petite chambre d'émanation, la contamination d'une bouteille d'azote a un tout autre impact. Tout d'abord, les temps d'émanation dans la petite chambre sont plus courts. Le Radon contaminant l'azote injecté dans la chambre a donc moins de temps pour décroître avant le transfert vers le détecteur. De plus, lors d'une mesure à pression atmosphérique, le contenu de la chambre est transféré puis le détecteur 2 est rempli d'azote quelques minutes seulement avant le démarrage de la mesure. Ainsi, si l'azote est contaminé en Radon, il n'y a aucun temps de décroissance pour réduire cette activité contrairement au dispositif de la grande chambre.

Supposons maintenant que nous utilisions dans ce cas-ci des bouteilles d'azote de type U, l'activité de Radon introduite dans le détecteur pourrait atteindre 3 mBq et engendrer un bruit de fond de 75 cps.j⁻¹ dans un cas défavorable. C'est pourquoi, pour ce dispositif uniquement, des bouteilles d'azote pur, Alphagaz de type 1, sont utilisées.

Une mesure directe, dans le détecteur 2, de 70 L de ce gaz provenant d'une bouteille à 200 bars de pression, a déjà été présentée en figure 4.21. Nous observons alors que le bruit de fond dû à l'azote à $t = 0$ est de $2,8 \pm 1,1$ cps.j⁻¹, ce qui représente une contamination totale de la bouteille de $0,17 \pm 0,07$ mBq à l'équilibre. Malgré le fait que cette activité soit bien plus faible que celle d'une bouteille de type U, le bruit de fond a été mesuré dans des conditions optimales où la concentration de Radon dans la bouteille est à son minimum (17 ± 7 μBq.m⁻³ à 200 bars). Dans des situations d'équilibre où la bouteille est à pression plus faible, le bruit de fond qu'elle produit est inversement plus élevé. L'effet n'est alors plus négligeable et doit être pris en compte lors d'une mesure.

Cependant, une solution a été trouvée pour lutter contre cet inconvénient. Il s'agit d'effectuer des mesures à basse pression, c'est-à-dire sans remplir le détecteur une fois le transfert terminé depuis la petite chambre. Les mesures faites avec ce dispositif, qui seront présentées par la suite, ont d'ailleurs toutes été faites en utilisant cette méthode. Nous supposons alors que les taux de comptage observés ne proviennent que du Radon transféré depuis la chambre.

4.8 Validation de l'étalonnage des dispositifs par mesure d'inter-comparaison

Dans la section 4.6, nous avons présenté la calibration des deux dispositifs de mesure d'émanation de Radon. Ces calibrations ont été effectuées de manière indépendante. En effet, les deux systèmes utilisés ont été calibrés avec deux sources d'émanations différentes. Les erreurs systématiques de ces



FIGURE 4.33: Joints d'étanchéité utilisés pour la mesure d'intercomparaison.

systèmes sont donc indépendantes malgré l'emploi de la même méthode de caractérisation pour les deux étalons. Une question se pose alors : deux mesures d'un même échantillon faites avec les deux dispositifs sont-elles compatibles ?

En effet, l'émanation d'un matériau ne dépend pas du système qui la mesure mais du matériau lui-même. Deux mesures indépendantes d'un même échantillon doivent donc en théorie le caractériser de la même façon. Nous allons nous assurer dans cette section que les deux dispositifs apportent des résultats compatibles.

4.8.1 Échantillon d'intercomparaison

Afin de s'assurer de la compatibilité des deux dispositifs, deux mesures d'un même échantillon sont nécessaires. Il faut donc s'assurer que l'échantillon en question émane une quantité de Radon suffisante pour que les deux dispositifs y soient sensibles.

Le choix s'est porté sur un joint d'étanchéité en caoutchouc de type Viton, souvent utilisé dans les techniques du vide. Il s'agit d'un joint torique possédant une masse de 2,55 g et une surface de 9,87 cm², visible sur la figure 4.33. Cet échantillon a été choisi pour différentes raisons :

- ces joints possèdent une contamination élevée en ²²⁶Ra : $4,35 \pm 0,10$ Bq.kg⁻¹. Cette activité a été déterminée par mesure HPGe au CENBG et implique que l'activité en Radon produite par cet échantillon est elle-même élevée. Cependant, il n'est pas possible à partir de cette simple mesure de prédire si le Radon produit émane ou non de l'échantillon en quantité suffisante.
- il s'agit d'un matériau poreux. Nous pouvons en déduire que le Radon peut y diffuser plus facilement et a donc une plus grande chance d'émaner.
- le même type de joint a été mesuré par le passé au laboratoire MPK d'Heidelberg et une émanation positive a été observée.

Pour ces différentes raisons une émanation positive suffisante est attendue pour cet échantillon.

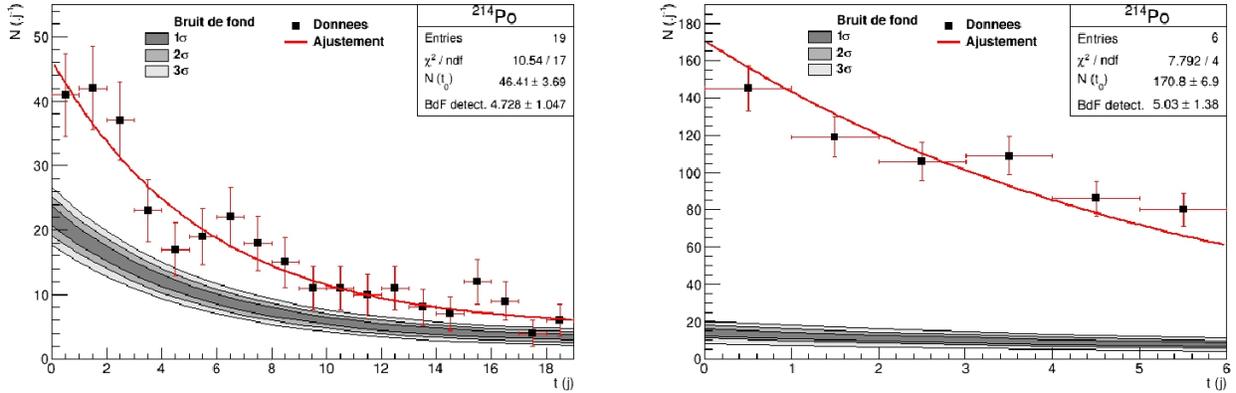


FIGURE 4.34: Mesures des joints d'étanchéité utilisant le ^{214}Po faites avec la grande chambre d'émanation (à gauche) et la petite chambre d'émanation (à droite).

Dispositif utilisé	Nombre de joints	Temps d'éman. (j)	Taux de comptage net (cps.j^{-1})	Activité en ^{222}Rn éman. à l'équilibre ($\mu\text{Bq/joint}$)	Taux d'éman. de ^{222}Rn mesuré ($10^{-7} \text{Bq.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
Grande ch.	75	19,8	$24,3 \pm 3,3$	219 ± 42	$1,80 \pm 0,34$
Petite ch.	75	4,01	157 ± 8	197 ± 8	$1,62 \pm 0,07$
Petite ch.	75	3,98	172 ± 8	216 ± 8	$1,77 \pm 0,07$
Prague	25	-	-	-	1,24

TABLE 4.9: Résultats des mesures de l'émanation des joints d'étanchéité avec différents dispositifs de mesure.

4.8.2 Résultat de la mesure d'intercomparaison

Dans un premier temps, 75 joints ont été disposés dans la grande chambre d'émanation pour y émaner pendant 20 jours. La procédure décrite en section 4.4 a été suivie, permettant la mesure du Radon émané dans le détecteur 1. L'acquisition résultante est présentée sur la figure 4.34 à gauche.

Dans un second temps, ces 75 joints ont été placés dans la petite chambre d'émanation. La mesure a été effectuée à deux reprises à pression atmosphérique pour confirmer la stabilité du dispositif. La première acquisition est représentée à droite sur la figure 4.34 pour le ^{214}Po et les résultats pour les deux mesures sont quant à eux présentés dans le tableau 4.9. Sont indiqués le taux de comptage net, représentant le taux de comptage mesuré auquel est retiré le bruit de fond, l'activité en Radon émané à l'équilibre et le taux d'émanation de Radon exprimé en fonction de la masse.

Nous observons tout d'abord une différence de 8 % entre les résultats des deux mesures faites avec la petite chambre. Ces valeurs sont néanmoins compatibles dans un intervalle de confiance de 95 %. Cet écart peut toutefois être attribué à une légère variation du bruit de fond. Le résultat obtenu

avec la grande chambre d'émanation est quant à lui compatible avec ceux de la petite chambre. Notons tout de même que l'incertitude sur cette valeur est plus importante à cause du faible taux de comptage mesuré avec le détecteur 1.

Les mesures de taux d'émanation pour ces joints d'étanchéité sont donc compatibles pour les deux dispositifs mais il est nécessaire de rappeler que les calibrations de ces derniers ont été faites selon la même méthode. Les résultats obtenus ne peuvent donc pas être qualifiés de parfaitement indépendants.

Cependant, dans le cadre de ces mesures d'intercomparaison, nous avons de plus fait parvenir 25 de ces joints à l'Institute of Experimental and Applied Physics CTU Prague. Ce laboratoire a déjà été mentionné en section 4.2 puisqu'il possède un dispositif de mesure de diffusion du Radon décrit par la figure 4.3. Ce détecteur pouvant aussi mesurer l'émanation de certains échantillons, des membres de la collaboration SuperNEMO issus de ce laboratoire ont pu à leur tour caractériser le taux d'émanation des joints d'étanchéité : le résultat de cette mesure est présenté sur la dernière ligne du tableau 4.9. Nous y observons que la valeur de taux d'émanation obtenue avec ce dispositif diffère de 31, 23 et 30 % par rapport à celles déterminées grâce aux deux chambres d'émanation.

Cette nouvelle comparaison apparaît donc satisfaisante compte tenu des faibles activités mises en jeu : les ordres de grandeur sont parfaitement respectés. De plus, il s'agit ici d'une mesure totalement indépendante qui nous permet d'avoir confiance dans la calibration de nos dispositifs ainsi que dans la suite des mesures qui ont visé à caractériser l'émanation de différents matériaux destinés à la construction du démonstrateur SuperNEMO.

4.9 Caractérisation de matériaux pour SuperNEMO

Les dispositifs présentés dans ce chapitre ont pour objectif principal la caractérisation de matériaux destinés à la construction de SuperNEMO. Le CENBG étant particulièrement impliqué dans le montage du calorimètre du démonstrateur, les mesures présentées ici concernent des échantillons utilisés pour la fabrication des modules optiques. De plus, pour valider une grande quantité de pièces / surface en une seule mesure, ces caractérisations ont été réalisées exclusivement avec le système de la grande chambre d'émanation.

Dans un premier temps, nous présenterons les mesures d'émanation de PM Hamamatsu 5" (type R6594) utilisés dans l'expérience NEMO3 mais réemployés en partie dans le démonstrateur SuperNEMO. Dans un second temps, une étude complète de feuilles de mylar aluminisé utilisées pour l'habillage des scintillateurs sera présentée.

4.9.1 Mesure de photomultiplicateurs

Les PM 5" furent utilisés en premier lieu dans le détecteur NEMO3. Ils furent d'ailleurs suspectés comme étant la cause de la contamination en Radon du gaz de la chambre à fils. Il s'agit ici de confirmer ou d'infirmer les soupçons d'émanation de ces PM et de valider leur utilisation dans SuperNEMO.

Dans cette optique, 30 de ces PM ont été mesurés à l'aide de la grande chambre d'émanation (voir figure 4.35) avec un temps d'émanation de 19 jours. L'acquisition ayant suivi est présentée en figure 4.36.



FIGURE 4.35: Photographie de 30 PM 5'' placés dans la grande chambre d'émanation.

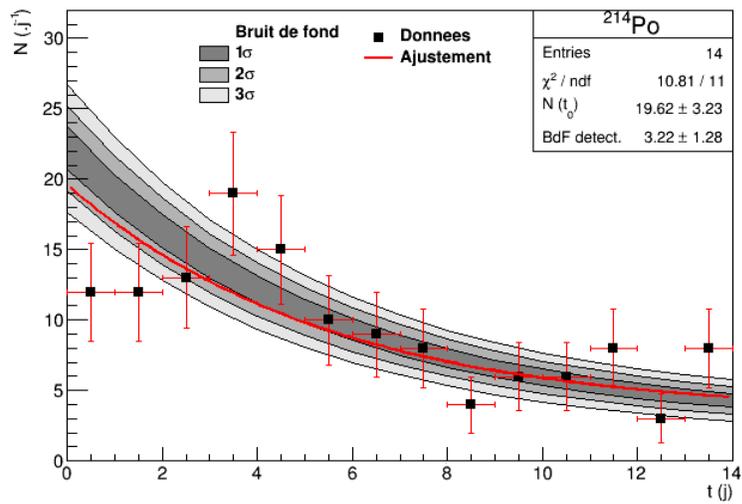


FIGURE 4.36: Mesure des photomultiplicateurs 5'' dans le détecteur 1 après transfert depuis la grande chambre d'émanation.

D'après cette acquisition, le taux de comptage obtenu après transfert est de $19,6 \pm 3,2$ cps.j⁻¹. Nous pouvons déjà observer que cette valeur est compatible avec le bruit de fond du dispositif. Dans cet état, il nous est impossible de caractériser l'émanation de cet échantillon avec précision mais simplement de placer une limite supérieure sur le taux d'émanation. Nous en concluons ainsi que l'activité de Radon émanée par un PM 5" à l'équilibre est inférieure à $156 \mu\text{Bq}$ et que le taux d'émanation en Radon est quant à lui inférieur à $3,3 \times 10^{-10}$ Bq.s⁻¹. Précisons que ce dernier terme représente l'augmentation au cours du temps de l'activité de Radon émané d'un échantillon.

Ce résultat est surprenant car l'activité en ²²⁶Ra pour le verre d'un tel PM est de 0,24 Bq (mesure par spectrométrie γ). Malgré une R&D sur la radiopureté du verre dans les expériences NEMO, le verre des PM reste en effet la contribution majeure en ²²⁶Ra de ce type d'expérience. Cette mesure nous démontre donc que cette "forte" activité en Radium n'implique pas nécessairement d'émanation du Radon avec une limite à 0,065 % sur la fraction d'émanation. Nous allons donc chercher à déterminer si ces PM peuvent être responsables de la contamination du gaz observée dans NEMO3 (6 mBq.m^{-3}). En effet, la preuve d'une absence d'émanation représenterait un résultat encourageant pour l'expérience SuperNEMO : ces PM pourraient alors être utilisés sans craindre une contamination du détecteur.

Il nous est possible tout d'abord de calculer une contribution limite de ces PM à la contamination du gaz de NEMO3. En effet, si nous considérons 960 de ces PM dans le détecteur, nous pouvons supposer que le taux d'émanation total des PM dans NEMO3 (ω_{PM}) est inférieur à $3,2 \times 10^{-7}$ Bq.s⁻¹. Supposons ensuite qu'aucune autre source de contamination en Radon n'est présente dans ce détecteur. L'équation 4.2.1 à l'équilibre devient :

$$A = \frac{\omega_{PM}}{\phi + \frac{V}{\tau}} \quad (4.9.1)$$

Considérant le débit de gaz de NEMO3 ($0,5 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$), nous trouvons que l'activité en Radon dans le gaz est inférieure à $1,5 \text{ mBq.m}^{-3}$ si elle n'est due qu'aux PM. Nous observons donc que, dans le cas d'une valeur limite supérieure d'émanation donnée par la grande chambre d'émanation, l'apport des PM de NEMO3 ne constitue en aucun cas une fraction suffisante des 6 mBq.m^{-3} observés dans la chambre à fils. Or, cette contamination a longtemps été supposée due aux PM. Il s'agit donc là d'une information importante donnée *a posteriori* par la grande chambre d'émanation, aussi bien pour la compréhension du bruit de fond de l'expérience NEMO3 que pour la collaboration SuperNEMO.

En effet, 192 de ces PM 5" seront intégrés dans les murs latéraux (128 PM) et veto (64 PM) dont les modules optiques ne sont pas séparés du mélange de gaz de la chambre à fils par une barrière de nylon. En reprenant l'équation 4.9.1 et en l'appliquant cette fois-ci à SuperNEMO, il nous est possible de placer une limite supérieure sur la contribution de ces PM 5" à l'activité en Radon dans le trajectographe. Ainsi, une fois l'équilibre atteint, les PM 5" émaneront moins de $0,37 \text{ mBq.m}^{-3}$ dans le cas d'un débit de gaz de $0,5 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$ ou moins de $0,21 \text{ mBq.m}^{-3}$ pour un débit de $1 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$.

Considérant que la limite supérieure imposée par la collaboration est de $0,15 \text{ mBq.m}^{-3}$, ces résultats ne constituent pas une contrainte suffisante mais sont malgré tout encourageants. En effet, nous prenons en compte ici le cas le plus défavorable en ignorant la présence de joints étanches au Radon (SBR, Stycast) entre les PM et le gaz de la chambre à fils. Dans la réalité, ces joints empêchent une grande partie du Radon éventuellement émané par les PM de contaminer le gaz du trajectographe.



FIGURE 4.37: Photographie d'un module optique SuperNEMO associant un PM 5" à un scintillateur habillé de mylar aluminisé.

4.9.2 Mesures de feuilles de mylar aluminisées

Sélection des films de mylar aluminisé pour le calorimètre SuperNEMO

Le mylar aluminisé est un matériau employé dans le calorimètre SuperNEMO pour habiller tous les scintillateurs associés aux PM, comme le montre la figure 4.37. Etant en contact direct avec les modules optiques, le mylar aluminisé se doit de remplir des conditions de radiopureté ainsi que d'émanation en Radon.

Lors de la construction de NEMO3, un mylar aluminisé sur une face, de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur, avait été utilisé pour l'habillage des scintillateurs et était caractérisé par de très faibles contaminations comme le montre le tableau 4.10 (1^{ère} ligne). Il a donc été décidé de l'utiliser une nouvelle fois dans SuperNEMO. Cependant, la quantité restante n'est pas suffisante pour habiller l'intégralité des 520 modules des murs principaux du calorimètre.

La collaboration a donc fait appel à l'entreprise ayant produit ce mylar aluminisé pour NEMO3 (REXOR) afin d'obtenir un matériau présentant les même caractéristiques. Un échantillon de mylar aluminisé sur une face de $6 \mu\text{m}$ d'épaisseur a alors été reçu par le groupe Neutrino du CENBG, en charge de l'habillage des scintillateurs des murs du calorimètre. Plusieurs scintillateurs ont donc été habillés grâce à ce nouvel échantillon.

Dans le même temps, ce matériau a fait l'objet d'une mesure de radiopureté par spectrométrie γ . Le résultat de 55 mBq.kg^{-1} , présenté dans le tableau 4.10 (2^{ème} ligne), montre une contamination supérieure en ^{214}Bi , descendant du Radon. Au vu de cette valeur élevée, une mesure du taux d'émanation de Radon a été effectuée grâce à la grande chambre d'émanation dans laquelle 14 feuilles de $1,5 \text{ m}^2$ de surface ont été disposées pour y émaner pendant 20 jours. Les résultats de cette mesure pour le ^{214}Po sont présentés en figure 4.38 (gauche) et les valeurs de taux d'émanation apparaissent dans le tableau 4.11 (2^{ème} ligne).

Nous observons que pour ce dernier échantillon, *a priori* semblable à celui utilisé pour NEMO3, la mesure du taux d'émanation est positive. Cette information a entraîné le retrait immédiat de ce matériau de la chaîne d'assemblage des modules optiques du calorimètre ainsi que le déshabillage

Caractéristiques du mylar aluminisé	Activité ^{214}Bi (mBq.kg $^{-1}$)	Activité ^{208}Tl (mBq.kg $^{-1}$)
Mylar aluminisé 6 μm utilisé dans NEMO3 (aluminisation de 40 nm sur 1 face)	$2,6 \pm 1,3$	$0,5 \pm 0,2$
Nouveau mylar aluminisé 6 μm pour SuperNEMO (aluminisation de 40 nm sur 1 face)	55 ± 3	$1,7 \pm 0,7$
Nouveau mylar aluminisé 6 μm pour SuperNEMO (aluminisation de 40 nm sur 2 faces)	65 ± 3	$< 1,3$

TABLE 4.10: Mesures de l'activité interne des différents échantillons de mylar aluminisé.

Caractéristiques du mylar aluminisé	Surface mylar (m 2)	Temps d'éman. (j)	Taux de comptage net (cps.j $^{-1}$)	Activité en ^{222}Rn éman. à l'équilibre (mBq.m $^{-2}$)	Taux d'émanation de ^{222}Rn mesuré (10^{-10} Bq.m $^{-2}$.s $^{-1}$)
Mylar NEMO3	36	20	-	$< 0,088$	$< 2,0$
Nouveau mylar aluminisé sur 1 face	21	20	$12,7 \pm 3,4$	$0,41 \pm 0,11$	$8,6 \pm 2,3$
Nouveau mylar aluminisé sur 2 faces	21	20	-	$< 0,17$	$< 3,7$

TABLE 4.11: Mesures de l'émanation des trois échantillons de film de mylar aluminisé faites avec la grande chambre d'émanation.

des scintilleurs enveloppés de ce mylar aluminisé.

La collaboration SuperNEMO a donc recherché une nouvelle fois un matériau présentant les mêmes propriétés que le mylar utilisé pour NEMO3. Son choix s'est alors porté sur un mylar aluminisé de 6 μm d'épaisseur mais aluminisé sur les deux faces du film et toujours fourni par l'entreprise REXOR.

Avant utilisation de ce nouvel échantillon, une mesure de contamination par détecteur HPGe a été effectuée. Le résultat est une nouvelle fois présenté dans le tableau 4.10 (3 $^{\text{ème}}$ ligne). Nous y remarquons que, cette fois encore, l'activité en ^{214}Bi est supérieure à celle de l'échantillon NEMO3. Nous avons décidé malgré tout de mesurer l'émanation de ce mylar aluminisé.

14 feuilles de 1,5 m 2 ont alors été placées dans la grande chambre d'émanation pendant 20 jours pour y émaner. Le résultat de la mesure pour le ^{214}Po est visible en figure 4.38 (à droite). Sur ce graphique, nous observons que la mesure est compatible avec une mesure de bruit de fond. Seule une limite supérieure d'émanation peut donc être donnée et présentée dans le tableau 4.11 (3 $^{\text{ème}}$ ligne).

D'après les informations apportées par ces différentes mesures, plusieurs conclusions peuvent être tirées. Tout d'abord, le premier échantillon de ces films de mylar (NEMO3) est le plus radiopure,

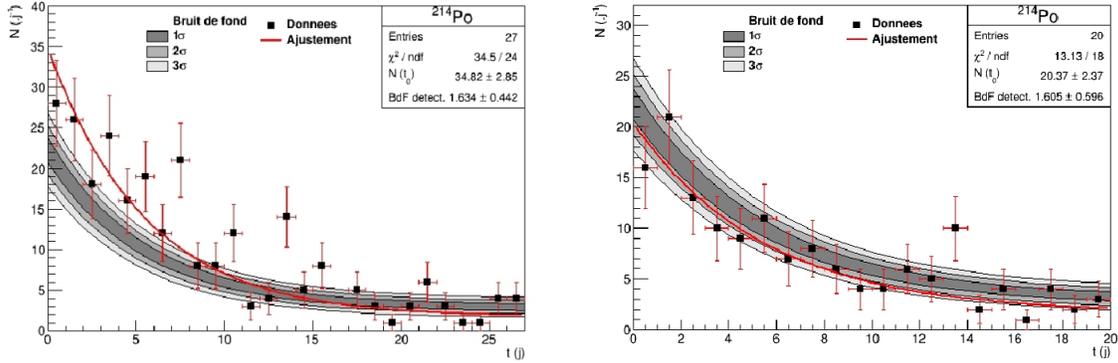


FIGURE 4.38: Mesures de l'émanation de 21 m² de mylar simplement aluminisé de 6 μm d'épaisseur (à gauche) et de 21 m² de mylar doublement aluminisé de 6 μm d'épaisseur (à droite) dans le détecteur 1 après transfert depuis la grande chambre d'émanation.

que ce soit en considérant sa contamination en ²¹⁴Bi ou en ²⁰⁸Tl. Cet échantillon est donc idéal pour l'habillage des scintillateurs mais la quantité disponible n'est pas suffisante pour la totalité des modules optiques.

Le mylar aluminisé sur les 2 faces du film présente une contamination interne en ²²⁶Ra comparable à celle du simplement aluminisé mais ne semble pas émaner de Radon, du moins dans la limite de sensibilité du dispositif de la grande chambre d'émanation.

La collaboration a donc pris la décision de définir une procédure d'habillage de la façon suivante :

- habiller la face avant des scintillateurs associés aux PM des murs du calorimètre avec le mylar aluminisé le plus radiopure. En effet, cette face est en regard des sources et représente la zone du scintillateur de sensibilité maximale. Le mylar provenant de l'expérience NEMO3 a donc été choisi, sa quantité étant suffisante uniquement pour cet emploi.
- habiller le reste des scintillateurs avec le mylar doublement aluminisé dont l'émanation en Radon est en limite de détection.

Nous venons donc de voir en quoi la caractérisation de l'émanation est essentielle dans la sélection des matériaux de construction du détecteur SuperNEMO. Cependant, des observations supplémentaires peuvent être tirées de ces mesures.

Emanation du Radon pour des films aluminisés

D'après les différentes mesures présentées dans cette section, quelques résultats méritent d'être discutés.

Avant tout, les résultats de mesures de contamination et d'émanation pour les deux échantillons de mylar aluminisés sur une face semblent cohérents. En effet, l'émanation en Radon du mylar NEMO3 semble être nulle ou extrêmement faible comparée à celle du plus récent. Compte tenu que sa contamination interne en ²¹⁴Bi, image du ²²⁶Ra, est aussi inférieure, il paraît logique que moins de ²²²Rn puisse être produit dans le film pour ensuite émaner. Ces résultats ne sont donc pas

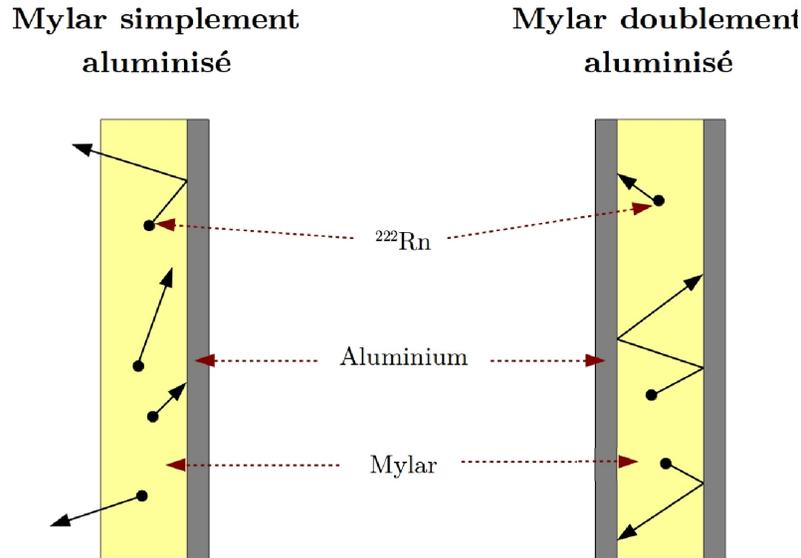


FIGURE 4.39: Représentation schématique de l'émanation du Radon depuis du mylar aluminisé selon l'hypothèse de la barrière étanche d'aluminium.

surprenants.

Considérons maintenant les deux échantillons les plus récents : le mylar simplement aluminisé et le mylar aluminisé sur deux faces. D'après le tableau 4.10, leurs activités internes en ^{214}Bi , donc en ^{226}Ra , sont semblables. Selon notre première observation, nous pourrions nous attendre à des taux d'émanation de Radon eux aussi comparables. Or, ce n'est pas le cas et le mylar doublement aluminisé émane apparemment moins de Radon ou n'en émane pas.

Il nous est aujourd'hui difficile d'apporter une explication certaine à ce phénomène mais nous pouvons en revanche émettre une hypothèse. En effet, d'après l'entreprise ayant produit ces matériaux, le seul élément les différenciant est l'aluminisation : le premier est recouvert à 50 % d'une couche de 40 nm d'aluminium alors que le second en est enduit sur ses deux faces. D'après cette information, nous pouvons supposer que l'aluminium agit comme une barrière étanche au Radon :

- dans le cas du premier échantillon, le Radon, lorsqu'il est produit, diffuse à travers le mylar et en émane s'il atteint la face non-aluminisée. Par contre, il est stoppé s'il atteint la face aluminisée.
- dans le cas du second échantillon, le Radon est arrêté par l'aluminium d'une face comme de l'autre après avoir diffusé à travers le mylar.

On suppose dans ce modèle, illustré dans la figure 4.39, que le ^{226}Ra est contenu dans le mylar. En effet, l'aluminium est d'une part connu pour être très pur en ^{214}Bi [90]. D'autre part, la masse d'aluminium étant double pour le mylar doublement aluminisé, l'activité en ^{226}Ra devrait aussi être doublée, ce qui n'est pas le cas.

Les raisons pouvant justifier les résultats de mesure d'émanation de Radon des échantillons de

mylar aluminisé restent donc encore à confirmer. Sur un plan plus général, nous avons vu l'impact qu'une mesure positive en Radon avait pu avoir sur la construction du calorimètre SuperNEMO. Nous pouvons cependant nous questionner sur l'effet sur la contamination du gaz du trajectographe dans le cas d'une contamination en Radon provoquée par les modules optiques.

Diffusion de Radon vers la chambre à fils

Lors de l'étude de l'éventuelle contamination en Radon du calorimètre, l'inquiétude principale est la migration de Radon émané vers la chambre à fils. En effet, comme nous l'avons décrit dans le chapitre précédent, le Radon constitue un important bruit de fond pour la décroissance double bêta et le détecteur SuperNEMO a donc été développé pour lutter contre toute contamination en Radon.

Dans cette optique, la seule sélection de matériau selon leur émanation en Radon n'a pas été jugée suffisante. La collaboration a en effet décidé d'installer une barrière étanche au Radon en surface du calorimètre. Cette barrière est constituée d'un film de nylon de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur, plaqué à la surface de la face avant des scintillateurs. Il serait alors possible d'envisager que les mesures d'émanation des matériaux du calorimètre perdent de leur intérêt : si une barrière étanche est mise en place, la présence de Radon dans le calorimètre est-elle toujours un problème ?

Deux éléments de réponses peuvent être apportés à cette question :

- en admettant que du Radon ne puisse transiter du calorimètre vers la chambre à fils, ce dernier peut se déposer en surface des modules optiques. Dans ce cas, la décroissance des noyaux descendants du Radon constitue un bruit de fond externe dans le détecteur, comme nous le verrons dans le chapitre 6. La présence de Radon dans le calorimètre, bien que moins problématique que pour la chambre à fils, n'en reste néanmoins pas souhaitable.
- la présence d'une barrière "anti-Radon" en surface du calorimètre n'implique pas une étanchéité de 100 %. En effet, chaque matériau est caractérisé par une longueur de diffusion du Radon, comme indiqué dans le chapitre précédent. Selon ce paramètre, un matériau est plus ou moins étanche au Radon. Le nylon a été choisi selon ce paramètre mais il est toutefois possible d'estimer quelle fraction de Radon peut diffuser à travers ce matériau selon sa longueur de diffusion.

Pour ce faire, considérons une barrière de nylon d'épaisseur $e = 25 \mu\text{m}$, de surface $S = 48 \text{ m}^2$ et de longueur de diffusion $L = 15 \mu\text{m}$. Cette barrière sépare les murs principaux du calorimètre de volume V_1 estimé à $1,2 \text{ m}^3$ du trajectographe de volume $V_2 \approx 16 \text{ m}^3$. Chacun de ces deux volumes est alors caractérisé par une concentration en Radon, notée $C_{1,2}$ et s'exprimant en Bq.m^{-3} . Il est alors possible de relier l'impact de l'activité en Radon dans le calorimètre sur la chambre à fils grâce à l'équation 4.2.2 que nous rappelons ici :

$$\frac{C_1}{C_2} = \cosh \frac{e}{L} + \frac{V_2 \sinh \frac{e}{L}}{LS} \quad (4.9.2)$$

Afin de jauger l'importance des mesures d'émanation, émettons l'hypothèse que l'habillage des scintillateurs implique l'utilisation du mylar simplement aluminisé provenant de l'entreprise REXOR, dont l'activité en Radon émanée à l'équilibre est de $0,41 \pm 0,11 \text{ mBq.m}^{-2}$. Connaissant le volume du calorimètre et la surface de mylar employée (estimée à 190 m^2), l'activité en Radon dans le calorimètre à l'équilibre (uniquement due à l'émanation du mylar aluminisé) est estimée à $C_1 =$

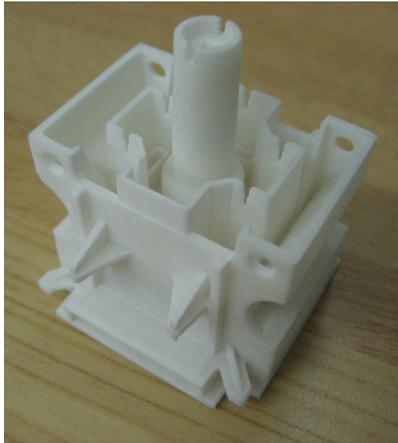


FIGURE 4.40: Photographie d'une pièce en derlin servant de support aux cellules Geiger de la chambre à fils du démonstrateur SuperNEMO.

$65,8 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$. A partir de l'équation 4.2.2, il nous est possible de calculer la contamination du trajectographe résultante :

$$C_2 = 1,16 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$$

En comparant ce résultat à la limite imposée par la collaboration ($150 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$), la diffusion de Radon du calorimètre vers la chambre à fils paraît négligeable. Néanmoins, la présence de Radon dans le calorimètre doit être évitée afin de lutter contre le bruit de fond externe.

D'autre part, la barrière de nylon ne représente qu'une sécurité supplémentaire et non l'élément prépondérant de la stratégie "anti-Radon" du détecteur SuperNEMO. Elle est soumise de plus à des risques de déchirure et la moindre d'entre elles, dans le cas d'une émanation dans le calorimètre, impliquerait une contamination rapide de la chambre à fils et une diminution drastique de la sensibilité du détecteur.

4.9.3 Autres mesures et bilan

Au cours de cette section, nous avons présenté les mesures d'émanation ayant permis de caractériser divers matériaux employés pour la construction du calorimètre SuperNEMO. Or, au cours de cette thèse, nous avons pu effectuer un grand nombre d'autres mesures, notamment dans le cadre d'études d'éléments de la chambre à fils. En effet, ces échantillons sont les plus critiques considérant leur contact direct avec le gaz du trajectographe. Ainsi, lors de la construction de la chambre à fils, certains de ces matériaux ont été suspectés de pouvoir émaner du Radon, à cause de contamination interne en ^{226}Ra ou encore de problèmes rencontrés lors de leur production.

Ce fut par exemple le cas de pièces en derlin servant de support aux cellules Geiger du trajectographe, présentées en figure 4.40. 4068 de ces cellules furent produites pour intégrer le détecteur SuperNEMO et des doutes furent soulevés après observation de points noirs, correspondant à des

impuretés, en surface de certaines de ces pièces. Des membres de la collaboration, chargés du développement de la ligne de concentration, ont donc mesuré l'émanation en Radon de 27 d'entre elles à l'aide d'un détecteur électrostatique associé à une petite chambre de quelques litres. La mesure a alors montré une émanation de Radon et son extrapolation à la totalité des pièces du trajectographe implique une activité de $830 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ en Radon dans le démonstrateur [91].

Cependant, deux incertitudes accompagnent cette mesure :

- ces 27 pièces appartenaient à un lot bien particulier dont les conditions de production étaient différentes des autres,
- la mesure de 27 pièces peut difficilement être représentative de la contamination apportée par un total de 4098.

Afin de lever ces doutes, la décision a été prise de mesurer un nombre plus représentatif de ces pièces de delrin en excluant celles provenant du lot de production suspect. La grande chambre d'émanation est donc apparue alors comme la solution idéale à cette problématique.

En effet, 1042 des 4068 pièces ont pu être placées dans la cuve pour émanation. La mesure a été négative et nous avons finalement pu placer une limite sur l'activité en Radon potentiellement amenée par ces pièces dans la chambre à fils. Plus exactement, dans l'éventualité d'une émanation, ces éléments du trajectographe ne peuvent pas apporter une contamination de plus de $100 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ dans le démonstrateur, satisfaisant ainsi les conditions imposées par la collaboration ($< 150 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ dans le gaz).

Au cours du développement des dispositifs de mesure d'émanation, de nombreux échantillons ont donc été caractérisés au CENBG. Ce fut aussi le cas par exemple pour les poutres de fer pur servant de structure à la chambre à fils, ou encore de films de nylon composant la barrière "anti-Radon" qui sera utilisée pour isoler le trajectographe du calorimètre.

4.10 Difficultés inhérentes aux mesures de Radon

Toutes ces études n'ont pas été menées simplement en accumulant les mesures, les unes après les autres. En effet, le processus a été plus complexe et il a été nécessaire de résoudre de nombreux problèmes avant d'être assuré de la stabilité des dispositifs. Il est important de souligner que l'étude du Radon, notamment à des faibles activités, s'accompagne d'un grand nombre de contraintes et de difficultés.

Tout d'abord, la demi-vie de Radon implique des temps de mesure long, d'autant plus dans le cadre du développement d'une méthode statique. En effet, nous avons déterminé en section 4.4.1.2 que chaque émanation dans la grande chambre durait environ 20 jours. Ajoutant à cela un temps d'acquisition suffisant pour observer la décroissance du Radon dans le détecteur électrostatique, la mesure complète d'un échantillon ou un contrôle de bruit de fond se fait en un peu plus d'un mois. Considérant que la moindre erreur de manipulation allonge grandement cette durée, ou encore qu'il faut aussi prendre en compte les périodes de calibration, la mise en place et l'utilisation de tels instruments sont des processus particulièrement chronophages.

De plus, le Radon est un gaz présent partout, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 (activité d'environ $15 \text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}$ l'air, émané par divers matériaux, etc...). Ainsi, lorsque nous recherchons à développer des systèmes sensibles à des activités inférieures au mBq, il devient difficile de s'affranchir de toute contamination externe ou interne.

CHAPITRE 4. DÉVELOPPEMENT DE DISPOSITIFS DE MESURE D'ÉMANATION DE RADON AU CENBG POUR SUPERNEMO

La lutte contre le bruit de fond ou encore la recherche de stabilité pour ce dernier sont donc des enjeux permanents. Nous avons observé par exemple que le dispositif de la petite chambre présentait encore certaines fluctuations à ce niveau. La résolution de ce problème est actuellement une priorité.

Par opposition, la grande chambre d'émanation est un système aujourd'hui stable et maîtrisé. Néanmoins ce résultat a été obtenu après avoir résolu différents problèmes. Une augmentation inexpliquée du bruit de fond a par exemple fait l'objet de plusieurs mois d'enquête sur les raisons de ce comportement. Chaque source potentielle a en effet dû être testée avant de pouvoir arriver à la conclusion qu'il s'agissait d'une fuite minime au niveau d'un manomètre, suffisante cependant pour doubler le taux de comptage d'une mesure sans échantillon.

Pour conclure, le développement de dispositifs de mesure d'émanation au CENBG est un processus toujours en cours aujourd'hui. Il a notamment permis de mettre en place des systèmes capables de caractériser des matériaux selon les demandes faites par la collaboration SuperNEMO. Ce travail a de plus eu un réel impact sur les prises de décision de cette dernière dans le but de lutter de façon optimale contre la contamination en Radon du détecteur.

Ce chapitre conclut donc un travail de développement instrumental mené dans un contexte de bas bruit de fond. Nous allons durant la suite de cette thèse nous pencher sur l'exploitation des données de l'expérience NEMO3, dans laquelle nous pourrons notamment constater l'impact du Radon sur la recherche de la désintégration double bêta.

Chapitre 5

Outils d'analyse pour l'étude des données de NEMO3

Sommaire

5.1	Reconstruction des évènements NEMO3	150
5.1.1	Reconstruction de traces	150
5.1.2	Traitement des données du calorimètre	151
5.2	Statuts des acquisitions du détecteur NEMO3	152
5.3	Le programme d'analyse des données de NEMO3 : NAT++	153
5.3.1	Présentation et objectifs de NAT++	153
5.3.2	Composantes du programme NAT++	154
5.4	Simulation d'évènements	157
5.4.1	Traitement des données simulées	158
5.5	Temps de vol d'un évènement	158
5.5.1	Calcul du temps de vol des particules	159
5.5.2	Erreurs sur les temps de vol	161
5.5.3	Probabilité de temps de vol	162
5.6	Reconstruction du parcours des rayonnements γ	164
5.6.1	Evènements reconstruits par le traçage gamma	164
5.6.2	Principe de reconstruction du parcours d'un photon	165
5.7	Avantages et erreurs systématiques apportés par le traçage gamma	166
5.7.1	Analyse des données des sources de calibrations avec le traçage gamma	167
5.7.2	Résultats et estimation d'erreurs systématiques	172

Dans ce chapitre nous présenterons les outils informatiques utilisés pour l'analyse effectuée au cours de cette thèse. Nous nous pencherons dans un premier temps sur la reconstruction des évènements dans le détecteur NEMO3. Nous aborderons ensuite le programme NAT++ (NEMO3 Analysis Toolkit in C++) utilisé pour l'analyse des données issues de cette reconstruction. Nous nous attarderons enfin sur les calculs de temps de vol à l'origine d'un outil innovant faisant partie de ce programme : le traçage gamma.

5.1 Reconstruction des évènements NEMO3

Avant qu'une analyse des données du détecteur ne soit possible, les informations enregistrées doivent être traduites d'un format brut difficilement exploitable à des fichiers analysables par un programme relativement simple. Le format brut est donc traité afin de pouvoir reconstruire les traces des particules à partir des informations que donnent les cellules Geiger de la chambre à fils. De plus, les mesures faites par les compteurs calorimétriques en parallèle permettent quant à elles d'analyser le temps et l'énergie absolue. Ce traitement d'information est abordé dans cette section.

5.1.1 Reconstruction de traces

Lors de la propagation d'une particule chargée dans le trajectographe (section 2.2.4), le gaz qu'il contient est ionisé. Cette ionisation entraîne ensuite une avalanche électronique produisant à son tour un plasma qui se propage le long des cellules cathodiques de la chambre. La position en trois dimensions de la particule au moment de son passage à proximité des fils est alors déterminée par la mesure de plusieurs paramètres :

- la position des fils,
- la distance entre le passage de la particule et le fil anodique obtenue en mesurant le temps d'arrivée du signal sur l'anode,
- la différence des temps cathodiques correspondant au temps mis par le plasma pour atteindre les extrémités des cellules.

La trace est ensuite reconstruite à partir de l'ensemble des cellules Geiger déclenchées dans l'évènement. Il est cependant nécessaire de préciser que plusieurs combinaisons de ces points de passage sont possibles. Toutes les tester pour rechercher la plus probable à partir d'une minimisation par méthode des moindres carrés demande néanmoins un calcul pouvant être lourd et long. Afin de pallier cet inconvénient, la reconstruction des traces dans NEMO3 est basée sur un automate cellulaire comme celui de NEMO2 [92].

L'automate cellulaire peut être décrit comme un algorithme appliqué à chaque cellule Geiger déclenchée faisant intervenir des critères amenant à recomposer des traces préliminaires. Il se base notamment sur le principe de cellules voisines touchées. Un nouvel algorithme intervient alors afin d'ajuster la trace par méthode des moindres carrés.

Enfin, si les plans de fils touchés le permettent, des pseudo-hélices sont extrapolées jusqu'à intersecter la source. Ce point d'intersection constitue alors le vertex reconstruit. De la même façon la trace peut être associée d'autre part à un scintillateur du calorimètre. Si le PM associé à ce scintillateur produit un signal durant l'évènement alors on parle de trace associée à un scintillateur.

La courbure de l'hélice est aussi un paramètre important. En effet, si elle correspond à la direction de courbure d'une particule chargée négativement allant de la source vers le calorimètre en étant plongée dans le champ magnétique du détecteur, elle est dite négative. Dans le cas contraire, elle est dite positive.

Le même algorithme est utilisé pour les cellules dites retardées mais la pseudo-hélice n'est pas l'extrapolée jusqu'à la source ou jusqu'au calorimètre. En effet l'acquisition du calorimètre est suspendue durant cet intervalle de temps. Cependant une extrapolation simplifiée peut être effectuée *a posteriori*, les traces retardées étant considérées comme des particules α insensibles au champ magnétique, donc produisant une trace droite. Le cas d'une trace de particule α retardée sera notamment

abordée dans la section 6.2.1.1.

5.1.2 Traitement des données du calorimètre

En parallèle de la reconstruction des traces par le trajectographe, les signaux enregistrés par le calorimètre sont aussi traités afin d'être exploitables lors d'une analyse.

5.1.2.1 Énergie du calorimètre

L'énergie déposée dans les scintillateurs est mesurée par les PM. Plus exactement, elle se déduit de la charge collectée par ces derniers. L'énergie se calcule ensuite grâce à l'équation suivante :

$$E = \frac{a \times (ADC - ADC_{ped}) + b}{SIC} \quad (5.1.1)$$

avec ADC l'amplitude de la charge mesurée par le PM, ADC_{ped} la valeur de son piédestal, SIC un facteur de correction déduit du point d'impact sur le scintillateur (obtenu par la reconstruction de trace) et a et b les paramètres de l'ajustement charge - énergie obtenus grâce à l'étalonnage présenté en section 2.2.5.

5.1.2.2 Données temporelles

Le temps mesuré par le PM lors du dépôt d'énergie d'un électron dans un compteur calorimétrique est dépendant des différentes étapes de la détection qui sont les suivantes :

- l'électron dépose son énergie en excitant les molécules du scintillateur,
- celles-ci se désexcitent en émettant des photons de scintillation dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée,
- ces rayonnements atteignent le PM dont la fenêtre d'entrée en verre est transparent à la lumière,
- la photocatode du PM (alliage de métaux alcalins et de semi-conducteurs) convertit les photons de scintillation en photoélectrons par effet photoélectrique,
- un champ électrostatique accélère ces photoélectrons et les dirige vers la première dynode,
- une succession de dynodes (12 pour un PM 3" et 10 pour un PM 5" pouces) amplifie le signal que constituent ces électrons par émission d'électrons secondaires, eux-mêmes accélérés et focalisés,
- le signal amplifié atteint finalement l'anode, son intensité est alors proportionnelle au nombre de photons de scintillations incidents,
- il est enfin transmis au système d'acquisition qui le numérise pour qu'il devienne exploitable.

La succession de ces étapes, décrites par la figure 5.1, implique que le temps de déclenchement dépend de plusieurs paramètres : la géométrie du compteur, la longueur des câbles et des fibres ou encore l'électronique. Cet effet est pris en compte plus concrètement par un terme noté t_{shift} explicité en section 2.2.5. Ce temps est notamment déterminé pour chaque compteur calorimétrique à l'aide de sources de ^{60}Co dans les tubes d'étalonnage. Celles-ci émettant deux rayonnements γ en coïncidence, une correction peut être calculée pour chaque PM.

Il est de plus nécessaire de prendre en compte le fait que la mesure du temps du signal issu du PM se fait à partir du passage d'un seuil en amplitude du signal. Une nouvelle correction doit donc

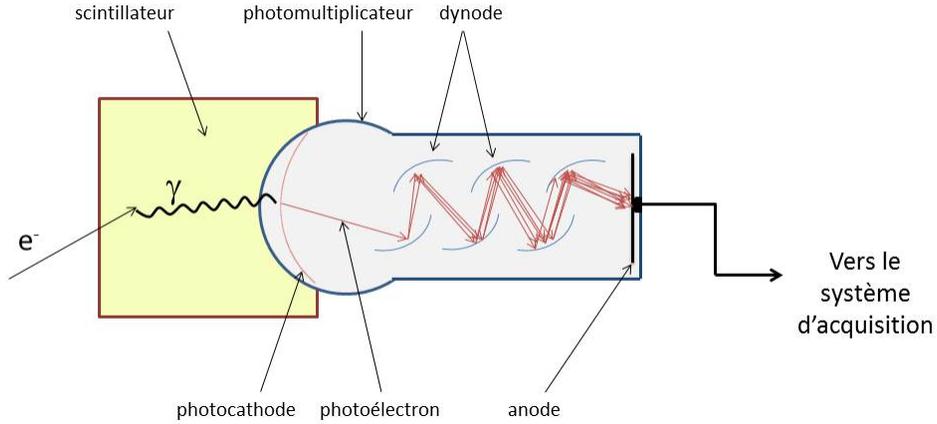


FIGURE 5.1: Schématisation des différentes étapes de fonctionnement d'un compteur calorimétrique.

être appliquée et se note $t_{corr}(ADC)$. La valeur de ce paramètre dépend de la charge mesurée ainsi que de différents facteurs obtenus par étalonnage laser fait pour une gamme d'énergie allant de 0 à 12 MeV.

A partir de ces différents facteurs il est possible d'obtenir le temps réel t correspondant à l'interaction de la particule dans le scintillateur grâce à l'équation :

$$t = t_{shift} + t_{corr}(ADC) + C \times TDC \quad (5.1.2)$$

avec TDC le temps numérisé et C le temps d'échantillonnage du temps numérisé ($C = 53$ ps).

Même s'il est vrai que l'énergie déposée par les particules dans le détecteur est le paramètre le plus souvent mis en avant, les données temporelles sont néanmoins essentielles pour l'analyse comme nous le verrons dans la section 5.5.

5.2 Statuts des acquisitions du détecteur NEMO3

Durant la totalité de la prise de données du détecteur NEMO, environ 8 000 acquisitions ont été réalisées. Cependant toutes ces acquisitions ne peuvent pas être considérées de la même façon. En effet, il existe tout d'abord différents types d'acquisitions auxquelles sont associées un régime de fonctionnement du détecteur comme expliqué dans la section 2.2.4. Ainsi les acquisitions considérées dans cette thèse sont les acquisitions de type $\beta\beta$, plus adaptées à l'étude des décroissances double bêta, durant lesquelles un évènement ne se déclenche que lorsque quatre plans de fils successifs sont touchés et un compteur calorimétrique mesure une énergie déposée de plus de 50 keV. Cependant l'étude de sources de calibration faite dans la section 5.7 est aussi faite sur ce type d'acquisitions.

Cependant le type n'est pas l'unique critère de sélection étant donné qu'au sein des acquisitions $\beta\beta$, toutes ne possèdent pas la même qualité. La qualité d'une acquisition est décrite par un système de drapeaux définis par le tableau 5.1.

Certains drapeaux, tels que l'absence de mesure laser ou des sauts de haute tension, sont simplement réhibitoires et entraînent, l'exclusion des acquisitions dans l'analyse. D'autres, comme les

Drapeau	Définition
0	Mauvaise acquisition : erreur durant la prise de données
1	Bonne acquisition
10	Quelques cartes hautes tension coupées (PM)
100	Quelques cartes hautes tension coupées (Geiger)
1000	Moins de 24 h après un étalonnage absolu
20000	Moins de 24 h après une coupure haute tension générale
100000	Plus de ventilation dans la tente "anti-Radon"
1000000	Correction laser absente ou trop ancienne
>1000000	Mauvaise lecture - saut de haute tension

TABLE 5.1: Définitions des drapeaux indiquant la qualité des acquisitions.

cartes haute tension coupées, peuvent être pris en compte par la dégradation de la simulation et l'exclusion n'est pas obligatoire. Cependant, ces derniers drapeaux laissent souvent présager de la présence de quelques PM bruyants dans les acquisitions y étant associées. Cet effet peut être néanmoins problématique dans la recherche de décroissances double bêta vers des états excités, principalement lorsqu'ils sont pris en compte dans les calculs du traçage gamma décrits en section 5.6. Pour cette raison, seules les acquisitions dont le drapeau associé a pour valeur 1 seront prises en compte dans l'analyse présentée dans le chapitre 6.

5.3 Le programme d'analyse des données de NEMO3 : NAT++

Après reconstruction et une première sélection des acquisitions, les événements issus des acquisitions du détecteur peuvent être analysés. Deux programmes sont disponibles pour l'analyse des données NEMO3 : *nemor* et NAT++, le premier écrit en Fortran et le second en C++.

Le programme NAT++ est un système d'analyse communautaire développé au sein de la collaboration NEMO avec pour objectif l'étude des données de NEMO3. Il a notamment été utilisé dans le cadre de plusieurs thèses ainsi que dans celle-ci pour l'analyse de la décroissance double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr . Dans cette partie, nous décrirons les objectifs de cet outil puis détaillerons ses différentes composantes.

5.3.1 Présentation et objectifs de NAT++

La première implémentation de NAT++ a été réalisée en 2005 dans le cadre des thèses de Mathieu Bongrand et Yves Lemièrre en collaboration avec François Mauger du LPC Caen [93][94]. Ayant été développé pour l'analyse des données du détecteur NEMO3, l'objectif principal de NAT++ est bien entendu la recherche des décroissances double bêta de différents types observées par celui-ci. Cependant, d'autres programmes d'analyse avaient déjà été créés dans le même but par la collaboration NEMO. La question pouvant se poser est donc : que justifie la mise en place d'un nouvel outil ?

Le premier élément de réponse est la possibilité d'une intercomparaison des résultats. En effet

deux programmes d'analyse développés indépendamment mais dans un même but se doivent de donner des résultats compatibles et ainsi permettre de valider ces derniers.

Le deuxième objectif est la modernisation des outils d'analyse permettant leur utilisation à plus long terme, notamment pour les détecteurs de nouvelle génération comme SuperNEMO. En effet le programme actuellement en développement qui sera dédié à l'analyse des données de SuperNEMO est basé sur la hiérarchisation de NAT++. Par opposition, le programme d'analyse précédant, *nemor*, est exclusivement dédié à NEMO3 et est de plus basé sur des outils quelque peu datés développés en Fortran. Ce langage n'étant aujourd'hui plus utilisé en physique des particules, ce programme se trouve difficilement portable vers un autre détecteur, utilisant des outils les plus modernes. Il reste néanmoins parfaitement fonctionnel et performant.

Enfin, toujours dans une logique quelque peu différente de *nemor*, NAT++ se veut plus souple et plus fondamental en terme de développement. Cela se traduit par la mise à disposition de l'utilisateur d'un outil moins préformaté, où les actions possibles ne se résument plus au seul choix des coupures appliquées aux observables mesurées pour chaque événement. Cette approche a été adoptée notamment pour favoriser à la fois l'apprentissage du développement pour les nouveaux utilisateurs, mais aussi l'apport d'idées nouvelles pouvant être implémentées aux outils d'analyse. Ce fut le cas par exemple du traçage gamma qui sera développé plus loin et qui a permis d'améliorer l'efficacité du détecteur pour certaines topologies d'événements.

5.3.2 Composantes du programme NAT++

Le programme NAT++ peut être découpé en onze composantes. Elles sont dépendantes de bibliothèques développées par la collaboration NEMO, elles-mêmes dépendantes de bibliothèques externes, scientifiques ou généralistes. Les paragraphes suivants consistent en une description de ces programmes et bibliothèques, allant des outils les plus généraux aux éléments spécifiques au programme NAT++.

Les configurations, compilations et constructions des différentes bibliothèques de NAT++ se font en utilisant les interpréteurs bourn again shell, GNU make, m4 et autotools. Pour les parties du programme écrites en C et en C++, le compilateur principal utilisé est GNU gcc/g++ 4.5. Comme indiqué précédemment, NAT++ a été développé dans un souci de portabilité vers les programmes d'analyse et de simulation de SuperNEMO. Il est donc presque intégralement développé en C++. Cependant pour les éléments d'origine de *nemor* et leurs dépendances, le compilateur gfortran est utilisé. Cela concerne principalement la reconstruction des traces et l'étalonnage. Enfin l'interface de programmation permettant d'utiliser NAT++ avec le langage python est basé sur Python 2.6.

Les bibliothèques externes indépendantes qu'utilise le programme NAT++ sont les suivantes :

- **Root** : il s'agit du programme d'analyse de données développé par le CERN [95]. Il est utilisé par NAT++ pour l'exploitation des fichiers de données brutes, enregistrées sous forme d'arborescences appelées TTree. Il est à noter que ce programme est utilisé de façon plus générale pour l'analyse finale effectuée dans cette thèse.
- **CERNLIB** : bibliothèque de physique généraliste en fortran77 aussi développée par le CERN, NAT++ l'utilise notamment pour reconstruire les traces des particules simulées ou détectées.

- **CLHEP** (Class Library for High Energy Physics) : une fois de plus, cette bibliothèque de physique des hautes énergies écrite en C++ fut développée par le CERN. Dans NAT++, elle sert principalement aux reconstitutions géométriques, que ce soit du détecteur ou des traces reconstruites. En effet elle contient de nombreux objets géométriques adaptés à ce type d'applications.
- **GSL** (GNU Scientific Library) : il s'agit d'une bibliothèque scientifique généraliste programmée par l'organisation GNU. Ses algorithmes de génération aléatoire ainsi que ses outils d'ajustement de fonctions sont exploités par NAT++.
- **MySQL** (Structured Query Language) : ce système de gestion de bases de données est très largement utilisé par de nombreux programmes pour l'enregistrement et la consultation d'informations comme celles qui concernent le détecteur et les acquisitions dans le cas de NAT++.
- **gnuplot** : NAT++ utilise ce programme de visualisation afin d'obtenir un aperçu du détecteur et des événements reconstruits.
- **Boost** : il s'agit d'une collection de bibliothèques généralistes dont certaines sont intégrées au sein même des bibliothèques standards du C++ [96]. Elle est utilisée dans NAT++ pour ses solutions de formatage et d'enregistrement d'un objet informatique.

Sont répertoriées par la suite les dépendances développées au sein de la collaboration NEMO. Ces dernières sont utilisées par NAT++, programme pour lequel elles ont été créées, mais aussi par les programmes qui serviront à l'analyse des données et des simulations de SuperNEMO.

- **pkgtools** est un outil permettant la création des bibliothèques ainsi que la mise en place d'une structure globale dans laquelle peut être intégré tout élément, qu'il ait été développé par la collaboration ou par un concepteur tiers. Grâce à cet outil, de nouveaux objets peuvent être implémentés, notamment par les utilisateurs, afin de compléter le programme d'analyse. Il permet donc de maintenir la structure de NAT++ malgré des apports divers.
- **datatools** permet notamment l'utilisation de la bibliothèque Boost. C'est donc cet outil qui gère la mise en forme des données étalonnées et analysées issues du détecteur. Il est particulièrement souple et des informations initialement non prévues par les développeurs du programme peuvent être malgré tout enregistrées et exploitées. C'est le cas par exemple des propriétés particulières de certaines acquisitions formalisées *a posteriori* ou, à l'échelle d'un événement, d'informations relatives au temps de vol avant leur implémentation finale. **datatools** gère de plus les fichiers de configurations, permettant la lecture et l'écriture de variables dans un fichier texte afin de modifier des éléments du programme sans pour autant avoir à le compiler.
- **geomtools** est quant à lui un outil de géométrie gérant par exemple la définition de courbes, droites ou volumes. Il utilise donc notamment les objets fournis par la bibliothèque CLHEP afin de définir la géométrie du détecteur ou des traces reconstruites de particules.
- **myGSL** est un complément à la bibliothèque GSL. Elle contient des méthodes de minimisation, d'ajustement ou de recherche de régions d'intérêt supplémentaires, plus adaptées aux problématiques de physique d'une expérience comme NEMO3.

D'autres bibliothèques ont été développées pour être utilisées dans l'analyse des données et des simulations NEMO3. Cependant il est à noter que les portages sont possibles vers les programmes d'analyse de SuperNEMO, une fois de plus grâce à la structure souple du programme :

- **N3Geomdef** décrit l'intégralité de la géométrie du détecteur NEMO3. Il contient en effet les dimensions ainsi que la position de tous ses éléments.
- **N3Db** gère les différentes informations enregistrées dans la base de données. Afin d'assurer un accès rapide durant l'analyse, il consulte dès le lancement du programme la base de données et stocke les informations nécessaires en mémoire. De cette façon les connexions répétées sont éliminées et ne ralentissent pas l'analyse.
- **N3Arc4se** est l'outil qui permet d'appliquer aux événements simulés les conditions réelles d'acquisition. Il est particulièrement important dans une analyse basée sur la comparaison entre événements réels et simulés. Il gère notamment la dégradation des événements due au comportement des PM comme nous l'aborderons en section 5.4.
- **N3Calib** permet l'étalonnage des événements selon les conditions de l'acquisition, préalablement enregistrées. Cet étalonnage est basé sur les résultats des calibrations absolues faites à partir de sources radioactives de ^{207}Bi pour l'énergie mesurée par les PM ainsi que sur les corrections apportées par le laser pour le temps de ces derniers. Ces informations sont accessibles grâce à N3Db.
- **N3TrackLAL** est le programme de reconstruction des traces. Il exploite les informations enregistrées par la chambre à fils et les traite par l'intermédiaire d'autres bibliothèques comme geomtools. Son développement est basé sur le programme de reconstruction utilisé pour *nemor*, auquel certaines améliorations ont été apportées.
- **N3Event** définit les modèles d'événements. Ces modèles permettent de décrire un événement à chaque étape de son traitement lors de l'analyse : fichier brut, étalonnage, dégradation et reconstruction des traces. Dans ces modèles, les informations relatives aux observables de l'événements sont corrigées et exploitées au travers des outils comme N3Calib ou N3TrackLAL. Ce système permet notamment l'exportation en format ROOT, facilement manipulable par l'utilisateur.
- **N3IORoot** gère les flux d'entrée (Input) et de sortie (Output) entre les fichiers de données brutes et les modèles d'événements en format ROOT définis par N3Event.
- **NemoTools** rassemble les outils servant à uniformiser l'utilisation des différentes bibliothèques ROOT, de datatools et du reste de NAT++.
- **NemoCut** permet la gestion des coupures faites sur les paramètres physiques d'un événement. Il s'agit d'un des outils ayant le plus évolué au cours de l'utilisation de NAT++. Ainsi, des coupures sont applicables sur de nombreux autres paramètres physiques pour un événement comme le vertex des traces, les temps de vols, la courbure des traces, l'énergie déposée...

Enfin les éléments utilisés pour le stade final des analyses NEMO3 sont des outils manipulés le plus régulièrement par les utilisateurs, les outils présentés précédemment pouvant être améliorés mais nécessitant rarement des modifications.

- **N3AnaBase** rassemble les outils de base pour le dernier degré de l'analyse. Il permet à l'utilisateur d'accéder à toutes les bibliothèques mentionnées jusqu'ici. Il devra alors les utiliser pour mettre en place sa propre analyse et extraire des fichiers bruts les informations importantes pour les paramètres étudiés. Il peut s'agir par exemple de la distribution de l'énergie déposée par deux traces provenant des sources de ^{82}Se si l'on recherche des événements pouvant s'apparenter à des décroissances double bêta.
- **N3VisuToy** est l'outil de visualisation basé sur gnuplot. Il permet l'illustration des événements en représentant notamment les traces ainsi que les scintillateurs ayant reçu un dépôt d'énergie.

5.4 Simulation d'évènements

En association avec les événements réels observés puis analysés, la simulation joue un rôle prépondérant dans l'analyse des données, que ce soit pour NEMO3 ou toute autre expérience de physique des particules. Elle se doit de se rapprocher au maximum de la réalité de l'expérience. La simulation permet en effet dans un premier temps de calculer l'efficacité du détecteur pour différents types d'évènements, qu'il s'agisse de signal ou de bruit de fond. De plus, elle donne accès aux distributions des observables pour ces mêmes contributions. Généralement, c'est en se basant sur les distributions simulées que sont définies les différentes coupures permettant de discriminer les isotopes radioactifs présents dans le détecteur. Enfin, le programme de simulation utilise le programme NAT++ et constitue un élément essentiel de l'analyse de données.

Dans le cas de NEMO3, le programme *nemos* a été développé par l'IReS (Institut de Recherche Subatomique aujourd'hui regroupé dans l'IPHC à Strasbourg) dans le but de simuler les événements mesurés par le détecteur. Tout comme NAT++, ce programme utilise différentes bibliothèques indépendantes que nous allons décrire ici.

- **DECAY4** permet la génération de décroissances radioactives [97]. Elle reproduit notamment les temps d'émission, l'énergie ainsi que la direction des particules issues de la désintégration. Ce générateur est utilisé à la fois pour simuler les sources de signal et de bruit de fond présentes dans le détecteur.
- **EUCLID** a été utilisé pour la mécanique de NEMO3 et est employé pour reproduire la géométrie du détecteur [98]. La génération d'évènements peut ainsi se faire depuis tous les composants de ce dernier, que ce soit dans le volume ou en surface. Cet aspect est essentiel si la propagation des particules doit être reproduite. En effet, elle est grandement impactée par l'origine de la désintégration comme le montrent notamment les résultats de la section 6.3.
- **GEANT3** gère la propagation des particules par méthode Monte-Carlo ainsi que leurs interactions, reproduisant de plus l'émission de particules secondaires si nécessaire [99]. Il permet donc notamment de simuler le dépôt d'énergie dans les scintillateurs. Il utilise pour cela la géométrie définie préalablement avec EUCLID.

Les données exploitables sont sauvegardées par le programme principal *nemos* dans un format proche du format des données réelles, la seule information supplémentaire étant le point d'émission du vertex. Ainsi le programme d'analyse utilisé pour les données simulées ne diffère que très peu de celui employé pour les données réelles.

Il est important de préciser que parmi toutes les informations disponibles dans le programme de simulation au sujet des événements, seules celles que pourraient donner le détecteur sont disponibles (énergie déposée, trace, temps...). Ainsi, l'utilisateur n'est nullement influencé par des informations supplémentaires comme le parcours "réel" des particules dans le détecteur.

Cependant, certains aspects ne sont pas reproduits par ce programme. Ainsi le vieillissement du détecteur ou les conditions de certaines acquisitions (PM bruyants...) sont gérés par la bibliothèque N3Arc4se afin que les données simulées correspondent le mieux possible aux conditions réelles.

5.4.1 Traitement des données simulées

La différence essentielle entre la simulation et les données est l'état de fonctionnement du détecteur. En effet, un fichier de simulation n'évolue pas avec le nombre de ses utilisations et une dégradation du détecteur au fil du temps n'est pas directement prise en compte. Cependant, des erreurs systématiques peuvent être intégrées dans la simulation afin de reproduire cette évolution. Ainsi, il est possible avec NAT++ de dégrader artificiellement les acquisitions pour la simulation afin qu'elles soient plus proches de la réalité. Cela peut être fait notamment avec les PM et les cellules Geiger éteintes ou désactivées, paramètres importants puisqu'ils influent directement sur l'efficacité de détection. Le programme permet aussi de dégrader les résolutions en énergie et en temps en appliquant un facteur à la résolution simulée qui se déduit de la résolution réelle obtenue au cours des acquisitions d'étalonnage. La résolution réelle est en effet toujours moins bonne que la résolution simulée qui est idéale.

5.5 Temps de vol d'un événement

Communément à toutes les expériences recherchant la désintégration double bêta, l'objectif principal est d'être capable de mesurer l'énergie des désintégrations. Cependant la spécificité principale des expériences de type NEMO est d'avoir adopté la technique dite *tracko-calor*. Ainsi, en plus de l'énergie, le détecteur NEMO3 peut reconstruire le parcours des particules qui le traversent. Cette reconstruction donne accès à de nombreuses observables supplémentaires (distribution angulaire entre les deux électrons émis, courbure des traces, position du vertex...) permettant une excellente discrimination entre le bruit de fond et les événements de signal.

Néanmoins l'un des éléments les plus intéressants est la mesure du temps de vol des particules au sein du détecteur. En effet, bien que la sélection d'événements ne comportant que deux électrons de même vertex situé sur la feuille source représente une bonne sélection, certains événements de bruit de fond peuvent donner la même topologie. Dans certains cas, seule une description du déroulement temporel de l'événement peut permettre une réelle différenciation. La mesure des temps de vol des particules permet alors de tester deux hypothèses : l'événement est d'origine interne (feuilles source) ou l'événement est d'origine externe. Dans ce second cas, il a pour origine un photon émis lors de la désintégration d'un isotope présent dans un composant du détecteur (scintillateur, PM, blindage...) interagissant dans la feuille source ou dans un scintillateur. Ce test est rendu possible dans le détecteur NEMO3 par la longueur de la trace ainsi que la résolution temporelle σ_t du calorimètre (350 ps à 1 MeV). Il est à noter que le calcul de temps de vol est réalisable pour toute particule pouvant déposer son énergie dans le calorimètre. Il concerne donc les particules chargées,

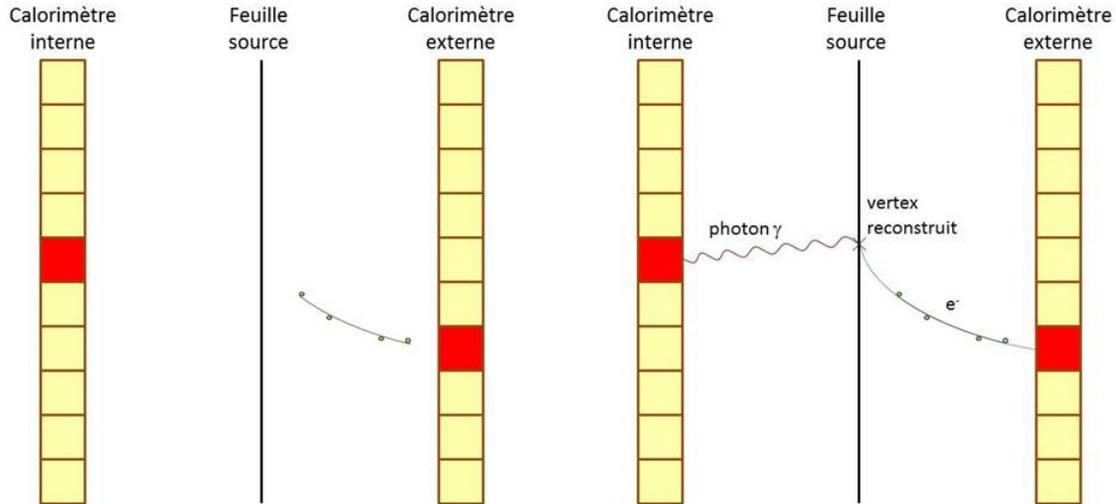


FIGURE 5.2: Exemple d'évènement avec reconstruction de trace (à gauche) et association de scintillateurs (à droite). Lorsqu'un compteur calorimétrique est déclenché mais ne peut être associé à une trace, il est considéré comme touché par un rayonnement γ (pouvant provenir du vertex sur la figure).

dont la trace peut être reconstruite, mais aussi les rayonnements γ issus de la même désintégration et possédant donc le même vertex.

5.5.1 Calcul du temps de vol des particules

Afin d'émettre une hypothèse sur le déroulement temporel d'un évènement, il faut un dépôt d'énergie dans au moins deux scintillateurs du calorimètre et une trace dans la chambre à fils. Cette trace doit de plus pouvoir être associée à l'un des compteurs calorimétriques mesurant un des dépôts d'énergie et posséder un vertex reconstruit sur l'une des feuilles sources. Pour ce qui est des dépôts d'énergie mesurés par le calorimètre mais n'étant pas associés à une trace, ils sont interprétés comme des rayonnements γ avec pour origine le vertex reconstruit. Un exemple d'évènement comportant une trace reconstruite accompagnée d'un rayonnement γ est présenté en figure 5.2.

5.5.1.1 Temps théorique de l'évènement

Pour pouvoir effectuer le calcul des temps de vol, il est tout d'abord nécessaire de considérer deux hypothèses, interne et externe pour l'évènement étudié. Sont ensuite calculés les temps théoriques que "devraient" mesurer les compteurs calorimétriques déclenchés en prenant en compte le vertex reconstruit et le scintillateur touché. La somme (cas externe) ou la différence (cas interne) de ces temps théoriques est ensuite comparée à la différence des temps réellement mesurés. Si l'hypothèse est bonne, la différence entre ces valeurs doit être proche de zéro. Du fait de la résolution temporelle expérimentale, cette différence ne sera pas exactement nulle mais sa proximité avec zéro indiquera la pertinence de l'hypothèse considérée.

Le temps théorique de l'événement, selon l'hypothèse choisie, est calculé à partir du temps de parcours théorique de chaque particule entre le vertex reconstruit et le scintillateur touché ou inversement. Pour une particule i ($i = 1, 2$ numéro de la particule) de l'événement, son temps de parcours théorique noté t_{th_i} se calcule à partir de l'équation relativiste suivante :

$$t_{th_i} = \frac{l_i}{\beta_i c} \quad \text{avec} \quad \beta_i = \frac{\sqrt{E_i(E_i + 2m_i c^2)}}{E_i + m_i c^2} \quad (5.5.1)$$

avec l_i la distance parcourue par la particule, c la vitesse de la lumière dans le vide, E_i l'énergie de la particule et m_i sa masse au repos. Dans le cas d'une particule chargée, l_i est obtenu à partir de la reconstruction de la trace. En revanche, pour un rayonnement γ , la distance considérée est celle séparant le vertex reconstruit du scintillateur touché.

Cependant, toujours dans le cas d'un photon, une correction est apportée afin de prendre en compte la profondeur d'interaction du rayonnement dans le scintillateur. En effet, contrairement à un électron par exemple, un photon pourra interagir en n'importe quel point du scintillateur ou à différents points et non uniquement dans les premiers millimètres. Le temps de parcours ne peut donc pas se résumer à l'expression 5.5.1. Un autre temps est alors ajouté pour tenir compte de cette profondeur d'interaction et se note t_{scint} . L'équation 5.5.1, pour un rayonnement γ , devient alors :

$$t_{th_i} = \frac{l_i}{c} + t_{scint} \quad (5.5.2)$$

Ce terme supplémentaire a été obtenu de façon empirique en étudiant les différents types de scintillateurs pour plusieurs énergies de photons. Les hypothèses sont ensuite construites et testées à partir de ces temps.

5.5.1.2 Hypothèse interne

L'hypothèse interne est utilisée afin de discriminer le signal provenant des feuilles sources par rapport aux événements externes. En effet, les événements ayant un temps hypothétique interne trop éloigné de zéro peuvent être supprimés, nous donnant ainsi un premier critère de sélection.

Lorsque l'hypothèse interne est considérée, les temps de vol théorique et expérimental de chacune des particules doivent être comparés. Ici, nous étudierons à titre d'exemple le cas d'un photon γ et d'une particule chargée e dont la trace est reconstruite et provient d'une feuille source. La comparaison entre les temps de vol théoriques et expérimentaux se fait à partir de l'équation suivante :

$$\Delta t_{int} = (t_e^{th} - t_\gamma^{th}) - (t_e^{exp} - t_\gamma^{exp}) \quad (5.5.3)$$

avec Δt_{int} le temps hypothétique interne de l'événement, $t_{e,\gamma}^{th}$ et $t_{e,\gamma}^{exp}$ le temps de parcours théorique et le temps mesuré respectivement pour les particules e et γ . Si la valeur de ce temps hypothétique interne est proche de 0, il s'agit *a priori* d'un événement interne.

5.5.1.3 Hypothèse externe

L'hypothèse externe concerne principalement le bruit de fond. Les événements provenant de l'extérieur de la chambre à fils peuvent avoir pour origine les rayonnements cosmiques (muons), la roche du laboratoire souterrain (neutrons et rayonnement γ) ou du détecteur lui-même (isotopes

radioactifs contenus dans ses composants tels le verre des PM). Cette dernière source de bruit de fond externe est d'ailleurs la principale, les deux autres étant négligeables du fait de la profondeur du laboratoire (LSM) et des blindages entourant le détecteur.

Généralement, un évènement externe est généré par le dépôt partiel de l'énergie d'un rayonnement γ dans un scintillateur. Ce photon est diffusé jusqu'à la feuille source où il interagit en produisant une ou plusieurs particules secondaires. Ces dernières forment alors une trace dans la chambre à fils et déposent leur énergie dans d'autres scintillateurs du calorimètre. Les processus en jeu sont plus détaillés dans la section 6.3.

La construction du temps hypothétique externe est très proche de celle du temps hypothétique interne. Toujours dans le cas d'une particule chargée et d'un photon, ce dernier ayant pour origine une désintégration dans un composant externe du détecteur, ce temps est donné par l'équation :

$$\Delta t_{ext} = (t_e^{th} + t_\gamma^{th}) - (t_e^{exp} - t_\gamma^{exp}) \quad (5.5.4)$$

avec Δt_{ext} le temps hypothétique externe de l'évènement. $t_{e,\gamma}^{th}$ et $t_{e,\gamma}^{exp}$ représentent les mêmes temps que dans l'équation 5.5.3 mais pour une autre hypothèse. Ici aussi, lorsque le temps hypothétique externe est proche de 0, considérer l'évènement comme externe semble raisonnable.

Les évènements externes peuvent néanmoins être mal reconstruits et donner un calcul de temps hypothétique externe très différent de 0, pouvant faire penser à des évènements provenant de la source. L'utilisation des deux hypothèses est donc indispensable pour une meilleure discrimination. Il est cependant nécessaire de préciser que ces calculs de temps de vol ne suffisent pas à supprimer la totalité du bruit de fond externe. D'autres coupures doivent être appliquées.

5.5.2 Erreurs sur les temps de vol

Les simples valeurs de temps hypothétique interne ou externe ne représentent ici qu'une analyse préliminaire. Une étude des temps de vol plus avancée passe par les calculs de probabilité de temps de vol. Ces probabilités pour chaque hypothèse sont basées sur les valeurs des temps hypothétiques mais dépendent aussi des erreurs sur les temps mesurés et les temps théoriques. Plus précisément, les calculs de probabilité que nous détaillerons dans la section 5.5.3 prennent en compte ces erreurs par la méthode dite du χ^2 décrite par l'équation :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{\Delta^2 t_{hyp}}{\sigma_{tot}^2} \quad (5.5.5)$$

avec Δt_{hyp} le temps hypothétique interne ou externe pour les particules considérées et σ_{tot}^2 la somme quadratique de toutes les erreurs, qu'elles affectent les temps théoriques ou les temps mesurés. L'estimation de ces erreurs est donc une part importante des calculs de probabilité de temps de vol.

5.5.2.1 Erreurs sur les temps théoriques

Considérant l'équation 5.5.1, la première erreur à prendre en compte est celle sur la distance l_i parcourue par la particule considérée. Cette erreur n'est en réalité significative que pour le parcours des photons. Elle se note σ_{long} et provient ici aussi de l'incertitude sur le point d'interaction du

rayonnement γ dans le scintillateur. De la même manière que pour le paramètre t_{scint} , sa détermination est empirique. Pour ce qui est des particules chargées, la reconstruction des traces est supposée suffisamment fiable.

La seconde erreur à considérer est l'erreur sur l'énergie réelle de la particule i intervenant aussi dans l'équation 5.5.1. Elle se note $\sigma_{t(E_i)}$ et est définie par :

$$\sigma_{t(E_i)} = \sqrt{\left(\frac{t_{th_i} \times (m_i c^2)^2}{E_i \times (E_i + m_i c^2) \times (E_i + 2m_i c^2)}\right)^2 \times \sigma_E^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_E^2 = E_i \times \left(\frac{FWHM(PM)}{2\sqrt{2\ln 2}}\right)^2 \quad (5.5.6)$$

avec σ_E la résolution en énergie du compteur calorimétrique pour l'énergie E_i , mesurée grâce à l'étalonnage absolu et $FWHM(PM)/2\sqrt{2\ln 2}$ la résolution du PM à 1 MeV.

La dernière erreur sur le temps théorique est l'erreur en temps intrinsèque au photomultiplicateur et au scintillateur. Il s'agit de l'équivalent de la résolution temporelle mesurée à l'aide du laser mais qu'il faut reproduire. Elle dépend de la constante de désexcitation des molécules fluorescentes du scintillateur τ_{sc} et de la fluctuation du temps de parcours des électrons dans le photomultiplicateur $fwhm_{trans}$. Elle se note σ_T et est décrite par l'équation :

$$\sigma_{T_i} = \sqrt{\frac{\tau_{sc}^2 + (fwhm_{trans}/2\sqrt{2\ln 2})^2}{E \times (2\sqrt{2\ln 2}/FWHM(PM))^2}} \times (1 + V_g) \quad (5.5.7)$$

avec $\tau_{sc} = 4,6$ ns, $fwhm_{trans} = 1$ ns, E l'énergie de la particule en keV et $V_g = 0,25$ % un facteur empirique déduit du nombre de photo-électrons créés sur la photocathode du PM.

5.5.2.2 Erreurs sur les temps mesurés

Par opposition au temps théorique, le temps réel issu de chacun des PM est étalonné par mesure avec laser en fonction du canal de leur temps numérisé ou TDC (Time to Digitize Conversion). De ces mesures peut être estimée la résolution temporelle intrinsèque de chaque compteur calorimétrique. Cette résolution doit être prise en compte tout comme celle du laser. Elle sont ensuite rassemblées sous un seul terme d'erreur noté σ_{exp} défini par leur somme quadratique.

L'erreur totale sur un temps hypothétique est la somme quadratique de toutes ces erreurs pour chacune des particules (notées 1 et 2). L'équation 5.5.5 peut donc être réécrite de la façon suivante :

$$\chi_{hyp}^2 = \frac{\Delta^2 t_{hyp}}{\sigma_{exp1}^2 + \sigma_{exp2}^2 + \sigma_{T1}^2 + \sigma_{T2}^2 + \sigma_{t(E_1)}^2 + \sigma_{t(E_2)}^2 + \sigma_{long1}^2 + \sigma_{long2}^2} \quad (5.5.8)$$

5.5.3 Probabilité de temps de vol

La valeur calculée à partir de l'équation 5.5.8 permet donc de juger de la pertinence d'une hypothèse donnée selon sa proximité avec zéro. Elle prend en compte à la fois les temps mesurés ainsi que les différentes erreurs et peut donc suffire à sélectionner ou rejeter un évènement. Cependant, une autre fonction fournie des informations supplémentaires : il s'agit de la probabilité pour une valeur de χ^2 notée ici $P_\nu(\chi)$. Cette probabilité calculée pour une valeur unique χ_0 n'est pas réellement

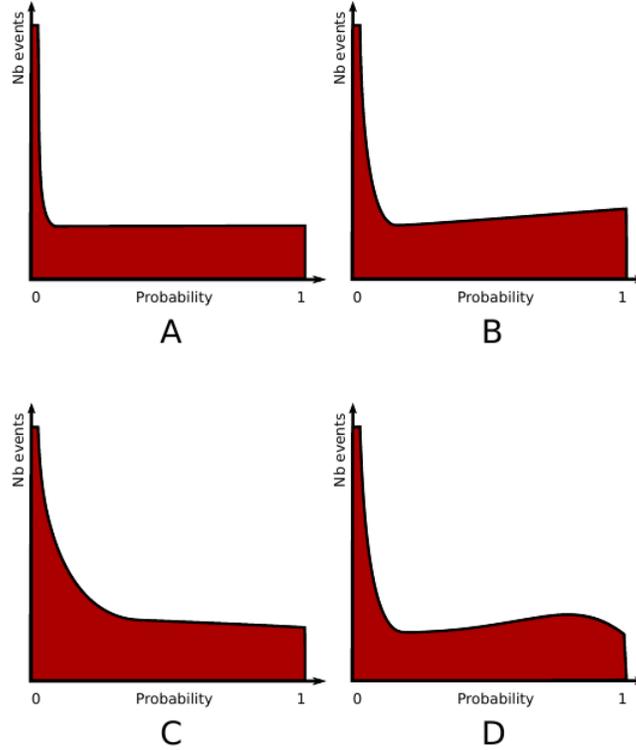


FIGURE 5.3: Allures de distributions de probabilités de temps de vols pour une hypothèse donnée. Normale (A), surestimation de l'erreur totale (B), composante de l'erreur totale dépendante d'un paramètre (C), problème dépendant du temps dans le calcul de l'erreur (D) [60].

pertinente et n'apporte aucun complément mais sa distribution pour un ensemble d'évènements apporte des informations sur la construction de l'hypothèse ainsi que sur l'estimation des erreurs. Cette fonction est définie par l'équation :

$$P_\nu(\chi_0) = \int_{\chi_0}^{\infty} p(x)dx = \frac{1}{2\Gamma(\nu/2)} \int_{\chi_0}^{\infty} (x/2)^{\nu/2-1} e^{-x/2} dx \quad (5.5.9)$$

avec ν le nombre de degrés de liberté dans le calcul de χ et $\Gamma(\nu/2)$ une fonction définie par $\Gamma(z) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{z-1} dt$.

Des exemples de distribution de probabilité sont présentés dans la figure 5.3. Ils permettent d'illustrer les trois indicateurs apportant des informations sur la justesse des paramètres utilisés dans l'équation 5.5.8. La pente de la distribution est l'image d'une surestimation de l'erreur totale σ_{tot} si elle est positive ou une sous-estimation si elle est négative. La composante exponentielle est proche de zéro dans un cas parfait mais, lorsque ce n'est pas le cas, elle illustre encore une fois une erreur d'estimation de σ_{tot} , mais dépendante cette fois-ci d'un paramètre tel que l'énergie de la particule E_i . Enfin une structure dans la distribution telle une bosse peut être observée lorsqu'il y

a un problème dépendant du temps lors du traitement des évènements. Il peut s'agir par exemple d'une coupure dépendante du temps faite avant le calcul de temps de vol.

Ces informations sont de nature qualitative et sont les seules apportées par cette distribution. Il est en effet important d'insister sur le fait que les valeurs individuelles de $P_\nu(\chi)$ ne sont que peu pertinentes. L'erreur souvent faite est de penser que l'appartenance d'un évènement à l'hypothèse considérée est plus vraisemblable si la probabilité est proche de 1 que si elle a une valeur inférieure. Cette confusion vient généralement du fait que le terme employé est "probabilité". Il s'agit en réalité de la probabilité qu'un évènement appartenant réellement à l'hypothèse considérée possède une valeur de χ^2 supérieure ou égale à celle de l'évènement étudié.

Lors de l'analyse présentée dans le chapitre 6, c'est donc sur ces distributions de probabilité que les coupures seront appliquées. Elles le sont généralement selon deux critères : la suppression des évènements n'appartenant pas à l'hypothèse envisagée ainsi que la compatibilité de ces distributions entre données et simulation. Un exemple sera donné lors de l'étude de sources de calibration plus loin dans ce chapitre.

5.6 Reconstruction du parcours des rayonnements γ

Les calculs de temps de vols présentés dans la section précédente sont implémentés depuis longtemps dans le programme NAT++. Ils peuvent être faits pour tout type de particule mais se basent sur la position d'au moins un vertex reconstruit dans l'évènement. Cette reconstruction n'étant possible qu'à partir des informations fournies par la chambre à fils, un calcul de temps de vol ne peut se faire qu'entre une première particule chargée et une seconde, chargée ou non, mais avec un vertex reconstruit commun.

Dans cette sous-section, un nouveau type de calcul de temps de vol est abordé et il se propose de ne considérer que le parcours de photons. En effet, ces derniers ne sont pas toujours stoppés par les scintillateurs de NEMO3 du fait de leur épaisseur. Il arrive donc qu'un photon y dépose une part de son énergie puis en ressorte, après diffusion Compton, déposant aussi son énergie dans un second scintillateur et ainsi de suite. Ce nouvel outil d'analyse, développé par Christophe Hugon en 2012 [60], se propose de considérer ce type d'évènements et de reconstruire le parcours des photons au sein du détecteur, d'un scintillateur à l'autre, à partir des méthodes de calcul de temps de vol : il s'agit du traçage gamma (TG).

5.6.1 Evènements reconstruits par le traçage gamma

Considérons un même rayonnement γ émis lors d'une désintégration radioactive dans la source en même temps qu'une ou plusieurs particules chargées, puis déposant son énergie successivement dans différents scintillateurs. Cela se traduit dans le détecteur par plusieurs compteurs calorimétriques mesurant une énergie sans être associés à une trace reconstruite. Dans un calcul de temps de vol classique, ces compteurs non-associés seront chacun considérés comme provenant d'un rayonnement γ émis au vertex. Après le calcul, ils seront identifiés comme des photons qui ne sont ni d'hypothèse interne, ni d'hypothèse externe. Le traçage gamma permet alors d'étudier plus en détails ces évènements, illustrés par la figure 5.4, et de les reconstruire plus correctement.

En effet, dans l'exemple de la figure 5.4, l'évènement sera bien identifié comme deux électrons accompagnés d'un seul rayonnement γ produit au même vertex et déclenchant deux compteurs

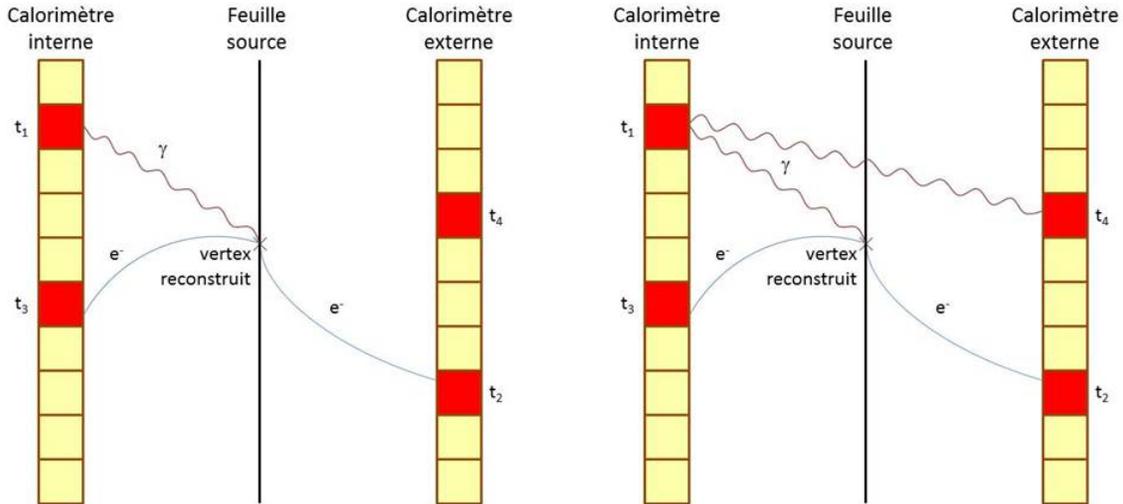


FIGURE 5.4: Exemple d'évènement sans utilisation du traçage gamma (à gauche), un seul des deux compteurs non-associés correspond à l'hypothèse interne, le second n'est ni interne ni externe. Même évènement traité avec le traçage gamma (à droite), le second compteur peut être reconstruit comme résultat de la diffusion Compton du rayonnement γ interne.

plutôt que deux électrons avec un photon interne et un autre ni interne ni externe. Dans le cas de la recherche de désintégration double bêta vers des états excités ce type d'évènements serait rejeté sans utilisation du traçage gamma. Cet outil permet donc *a priori* la conservation de plus d'évènements impliquant des émissions de photons.

5.6.2 Principe de reconstruction du parcours d'un photon

Dans l'exemple cité précédemment, la reconstruction du parcours peut paraître simple. Il s'agit en effet uniquement d'un calcul de probabilité de temps de vol entre deux scintillateurs non-associés. Cependant certains évènements peuvent en impliquer bien plus et toutes les combinaisons de parcours doivent être considérées.

La reconstruction faite par le traçage gamma commence donc avec des paires de scintillateurs. Avant de calculer les probabilités du traçage gamma complet, un premier calcul de temps de vol est fait pour chaque paire de mesures des PM de l'évènement. Est ainsi obtenu un jeu complet de probabilités de traçage gamma pour chaque paire. Il est ensuite possible de combiner toutes les possibilités et d'extraire finalement toutes les topologies possibles associées chacune à une probabilité de temps de vol. Afin de calculer ces probabilités, les mêmes équations que celles de la section 5.5 sont utilisées. Seules deux différences sont à noter.

Premièrement, plutôt que des paires *particule chargée / photon* et *particule chargée / particule chargée*, ici les particules étudiées sont des paires *photon / photon*. Dans les différentes équations présentées, les masses des particules sont nulles et les différentes erreurs considérées ne sont que celles applicables aux rayonnements γ .

Deuxièmement, la distance de parcours l_i utilisée ici est celle entre les deux scintillateurs correspondants aux PM déclenchés et le calcul n'implique donc aucun vertex reconstruit.

Les équations nous permettent donc d'obtenir la valeur χ_{TG}^2 ainsi que la probabilité $P_{TG}(\chi_{TG})$ pour chaque paire de PM. Reste ensuite à combiner les valeurs χ_{TG}^2 de chaque paire afin d'obtenir finalement les probabilités de toutes les possibilités pouvant associer les PM entre eux. Pour une possibilité (donc une reconstruction), la combinaison se fait au niveau du calcul du χ^2 et s'exprime par la somme quadratique des valeurs χ_{TG}^2 calculées pour chaque paire de PM impliqués dans la reconstruction. Cette somme est définie par l'équation :

$$\chi_{TG_{tot}}^2 = \sum_{n=1}^{n=m} \chi_{TG}^2(PM_{n-1}PM_n)$$

avec m le nombre total de PM impliqués dans la combinaison et $\chi_{TG}^2(PM_{n-1}PM_n)$ la valeur de χ^2 calculée pour une paire de ces PM.

L'inconvénient majeur de cette méthode est le nombre total de paires et de combinaisons à calculer qui se traduit en temps de calcul long et souvent rédhibitoire pour une analyse. Afin de limiter cet effet, deux coupures sont appliquées :

- l'énergie mesurée dans les PM impliqués a un seuil minimal de 150 keV déterminé par la qualité de l'étalonnage,
- les calculs sont stoppés s'ils impliquent une combinaison de PM dont la probabilité est inférieure à un seuil, généralement de 0,1 % justifié par les distributions de probabilité P_{TG} totale présentées dans la section suivante.

Une fois les calculs de probabilité effectués, la combinaison dont la probabilité totale est la plus élevée est considérée comme la plus vraisemblable et est conservée. Cette combinaison définit donc le nombre de photons détectés dans l'évènement ainsi que leurs parcours. Leurs énergies sont définies comme la somme des énergies déposées dans les scintillateurs qu'ils ont frappé.

Enfin, il est possible de combiner le calcul classique de temps de vol et de traçage gamma. Pour ce faire, l'hypothèse interne pour une particule chargée et un photon est testée en considérant le premier PM déclenché par le rayonnement. En effet, dans le cadre de cette hypothèse il s'agit du compteur frappé par le photon directement après son émission du vertex. Par opposition, le test de l'hypothèse externe se fait en utilisant le dernier PM déclenché par le rayonnement γ . Dans ce cas le photon n'est pas produit par la source, diffuse dans différents scintillateurs puis interagit finalement avec la source. Une fois ces derniers calculs effectués, la description complète de l'évènement en terme de temps de vols est disponible.

5.7 Avantages et erreurs systématiques apportés par le traçage gamma

La méthode du traçage gamma a déjà été validée au cours de la thèse de Christophe Hugon et son principe est de plus repris dans les programmes d'analyse actuellement développés pour l'expérience SuperNEMO. Cependant, certaines modifications ont été apportées, notamment aux erreurs intervenant dans les calculs de temps de vol. De plus, cet outil a été testé précédemment en utilisant les acquisitions d'étalonnage effectuées avec des sources de ^{207}Bi , en comparant différentes distributions entre données réelles et simulation. Dans cette section, nous nous proposons donc d'utiliser le

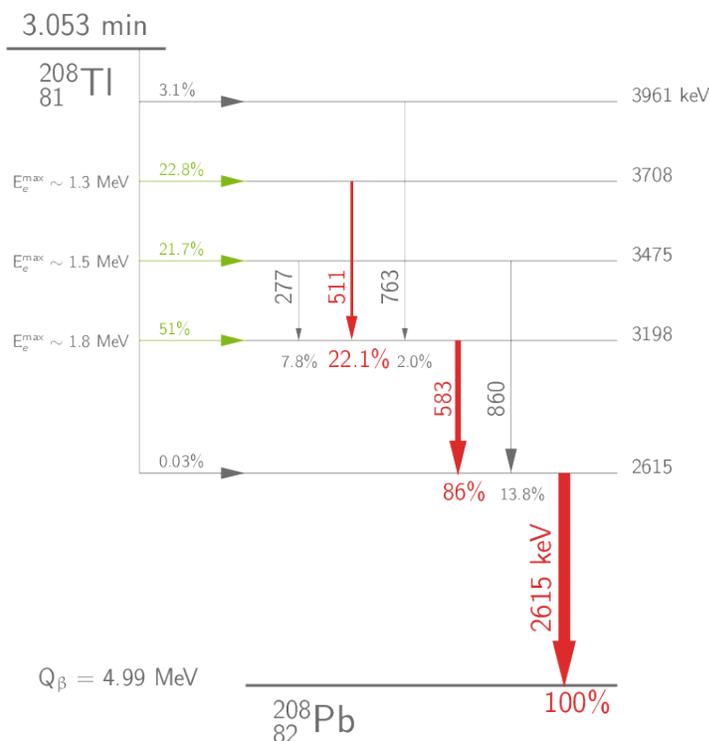


FIGURE 5.5: Schéma de décroissance simplifié du ^{208}Tl : seules les transitions γ avec les plus grands rapports d'embranchement figurent. Les valeurs sont de plus arrondies pour plus de lisibilité.

traçage gamma pour mesurer l'activité de sources de calibration connues d' ^{232}U placées dans le détecteur NEMO3 pour apporter une validation supplémentaire. En effet, ces sources sont émettrices de rayonnements γ et semblent indiquées pour déterminer les erreurs systématiques inhérentes à l'utilisation du traçage gamma.

5.7.1 Analyse des données des sources de calibrations avec le traçage gamma

Durant la prise de données du détecteur NEMO3, différentes séries d'acquisitions de type $\beta\beta$ utilisant des sources d' ^{232}U connues ont été effectuées. L'une d'entre elles a eu lieu en mars 2010 et rassemble trois de ces sources dans le détecteur (notées 1, 2 et 3). Leurs activités ont été mesurées par spectrométrie γ avec un détecteur HPGe et sont données dans le tableau 5.3. Ces sources sont particulièrement intéressantes dans le cadre de la validation du traçage gamma puisque l'un des descendants de l' ^{232}U est le ^{208}Tl dont le schéma de désintégration simplifié est présenté sur la figure 5.5 et illustre l'émission des rayonnements γ durant la décroissance de cet isotope.

Le but de cette analyse est donc d'observer les événements provenant de la désintégration β^- du ^{208}Tl afin de juger de la qualité des distributions des différentes observables et de mesurer l'activité

Coupure	Description
1	Une trace prompte de courbure négative dans le détecteur
2	La trace prompte est associée à un scintillateur
3	Le photomultiplicateur associé enregistre plus de 200 keV déposé
4	Le scintillateur associé est isolé : aucun module adjacent n'est déclenché
5	Le vertex de l'électron est situé à ± 8 cm de la source en z et $\pm 0,5^\circ$ en ϕ
6	Entre 1 et 10 scintillateurs non associés à une trace sont frappés
7	Deux rayonnements γ sont reconstruits par traçage gamma
8	L'énergie du photon d'énergie maximum est supérieure à 1700 keV
9	La somme des énergies des deux photons est inférieure à 3500 keV
10	Les probabilités d'hypothèse interne entre l'électron et les photons sont supérieures à 0,04
11	Les probabilités d'hypothèse externe entre l'électron et les photons sont inférieures à 0,01

TABLE 5.2: Liste et définitions des coupures appliquées pour la recherche d'événements de topologie $e\gamma\gamma$ provenant des sources d' ^{232}U .

des sources d' ^{232}U avec le détecteur NEMO3. Dans cette optique, une série de coupures est réalisée sur les événements enregistrés par le détecteur afin d'isoler ceux contenant un électron accompagné de deux rayonnements γ , autrement dit de topologie notée $e\gamma\gamma$. En effet, dans 99,8 % des désintégrations de ^{208}Tl , un photon de 2614,5 keV est émis en même temps qu'un rayonnement de plus faible énergie ainsi que d'un électron. Toutes les coupures appliquées sont résumées dans le tableau 5.2.

Les coupures 1 à 5 ne cherchent à retenir que les événements avec un électron en provenance d'une source d' ^{232}U . Parmi elles, les coupures 1 à 4 sont celles qui permettent de définir de façon générale un électron provenant d'une feuille source ou d'une source de calibration et traversant le détecteur. Dans la suite de cette thèse, si aucune autre indication n'est donnée, ces mêmes coupures seront réutilisées pour sélectionner les événements contenant un électron. La coupure 4 est faite afin de rejeter les événements pour lesquels l'électron produit un rayonnement Bremsstrahlung lors de son parcours qui frappe un scintillateur proche de celui où l'électron dépose son énergie. En effet, ce type de rayonnement peut parfois être identifié comme un photon provenant de la source.

Les coupures 7 à 11 sont appliquées quant à elles afin de sélectionner les rayonnements γ dans l'événement. Les coupures 8 et 9 sont relatives au schéma de désintégration du ^{208}Tl : afin de détecter les rayonnements γ de 2614,5 keV, la coupure est faite à 1700 keV pour tenir compte de la résolution du détecteur pour les photons.

A titre d'exemple, les données recueillies pour la source 3 sont présentées. Une fois que les coupures y sont appliquées, 62940 événements sont conservés. Afin de valider la qualité de ces événements, les distributions de différentes observables doivent être comparées à la simulation. La figure 5.6 permet de comparer les distributions de probabilité de temps de vol pour l'hypothèse interne entre l'électron et chaque rayonnement γ (deux rayonnements γ étant considérés, le nombre d'entrées augmente d'un facteur 2). Nous y observons tout d'abord une composante exponentielle non nulle, commune aux données et aux simulations. Comme le décrit la figure 5.3, cela traduit la dépendance d'une composante de l'erreur à un paramètre du calcul de temps de vol. Ce phénomène est présent dans toute analyse de données NEMO3 impliquant des rayonnements γ , cela malgré de

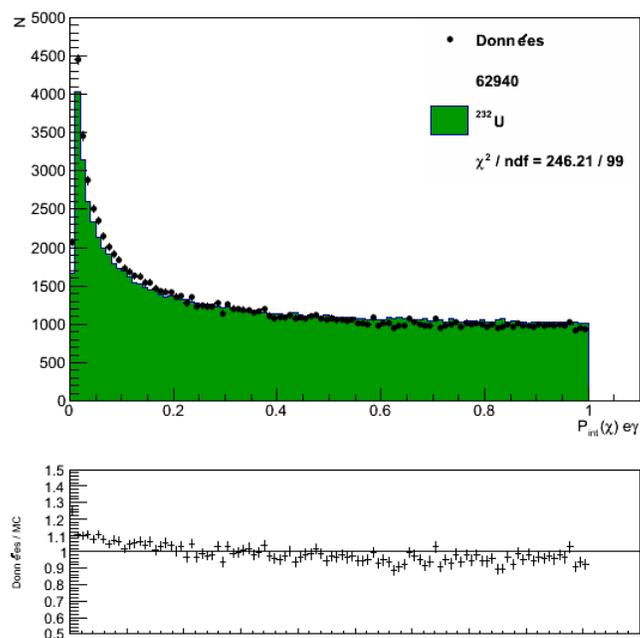


FIGURE 5.6: En haut : comparaison des distributions de probabilité pour l'hypothèse interne (électron - rayonnement γ) d'événements provenant des sources d' ^{232}U simulés en (vert) et réels (points noirs) pour la topologie $e\gamma\gamma$. En bas : rapport entre les données et simulation pour chaque pas d'histogramme.

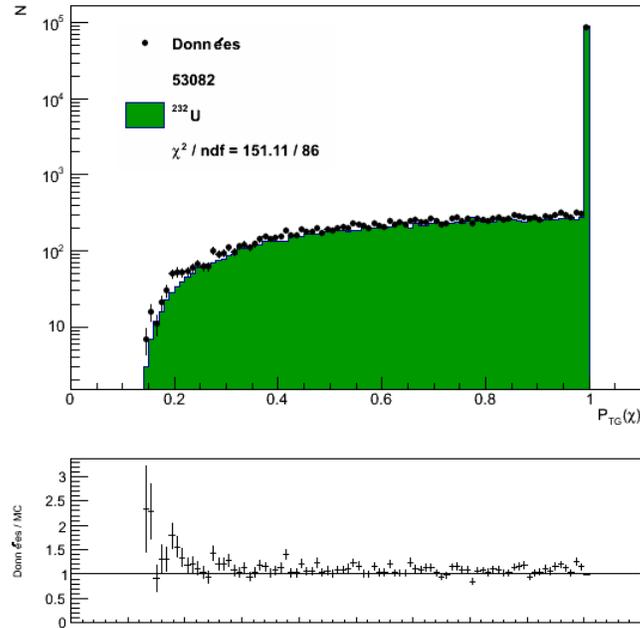


FIGURE 5.7: En haut : comparaison des distributions de probabilité de traçage gamma d'événements provenant des sources d' ^{232}U simulés (en vert) et réels (points noirs) pour la topologie $e\gamma\gamma$. En bas : rapport entre les données et simulation pour chaque pas d'histogramme.

nombreuses optimisations.

Une autre observation possible est le léger désaccord entre données et simulation existant pour des faibles valeurs de probabilité. Afin d'être certain de ne conserver dans les données que les événements dont les photons appartiennent bien à l'hypothèse interne, les coupures 11 et 12 sont appliquées. Ne restent alors que 53082 événements considérés comme valides pour la topologie $e\gamma\gamma$.

La distribution de la probabilité de traçage gamma pour chaque photon de ces événements est comparée à celle des simulation en figure 5.7. La forme de cette distribution pour les faibles valeurs de probabilité est due à la fois à la probabilité seuil ainsi qu'à la sélection des valeurs les plus grandes lors du choix à faire parmi les combinaisons. De plus, pour la très grande majorité des événements, cette probabilité est de 1. Il s'agit en réalité des rayonnements γ ne déposant leur énergie que dans un seul scintillateur. En effet, tout les photons ne frappent pas plusieurs compteurs calorimétriques. Le calcul de probabilité se fait alors en reliant un scintillateur à lui-même, ce qui explique la valeur 1. Cette distribution montre donc un très bon accord entre données et simulations pour ce paramètre, ce qui nous montre que la simulation reproduit très bien la diffusion des rayonnements γ au sein du détecteur.

Enfin, les distributions d'énergie de chacune des particules et d'énergie totale des événements de données et de simulations sont représentées dans la figure 5.8, toujours pour la source 3. Il est à noter que les distributions d'événements simulés ne sont pas ajustées aux distributions des données

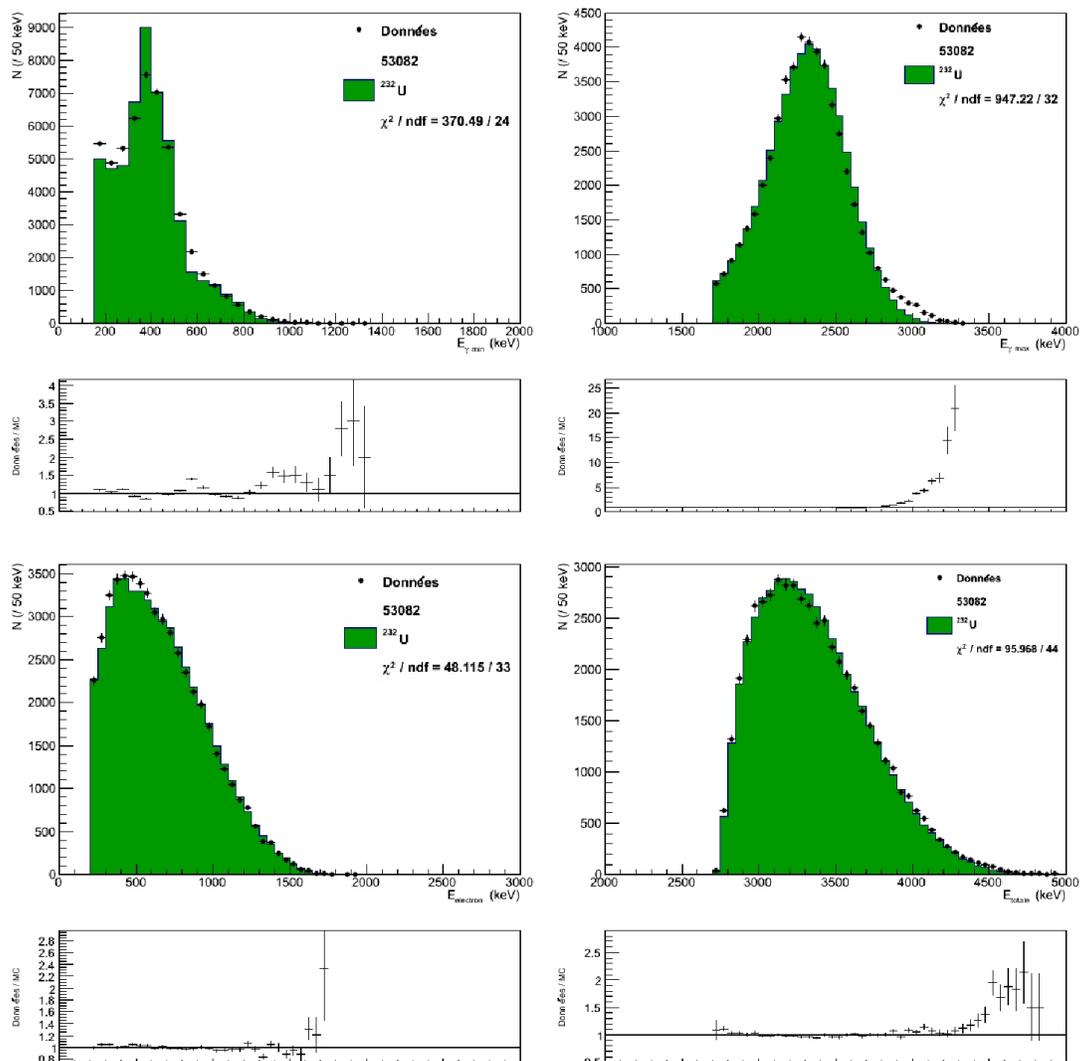


FIGURE 5.8: Comparaison des distributions d'énergies d'événements provenant des sources d' ^{232}U simulés (en vert) et réels (points noirs) pour la topologie $e\gamma\gamma$. En haut : énergie du photon transportant le minimum d'énergie (à gauche) et énergie du photon transportant le maximum d'énergie (à droite). En bas : énergie de l'électron (à gauche) et somme des énergies de l'électron et des rayonnements γ (à droite). Rapport entre les données et simulation pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

Source	Activité (Bq)		
	HPGe	Analyse sans TG	Analyse avec TG
1	$7,79 \pm 0,04 \pm 0,21$	$6,56 \pm 0,08$	$6,98 \pm 0,07$
2	$15,91 \pm 0,09 \pm 0,43$	$13,92 \pm 0,13$	$14,88 \pm 0,11$
3	$32,76 \pm 0,17 \pm 0,89$	$30,00 \pm 0,17$	$32,11 \pm 0,14$

TABLE 5.3: Mesures de l'activité des sources d' ^{232}U par spectrométrie γ (détecteur HPGe) et par topologie $e\gamma\gamma$ dans le détecteur NEMO3.

mais simplement normalisées au nombre d'évènements, ce qui ne pose pas de problème compte tenu du grand nombre d'évènements simulés. Les distributions d'énergie présentées montrent un accord acceptable, excepté pour l'énergie du rayonnement γ de plus haute énergie au-delà de 2800 keV. Cette différence est attribuée à la mauvaise résolution du calorimètre pour ce type de particules. Cependant, ces résultats semblent satisfaisant et nous assurent une fois de plus une bonne reproduction du comportement des photons de désexcitation par la simulation, paramètre particulièrement important dans le cadre de la recherche de décroissances double bêta vers des états excités.

5.7.2 Résultats et estimation d'erreurs systématiques

En plus de la forme des distributions, la simulation nous donne l'efficacité pour la topologie $e\gamma\gamma$ décrite ici (1,16 % pour la source 3). Cette efficacité $\varepsilon_{e\gamma\gamma}$ associée au nombre d'évènements observés N_{ev} et au temps d'acquisition t_{acq} réduit du temps mort t_m nous permet de calculer l'activité en ^{208}Tl des trois sources étudiées dans cette partie d'après l'équation simple :

$$A = \frac{N_{ev}}{\varepsilon_{e\gamma\gamma} \times (t_{acq} - t_m)} \quad (5.7.1)$$

Connaissant de plus le rapport d'embranchement du ^{208}Tl dans la chaîne de l' ^{232}U de 35,94 %, les activités des sources en ^{232}U sont directement accessibles et présentées dans le tableau 5.3. Ce tableau présente de plus les activités obtenues en effectuant la même analyse mais sans utilisation du traçage gamma, de la même façon qu'une telle analyse aurait été faite avant le développement de cet outil. Dans ce cas, chaque compteur calorimétrique déclenché est considéré comme frappé par un rayonnement γ différent et aucune tentative de reconstruction de parcours des photons n'est faite. Les coupures appliquées sont strictement les mêmes si ce n'est que seuls deux scintillateurs non associés à une trace avec un dépôt d'énergie supérieur à 150 keV sont recherchés. L'énergie déposée dans chaque compteur est alors considérée comme l'énergie d'un rayonnement γ . Le nombre d'évènements alors retenu pour la source 3 est de 38956.

Les valeurs présentées dans ce tableau nous montrent donc deux grandes améliorations apportées par le traçage gamma :

- les activités mesurées avec traçage gamma sont en meilleur accord avec les valeurs obtenues avec le détecteur HPGe. En effet, lorsque cet outil n'est pas utilisé, les activités sont sous-estimées. Cet effet est dû au trop grand nombre de photons ignorés par la sélection d'évènements dans les données.

- beaucoup de parcours de photons sont reconstruits grâce au traçage gamma alors qu'ils ne le sont pas avec une méthode classique, ce qui entraîne une augmentation d'environ 27 % du nombre d'évènements de données sélectionnés pour une topologie $e\gamma\gamma$. Nous verrons lors du chapitre suivant que la statistique est un facteur crucial dans la recherche de décroissances double bêta vers des états excités.

Néanmoins les activités mesurées en utilisant le traçage gamma restent systématiquement légèrement inférieures aux valeurs obtenues avec un détecteur HPGe. Cet écart est utilisé pour estimer l'erreur systématique apportée par la recherche d'évènements impliquant des rayonnements γ . Pour les trois sources 1, 2 et 3 les écarts relatifs sont respectivement de 10,4 %, 6,5 % et 2,0 %. Une approche pessimiste serait de ne considérer que la plus grande différence de valeurs et de considérer cet écart comme erreur systématique de la méthode employée. Il serait aussi possible de pondérer ces écarts selon l'incertitude qui pèse sur chacune des mesures puis de les combiner afin d'obtenir un écart global de 6,3 %. Le risque avec cette méthode est de sous-estimer l'erreur alors que la première approche est plus conservative.

De plus, nous pouvons observer que l'écart est plus grand pour les sources d'activités plus faibles. Etant donné que l'erreur que nous cherchons à déterminer ici sera utilisée pour le calcul d'activités bien plus faibles encore, le choix d'imputer à la recherche d'évènements contenant un ou plusieurs rayonnements γ une erreur systématique de 10,4 % semble plus prudent.

L'utilisation du traçage gamma est donc un atout majeur lorsqu'on le compare à une méthode classique. Ainsi cet outil sera utilisé pour étudier les différents types de topologies impliquant des rayonnements γ , principalement afin de maximiser la sensibilité du détecteur à ces évènements.

Chapitre 6

Analyse de la désintégration $\beta\beta$ du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr

Sommaire

6.1	Décroissance double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr	176
6.1.1	Prédictions théoriques	177
6.1.2	Précédents résultats expérimentaux	178
6.2	Bruit de fond interne	180
6.2.1	Contamination des feuilles source	180
6.2.2	Décroissance double bêta du ^{82}Se vers l'état fondamental	186
6.3	Bruit de fond externe	191
6.3.1	Sources de bruit de fond externe	192
6.3.2	Analyse par topologie $e - e$ externe et $\gamma - e$ externe	193
6.3.3	Résultats du modèle de bruit de fond externe	196
6.4	Décroissance double bêta vers les états excités	199
6.4.1	Sélection préliminaire des événements de topologie $ee\gamma\gamma$	201
6.4.2	Principe d'optimisation des sélections	202
6.4.3	Etude du processus de décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+	203
6.4.4	Etude du processus de décroissance $\beta\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_2^+	217
6.4.5	Conclusion	223

L'étude de la décroissance double bêta avec et sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr représente la dernière partie de ce travail de thèse. Le chapitre précédent a permis d'établir le cadre dans lequel s'est effectué ce travail d'analyse des données du détecteur NEMO3. Le traçage gamma a notamment fait l'objet d'une description approfondie dans la mesure où il s'agit d'un outil particulièrement approprié à l'étude de désintégrations vers des états excités.

Dans ce chapitre seront mesurées les différentes composantes de bruit de fond, qu'elles proviennent des sources de ^{82}Se ou d'éléments externes. La connaissance et la maîtrise de ce bruit de fond est en effet essentielle lorsque l'objectif est l'observation d'événements extrêmement rares.

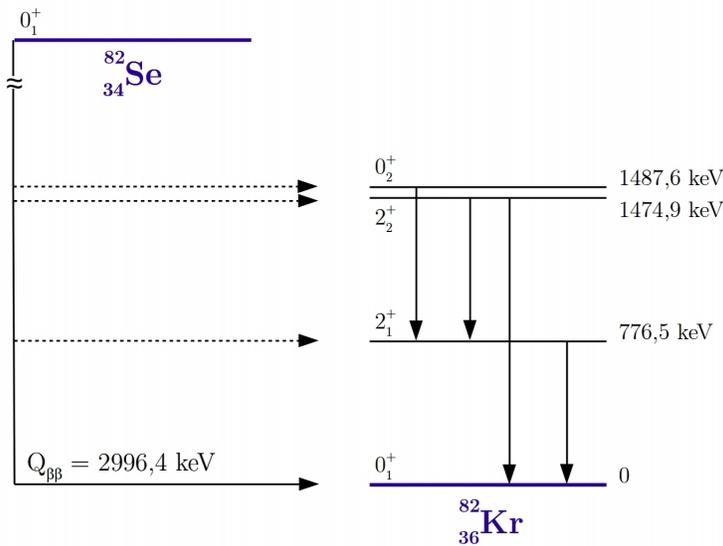


FIGURE 6.1: Schéma de désintégration par processus $\beta\beta$ du ^{82}Se vers le noyau de ^{82}Kr .

Ce n'est qu'une fois ce niveau de bruit de fond caractérisé que nous aborderons la recherche d'événements double bêta accompagnés de rayonnements γ , marques de la désexcitation de noyaux de ^{82}Kr .

Nous nous intéresserons avant cela à des aspects plus théoriques en nous penchant sur des prédictions effectuées par des calculs de Modèle en couche. Nous rappellerons de plus ce qui a pu déjà être observé en termes de décroissances $\beta\beta 2\nu$ vers des états excités.

6.1 Décroissance double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr

La recherche de la décroissance double bêta sans émission de neutrinos vers des états excités est un moyen de sonder la masse du neutrino de Majorana mais aussi et surtout de déterminer sa nature. Tout en gardant à l'esprit les incertitudes sur les facteurs d'espace de phase, la désintégration double bêta avec émission de neutrinos vers les états excités permet quant à elle de contraindre les modèles dont sont issus les calculs d'éléments de matrice nucléaire [100]. Cependant, l'étude de ce deuxième mécanisme du second ordre dans le cadre du Modèle Standard est rendue compliquée par les faibles énergies disponibles pour les électrons émis. En effet, l'efficacité de détection diminue lorsque l'énergie moyenne de ces électrons est plus faible. De plus, la probabilité de décroissance double bêta vers les états excités est proportionnelle au terme $(Q_{\beta\beta} - E^*)^{11}$ pour la désintégration avec émission de neutrinos et à $(Q_{\beta\beta} - E^*)^5$ pour la désintégration sans émission de neutrinos. E^* désigne ici l'énergie d'excitation du noyau fils et $Q_{\beta\beta}$ l'énergie totale disponible.

Cet effet est d'autant plus important dans le cas du ^{82}Se que les premiers états excités 2_1^+ , 2_2^+ et 0_2^+ du ^{82}Kr ont des niveaux d'énergie élevés comme le montre le schéma de désintégration de la

figure 6.1. Par exemple, dans le cas d'une désintégration double bêta vers l'état 0_2^+ , les électrons sont accompagnés de deux rayonnements γ de 711,2 keV et 776,5 keV, ne laissant une énergie disponible pour les électrons que de 1509 keV. L'efficacité de détection pour de tels électrons est alors réduite mais, en contrepartie, la présence dans le détecteur de ces quatre particules offre un canal d'étude très pur, moins sensible au bruit de fond que d'autres configurations.

6.1.1 Prédictions théoriques

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ était définie par l'équation 1.3.2, que nous rappelons ici :

$$\frac{1}{T_{1/2}^{2\nu}} = G^{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) \left| \frac{M^{2\nu}}{m_e} \right|^2$$

La connaissance des facteurs d'espace de phase $G^{2\nu}$ et des éléments de matrice nucléaire $M^{2\nu}$ permettent donc *a priori* d'estimer cette demi-vie théoriquement. La principale difficulté est que les valeurs de ces paramètres sont particulièrement dépendantes du modèle employé pour les calculer.

Dans le cas de l'étude des décroissances vers les états excités, les plus grandes divergences sur la demi-vie estimée proviennent des différences entre les valeurs calculées des éléments de matrice nucléaire selon le modèle théorique considéré. Les écarts entre les facteurs d'espace de phase sont par comparaison moins impactant. Les valeurs considérées pour ces derniers sont données dans la référence [101]. Les prédictions issues des modèles permettant de calculer $M^{2\nu}$ sont présentées dans le tableau 6.1 pour le ^{82}Se . Les résultats théoriques considérés ici ont été obtenu avec les approches QRPA (Quasiparticle Random Phase Approximation) et RQRPA (Renormalized QRPA) dans les bases Woods-Saxon (WS) et Woods-Saxon ajustée (AWS). Pour le Modèle en couches, les calculs ont été effectués par Houda Naidja et Frédéric Nowacki en juillet 2015 à l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg dans le cadre de cette thèse. Nous pouvons observer que les valeurs de $M^{2\nu}$ diffèrent parfois de plus de deux ordres de grandeur selon le modèle. De plus, d'après les différentes approches QRPA, la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ est la plus favorable alors qu'il s'agit du processus $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ pour le Modèle en couches. Les prédictions sur les demi-vies semblent donc insuffisantes pour déterminer laquelle des trois décroissances pourrait être observable plus facilement, notamment grâce au détecteur NEMO3.

Dans le cas du processus $\beta\beta 0\nu$, la demi-vie est aussi dépendante de la masse effective du neutrino de Majorana selon la théorie du mécanisme de masse. Cela est illustré par l'équation 1.3.3 définie dans le chapitre 1 :

$$\frac{1}{(T_{1/2}^{0\nu})_{MM}} = G^{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \left| \frac{m_{\beta\beta}}{m_e} \right|^2$$

De la même façon que pour la mécanisme $\beta\beta 2\nu$, des prédictions théoriques sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ ont été effectuées en employant deux modèles. Les résultats de ces prédictions sont données dans le tableau 6.2 pour le ^{82}Se . Dans ce cas, les valeurs pour le paramètre $M^{0\nu}$ sont obtenues d'après l'approximation QRPA et les méthodes de calcul RCM (ReCoupling Method) et BEM (Boson Expansion Method) et proviennent de la référence [104].

Modèle théorique	Transition $\beta\beta 2\nu$						Référence
	$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$		$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$		$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$		
	$M^{2\nu}$	$T_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	$M^{2\nu}$	$T_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	$M^{2\nu}$	$T_{1/2}^{2\nu}$ (ans)	
QRPA (AWS)	0,244	$1,4 \times 10^{21}$	0,00012	$3,3 \times 10^{26}$	0,0094	$6,3 \times 10^{24}$	[102][103]
RQRPA (WS)	0,159	$3,3 \times 10^{21}$	0,0041	$2,8 \times 10^{23}$	0,043	$3,0 \times 10^{23}$	[100][103]
RQRPA (AWS)	0,228	$1,6 \times 10^{21}$	0,0018	$1,5 \times 10^{24}$	0,061	$1,5 \times 10^{23}$	[100][103]
Modèle en couches (JUN45)	0,0036	$6,5 \times 10^{24}$	0,0022	$9,4 \times 10^{23}$	0,0024	$9,4 \times 10^{26}$	-

TABLE 6.1: Tableau des éléments de matrice nucléaire et des demi-vies calculées des décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr pour différents modèles théoriques.

Modèle théorique	Transition $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	
	$M^{0\nu}$	$T_{1/2}^{0\nu}$ (ans)
QRPA (RCM)	1,34	$4,5 \times 10^{25}$
QRPA (BEM)	0,947	$9,0 \times 10^{25}$
Modèle en couches (JUN45)	0,05	$4,1 \times 10^{28}$
Modèle en couches (rg)	0,25	$1,6 \times 10^{27}$

TABLE 6.2: Tableau des éléments de matrice nucléaire et des demi-vies calculées des décroissances $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr (en considérant $m_{\beta\beta} = 1$ eV) pour différents modèles théoriques.

Les demi-vies sont calculées ici en considérant une masse effective du neutrino de 1 eV. Or, dans ce cas-ci, cette masse est justement l'inconnue que nous cherchons à estimer. L'objectif de notre étude sera donc de caractériser la demi-vie $T_{1/2}^{0\nu}$ pour ensuite avoir accès à la masse $m_{\beta\beta}$ en utilisant les valeurs calculées de $M^{0\nu}$.

6.1.2 Précédents résultats expérimentaux

D'après la figure 6.1, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se peut potentiellement se faire vers les états excités 0_2^+ , 2_1^+ et 2_2^+ du ^{82}Kr . Aucune de ces transitions n'a encore pu être observée pour le ^{82}Se mais des désintégrations $\beta\beta 2\nu$ vers des états excités ont été identifiées expérimentalement pour d'autres isotopes, notamment dans le détecteur NEMO3. Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux 6.3 pour NEMO3 et 6.4 pour des mesures effectuées par spectrométrie γ à l'aide de détecteurs HPGe. Nous pouvons d'ailleurs observer que l'expérience LUCIFER a permis de placer très récemment (août 2015) les limites les plus contraignantes sur les demi-vies des décroissances $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers les états excités [105].

Notons de plus que, dans le cas des expériences employant des détecteurs HPGe, les efficacités de

Isotope	Masse (g)	Transition ($\beta\beta 2\nu$)	$Q_{\beta\beta} - E^*$ (keV)	Efficacité (%)	$T_{1/2}$ (ans)	Référence
^{100}Mo	6914	$0_1^+ \rightarrow \text{fond.}$	3034	2,5	$7,11 \cdot 10^{18}$	[46]
		$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	1903	0,081	$5,7 \cdot 10^{20}$	[62]
^{150}Nd	36	$0_1^+ \rightarrow \text{fond.}$	3367	7,2	$9,11 \cdot 10^{18}$	[52]
		$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	2627	0,31	$7,12 \cdot 10^{19}$	[106]
^{82}Se	932	$0_1^+ \rightarrow \text{fond.}$	2996	3,7	$9,6 \cdot 10^{19}$	[46]
		$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	1506	Ce travail		-

TABLE 6.3: Résultats de mesures des demi-vies des transitions $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , ^{150}Nd et ^{82}Se obtenues grâce au détecteur NEMO3. La transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ du ^{82}Se n'a pas été étudiée.

Isotope	Masse (g)	Transition ($\beta\beta 2\nu$)	E_γ (keV)	Efficacité (%)	$T_{1/2}$ (ans)	Référence
^{100}Mo	2588	$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	590,8 / 539,5	3,2 / 3,3	$7,5 \cdot 10^{20}$	[107]
^{150}Nd	154	$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	406,5 / 333,9	2,3 / 2,2	$1,33 \cdot 10^{20}$	[108]
^{82}Se	2500	$0_1^+ \rightarrow 0_2^+$	711,2 / 776,5	3,2 / 3,1	$> 3,4 \cdot 10^{22}$	[105]
		$0_1^+ \rightarrow 2_1^+$	776,5	3,1	$> 1,3 \cdot 10^{22}$	
		$0_1^+ \rightarrow 2_2^+$	698,4 / 776,5	2,9 / 3,1	$> 1,0 \cdot 10^{22}$	

TABLE 6.4: Résultats de mesures des demi-vies des transitions $\beta\beta 2\nu$ du ^{100}Mo , ^{150}Nd et ^{82}Se vers les états excités du ^{100}Ru , ^{150}Sm et ^{82}Kr respectivement, obtenues par mesures HPGe. Les valeurs d'efficacités sont données pour les rayonnements γ détectés individuellement.

détection sont meilleures que pour NEMO3. Cependant, seuls les rayonnements γ de désexcitation sont utilisés alors que le détecteur NEMO3 permet la reconstruction complète des évènements, caractérisant à la fois les électrons et les photons émis lors des décroissances.

D'après les résultats des tableaux 6.3 et 6.4, nous voyons que seules des transitions vers les états 0_2^+ ont pu être observées avec le ^{100}Mo et le ^{150}Nd . Il n'y a pas d'indication de décroissance vers des états 2^+ . La transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ semblant être favorisée, nous avons donc décidé de nous focaliser sur celle-ci, pour le ^{82}Se , dans le cadre de cette thèse. Néanmoins, la recherche de ce processus apparaît plus difficile que pour le ^{100}Mo ou le ^{150}Nd . En effet, pour ceux-ci, la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+ est supérieure d'un à deux ordres de grandeur à celle vers l'état fondamental. La demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu$ vers l'état fondamental pour le ^{82}Se étant de l'ordre de 10^{20} ans, soit un ordre de grandeur supérieur aux ^{100}Mo et ^{150}Nd , nous pouvons nous attendre par analogie à une demi-vie supérieure à 10^{22} ans pour la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$, ce qui représente un challenge. Cependant, avant de pouvoir rechercher les désintégrations $\beta\beta$ du ^{82}Se vers les états excités, il nous faut établir un modèle de bruit de fond.

6.2 Bruit de fond interne

Comme mentionné précédemment, les désintégrations double bêta vers les états excités possèdent une signature topologique très particulière et peu d'isotopes autres que les émetteurs $\beta\beta$ peuvent produire un signal similaire. Parmi eux, le ^{214}Bi et le ^{208}Tl contenus dans les feuilles sources sont les composantes principales du bruit de fond car les énergies des particules qu'ils produisent correspondent à celles d'intérêt pour les décroissances double bêta avec ou sans émission de neutrinos. Il s'agit en effet de deux émetteurs β^- avec des énergies libérées Q_β respectives de 3,27 MeV et 5,00 MeV. Lors de leur désintégration, ces isotopes peuvent produire des événements de topologie deux électrons (ee) par l'intermédiaire de trois mécanismes déjà décrits en section 2.2.7.3 :

- l'émission d'une particule β^- peut s'accompagner d'un électron de conversion issu de la désexcitation du noyau fils. Ce mécanisme peut s'accompagner de la production d'un rayonnement X ,
- cette même désexcitation peut se faire par émission d'un rayonnement γ susceptible d'arracher un électron d'un atome proche par diffusion Compton,
- la particule β^- d'origine peut elle-même diffuser par effet Möller et ici aussi entraîner l'émission d'un second électron.

Dans le cas de la recherche de désintégrations double bêta vers des états excités, ces mêmes mécanismes accompagnés d'autres rayonnements γ de désexcitation ou résultants d'un effet Bremsstrahlung peuvent produire des signaux dans les gammes d'énergie d'intérêt comme le montre la figure 6.2.

De plus, que ce soit pour la décroissance double bêta vers les états excités ou pour la décroissance double bêta sans émission de neutrinos, le processus $\beta\beta 2\nu$ est aussi source de bruit de fond :

- lorsqu'un des électrons émis (ou les deux) produit un photon par rayonnement de Bremsstrahlung dans le cas des états excités,
- du fait de la résolution en énergie du calorimètre NEMO3 pour la recherche de la désintégration $\beta\beta 0\nu$: si les deux neutrinos n'emportent que très peu d'énergie, la somme des énergies mesurées des électrons peut être égale à la valeur $Q_{\beta\beta}$ en prenant en compte la largeur de la fenêtre en énergie considérée.

Pour ces différentes raisons, l'étude du bruit de fond interne des feuilles sources est primordiale lorsque l'objectif est la recherche de signaux rares décrits ci-dessus.

6.2.1 Contamination des feuilles source

Comme indiqué en section 2.2.2, pour chacune des sources de NEMO3, des mesures ont été faites tout d'abord par spectrométrie γ (détecteur HPGe) pour caractériser leurs contaminations puis directement avec le détecteur NEMO3.

Dans le cadre de cette thèse, les contributions de bruit de fond interne des feuilles de ^{82}Se ((I) et (II)) ont été remesurées, notamment en utilisant le traçage gamma dans le cas du ^{208}Tl .

6.2.1.1 Mesure du ^{214}Bi

Grâce à la reconstruction des événements dans le détecteur NEMO3, la contamination des feuilles de ^{82}Se en ^{214}Bi peut être caractérisée par la détection de processus de type BiPo, décrits en section

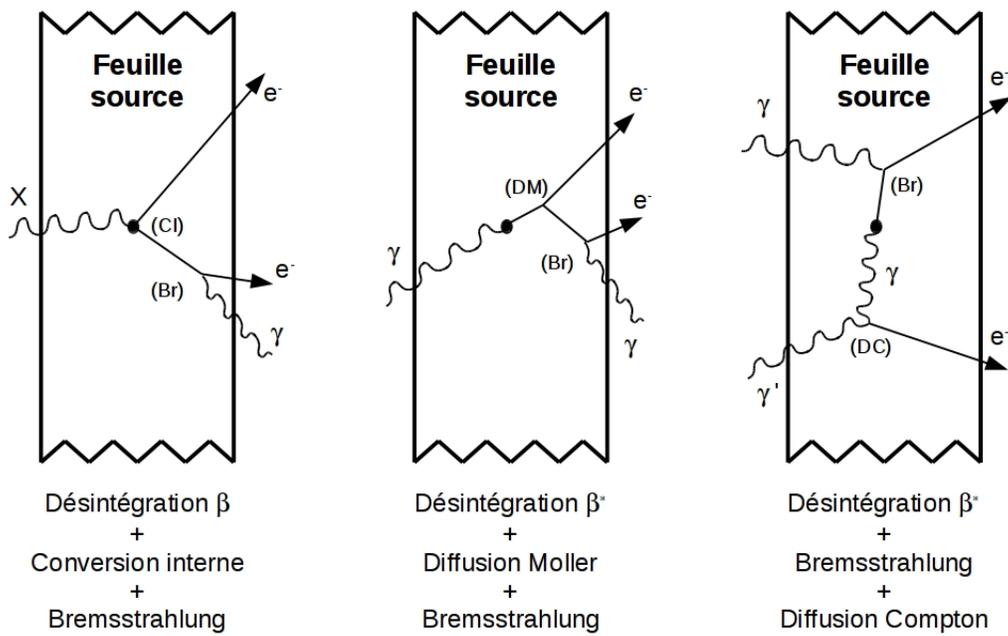


FIGURE 6.2: Mécanismes à l'origine du bruit de fond interne donnant des évènements de topologie de type $ee\gamma\gamma$ à partir d'une désintégration β (CI = Conversion Interne; β^* = Décroissance β vers un état excité; Br = Bremsstrahlung; DC = Diffusion Compton).

2.3.1.2. Le ^{214}Bi émet en effet un électron suivi de l'émission d'un α par le ^{214}Po avec $T_{1/2} = 164,3 \mu\text{s}$. Les événements recherchés pour la mesure de cet isotope sont donc des électrons provenant de la source, accompagnés de l'émission retardée d'une particule α de même origine spatiale. Nous parlerons ici de topologie $e\alpha$.

Sélection des événements

Dans le trajectographe NEMO3, contrairement aux électrons, les particules α ne sont pas significativement courbées par le champ magnétique. Dans la mesure où elles interagissent plus avec le gaz, leur parcours est bien plus court, typiquement inférieur à 36 cm pour une énergie de 7,7 MeV. Les critères de sélections pour les événements $e\alpha$ sont donc :

- une trace prompte de courbure négative, définissant l'électron, intersecte une des feuilles de ^{82}Se associée à un compteur calorimétrique dans lequel elle a déposé plus de 200 keV,
- l'électron pénètre par la face avant du scintillateur,
- le compteur calorimétrique associé est isolé : aucun autre compteur adjacent n'est déclenché afin qu'un électron ne dépose pas son énergie dans deux scintillateurs,
- une trace retardée, définissant la particule α , a déclenché au moins deux cellules Geiger dans un délai de 700 μs , fenêtre d'acquisition ouverte par le système de déclenchement du détecteur,
- l'ajustement par une ligne droite de la trace retardée coupe la feuille source à moins de 10 cm du vertex de l'électron pour identifier un vertex commun,
- le temps retardé est supérieur à 50 μs afin d'éliminer les cellules déclenchées par la trace prompte,
- la trace retardée n'a pas parcouru plus de 40 cm dans le gaz du trajectographe pour éliminer les coïncidences fortuites avec un électron.

Aucune coupure n'est faite ici sur le nombre de compteurs non associés à une trace ayant reçu un dépôt d'énergie et pouvant provenir d'un rayonnement γ .

Temps de demi-vie

La distribution des temps des traces retardées est un bon indicateur de la qualité des coupures utilisées. En effet, si seuls des événements issus de la désintégration du ^{214}Bi sont sélectionnés, cette distribution doit suivre une loi de décroissance exponentielle compatible avec celle décrivant la désintégration du ^{214}Po . Dans le cadre de cette étude, la mesure de ces différences de temps est représentée par la figure 6.3 et le temps de demi-vie obtenu après ajustement est de $159,5 \pm 5,8 \mu\text{s}$, résultat compatible avec la demi-vie attendue de 164,3 μs .

Contributions attendues

L'ajustement de la demi-vie du ^{214}Po permet donc d'affirmer que les événements considérés sont bien issus de la désintégration du ^{214}Bi . Cette observation ne donne cependant pas d'information sur l'origine exacte de ces événements. En effet, la sélection faite parmi les données est sensible à la fois à la contamination interne du ^{82}Se mais aussi à celle du mylar servant de support à la source ainsi qu'à toute désintégration de ^{214}Bi ayant lieu près de la source.

De plus, du radon étant présent dans la chambre à fils, ses descendants peuvent se fixer électrostatiquement sur différentes surfaces telles que celle des feuilles sources, des fils du trajectographe

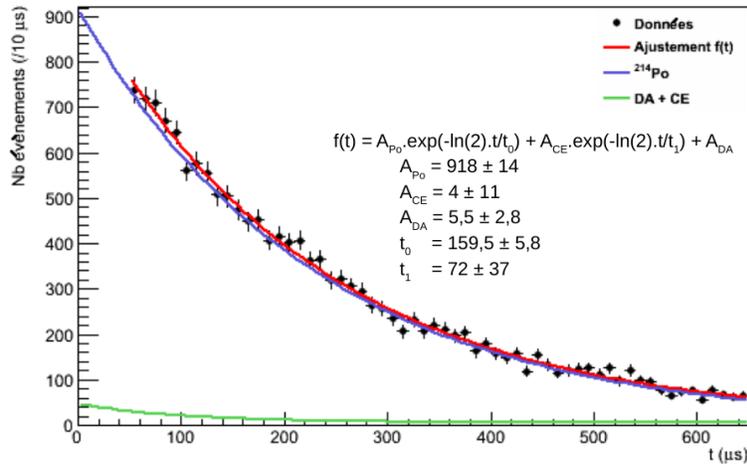


FIGURE 6.3: Ajustement de la demi-vie du ^{214}Po faisant partie du bruit de fond interne des feuilles de ^{82}Se avec *Po* le ^{214}Po , t_0 son temps de demi-vie, *CE* les cellules Geiger excités, t_1 le temps de désexcitation et *DA* les déclenchements aléatoires.

ou encore des scintillateurs et ainsi entraîner un dépôt de ^{214}Bi sur ces dernières. Les contributions attendues après la sélection des données sont donc des désintégrations de ^{214}Bi provenant de :

- la contamination interne des sources $^{82}\text{Se}(\text{I})$ et $^{82}\text{Se}(\text{II})$,
- la contamination du film de mylar,
- la surface des feuilles sources (notée *Sfoil*),
- la surface des fils du trajectographe les plus proches de la source (notée *Swire*).

Cependant, parmi les événements sélectionnés, il est possible de discriminer les contributions par la longueur des traces retardées. Leur trajet étant fortement affecté par le milieu qu’elles traversent, les particules α provenant de l’intérieur de la feuille source ne pourront parcourir qu’une distance plus faible que celles issues de la surface des fils par exemple.

Mesure des activités de ^{214}Bi interne

La simulation de ces contributions permet pour chacune d’observer les distributions de longueurs des traces retardées et de les comparer à celles des données. Pour ce faire, toutes ces distributions sont insérées dans des histogrammes (graphiques à une dimension), puis celles provenant des simulations sont ajustées aux données par maximum de vraisemblance, méthode qui sera décrite plus en détails dans la section 6.2.2.2. Cet ajustement est fait en séparant les deux types de sources $^{82}\text{Se}(\text{I})$ et $^{82}\text{Se}(\text{II})$ ainsi que les phases 1 et 2 de la prise de données pour tenir compte de la diminution du taux de ^{222}Rn dans la chambre à fils après l’installation de la tente “anti-radon”. Les résultats de cet ajustement sont décrits par la figure 6.4.

Connaissant alors la proportion d’évènements à attribuer à chaque contribution notée k_i , il est possible de calculer l’activité de chacune en utilisant simplement la formule :

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}Se VERS LES ÉTATS EXCITÉS DU ^{82}Kr

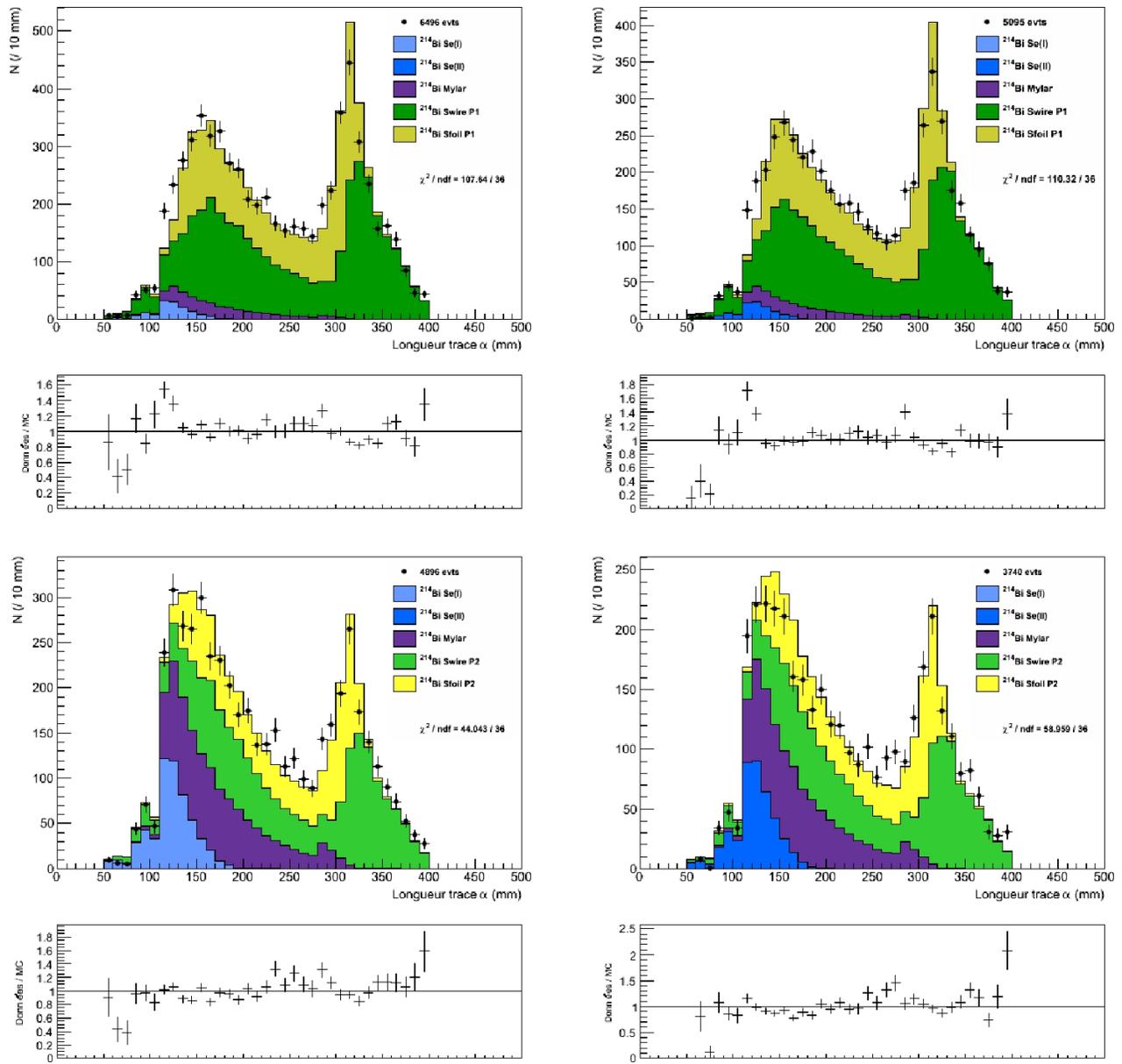


FIGURE 6.4: Résultats de l'ajustement des distributions de longueurs de traces retardées entre les données (points noirs) et les simulations pour les contributions en ^{214}Bi du bruit de fond interne en topologie $e\alpha$ pendant la phase 1 (en haut) et la phase 2 (en bas), dans les feuilles de $^{82}\text{Se}(\text{I})$ à gauche et $^{82}\text{Se}(\text{II})$ à droite. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

Contribution	Activité ^{214}Bi (mBq.kg^{-1})		
	HPGe	NEMO3	
		Phase 1	Phase 2
$^{82}\text{Se(I)}$	$< 4,2$	$1,33 \pm 0,11$	
$^{82}\text{Se(II)}$	$1,2 \pm 0,5^*$	$1,26 \pm 0,11$	
Mylar	$1,7 \pm 0,5$	$2,99 \pm 0,22$	
Swire	-	$869 \pm 18^{**}$	$119,1 \pm 2,4^{**}$
Sfoil	-	$20,33 \pm 0,58^{**}$	$2,788 \pm 0,079^{**}$

* échantillons de $^{82}\text{Se(I)}$ et $^{82}\text{Se(II)}$ avec une masse combinée de 800g

** activités totales en mBq

TABLE 6.5: Activités en mBq.kg^{-1} du ^{214}Bi des éléments contribuant au bruit de fond interne des sources de ^{82}Se mesurées par topologie $e\alpha$, pour les phases 1 et 2, et par spectrométrie γ (HPGe).

$$A_i = \frac{N_{ev} \times k_i}{\varepsilon_i \times (t_{acq} - t_m)} \quad (6.2.1)$$

où A_i est l'activité en Bq pour un bruit de fond i , N_{ev} le nombre d'évènements de données après sélection, ε_i l'efficacité pour une contribution donnée par la simulation, t_{acq} la durée de l'acquisition et t_m le temps mort en s . Le tableau 6.5 présente les activités des différentes contributions en ^{214}Bi au bruit de fond interne. Nous observons que les activités mesurées dans le cadre de cette analyse sont compatibles avec celles déduites des mesures par spectrométrie γ (HPGe) pour les sources de ^{82}Se . L'activité de ^{214}Bi dans le mylar paraît en revanche légèrement supérieure ici mais reste compatible à 2σ (95 % d'indice de confiance) compte-tenu de l'erreur sur la mesure HPGe ($\sim 30\%$). Enfin, l'effet de l'installation de la tente lors du passage de la phase 1 à la phase 2 s'observe ici par la réduction des activités issues du Radon dans la chambre à fils.

6.2.1.2 Mesure du ^{208}Tl

Le ^{208}Tl , descendant du Thorium 232 (^{232}Th) et du Thoron (^{220}Rn), est sans nul doute le bruit de fond interne le plus impactant pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos de tous les isotopes, ainsi que dans le cas des décroissances vers les états excités. C'est pourquoi la radiopureté des feuilles de ^{82}Se a été contrôlée par spectrométrie γ . Le traçage gamma est cependant un outil parfaitement adapté à la mesure de cette contamination en utilisant le détecteur NEMO3.

En effet, lors de sa décroissance, le ^{208}Tl émet, en plus d'une particule β , deux à trois rayonnements γ , comme le montre son schéma de désintégration (figure 5.5 du chapitre 5). La possibilité de reconstruire le parcours de ces photons par calcul de temps de vol maximise donc l'efficacité de détection de ces évènements dans une topologie $e\gamma\gamma$.

Sélection des évènements

L'analyse du schéma de désintégration du ^{208}Tl permet d'optimiser les critères de sélection des évènements $e\gamma\gamma$, isolant ainsi ceux provenant de la désintégration de cet isotope. Les remarques précédentes sur les coupures restent valables pour cette sélection :

- une trace prompte de courbure négative intersecte une des feuilles de ^{82}Se associée à un compteur calorimétrique dans lequel elle a déposé plus de 200 keV,
- l'électron pénètre par la face avant du scintillateur,
- le compteur calorimétrique associé est isolé,
- aucune trace retardée n'est reconstruite à proximité du vertex de l'électron,
- deux rayonnements γ sont reconstruits et déposent plus de 150 keV dans le calorimètre pour avoir un bon temps de vol,
- chaque rayonnement γ a une probabilité de temps de vol interne supérieure à 4 % et une probabilité de temps de vol externe inférieure à 1 %,
- si moins de 150 keV sont déposés dans des compteurs calorimétriques non associés à une trace, ils sont ignorés et l'évènement n'est pas rejeté. En effet, un PM bruyant peut par exemple entraîner un signal correspondant à une faible énergie dans un compteur. Ce dernier n'a alors pas de lien avec l'évènement et son rejet n'est pas justifié.

Comme pour la mesure du ^{214}Bi , cette sélection est sensible aux désintégrations de ^{208}Tl provenant de la contamination interne des sources $^{82}\text{Se}(\text{I})$ et $^{82}\text{Se}(\text{II})$ comme à celle de la surface des fils du trajectographe. De plus, malgré le fort pouvoir discriminant de la topologie $e\gamma\gamma$, certains évènements observés sont issus du ^{214}Bi ainsi que du ^{208}Tl d'origine externe.

Mesure des activités de ^{208}Tl interne

La simulation des contributions attendues est ici aussi utilisée pour ajuster ces dernières aux données en utilisant l'énergie déposée par l'électron comme le montre la figure 6.5 où les évènements des phases 1 et 2 sont rassemblés. Les activités du ^{214}Bi interne et du ^{208}Tl sont cependant fixées aux valeurs calculées à partir d'autres topologies. Le tableau 6.6 permet de comparer les résultats des mesures par spectrométrie γ à celles-ci, faites avec la méthode décrite en section 6.2.1.1. Les activités obtenues lors de cette analyse sont parfaitement compatibles avec celles mesurées par les détecteurs HPGe lors de la production des sources de ^{82}Se .

6.2.2 Décroissance double bêta du ^{82}Se vers l'état fondamental

Comme dans le cadre de la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos, la désintégration double bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se vers l'état fondamental du ^{82}Kr représente un bruit de fond important pour les états excités. Lors de l'émission des électrons dans la feuille source, un effet de Bremsstrahlung peut induire la production puis la détection de photons en coïncidence dans le calorimètre. Dans ce cas, l'évènement possède une topologie de type $ee\gamma$ (ou $ee\gamma\gamma$) identique à celle recherchée pour identifier la décroissance double bêta vers les états excités.

Le résultat officiel publié par la collaboration NEMO pour le temps de demi-vie de ce processus est $T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (9,6 \pm 0,3(\text{stat.}) \pm 1,0(\text{syst.})) \times 10^{19}$ ans, mesuré avec seulement une partie des données du détecteur NEMO3 en 2005 [46]. Une autre étude a été effectuée depuis et fait l'objet d'une

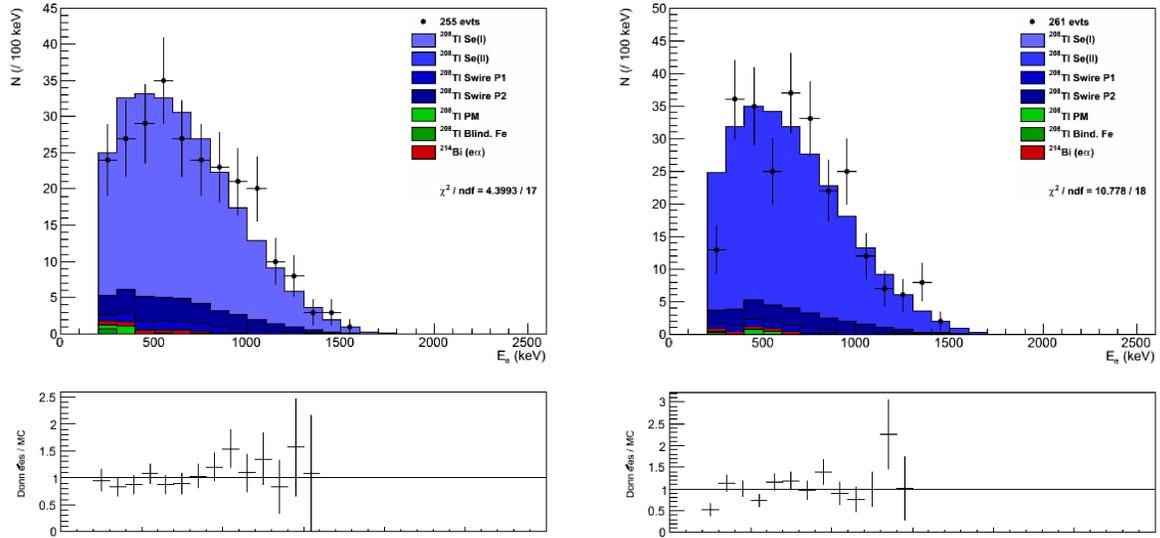


FIGURE 6.5: Résultats de l'ajustement des distributions de l'énergie déposée par l'électron entre les données (points noirs) et les simulations pour les contributions en ^{208}Tl du bruit de fond interne en topologie $e\gamma\gamma$ pour les phase 1 et 2 dans les feuilles de $^{82}\text{Se(I)}$ (à gauche) et $^{82}\text{Se(II)}$ (à droite). Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

Contribution	Activité ^{208}Tl (mBq.kg^{-1})		
		NEMO3	
		Phase 1	Phase 2
$^{82}\text{Se(I)}$	$< 0,67$	$0,358 \pm 0,027$	
$^{82}\text{Se(II)}$	$0,40 \pm 0,13^*$	$0,413 \pm 0,030$	
Swire	-	$3,39 \pm 0,20^{**}$	$2,54 \pm 0,16^{**}$

* échantillons de $^{82}\text{Se(I)}$ et $^{82}\text{Se(II)}$ avec une masse combinée de 800g
 ** activités totales en mBq

TABLE 6.6: Activités en mBq.kg^{-1} du ^{208}Tl des éléments contribuant au bruit de fond interne des sources de ^{82}Se mesurées par topologie $e\gamma\gamma$, pour les phases 1 et 2, et par spectrométrie γ (HPGe).

thèse, donnant un résultat de $T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (10,07 \pm 0,14(\text{stat.}) \pm 0,74(\text{syst.})) \times 10^{19}$ ans, obtenu en exploitant l'intégralité des données [109].

Dans le cadre de cette thèse, afin notamment de valider le modèle de bruit de fond décrit dans ce chapitre, une nouvelle mesure a été effectuée. Il s'agit donc de rechercher les événements de topologie ee dans une gamme d'énergie couvrant l'intégralité des électrons et non uniquement la région autour de la valeur $Q_{\beta\beta}$.

6.2.2.1 Sélection des événements de topologie ee

La majorité des coupures permettant d'isoler les événements de désintégration double bêta avec émission de neutrinos ayant été optimisées dans la thèse mentionnée ci-dessus, elles sont reprises ici dans un but de validation de la méthode d'analyse. Elles furent notamment ajustées afin de maximiser le rapport signal sur bruit en considérant la significativité statistique N_σ que définit l'équation 6.2.2.

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (6.2.2)$$

Cependant certains paramètres varient, tels que le statut des acquisitions considérées (uniquement statut = 1 dans cette étude). Les critères employés pour observer les événements de topologie ee sont donc :

- deux traces de courbures négatives intersectent une des feuilles de ^{82}Se en deux vertex proches,
- les vertex sont séparés de moins de 4 cm radialement et longitudinalement,
- les deux traces sont associées à deux compteurs calorimétriques différents dans lesquels elles déposent chacune plus de 300 keV,
- les électrons pénètrent par la face avant des scintillateurs,
- les deux compteurs associés sont isolés,
- aucune trace retardée n'est reconstruite à proximité des vertex des électrons,
- les deux électrons ont une probabilité de temps de vol interne supérieure à 1 % et une probabilité de temps de vol externe inférieure à 1 %,
- aucun rayonnement γ ayant déposé plus de 150 keV dans un ou plusieurs compteurs calorimétriques n'est reconstruit,
- si moins de 150 keV sont déposés dans des compteurs non associés à une trace, ils sont ignorés et l'évènement n'est pas rejeté.

Cette sélection permet, à partir des simulations, de calculer pour chaque contribution de bruit de fond le nombre d'évènements attendus pour les phases 1 et 2. Dans un second temps, elle nous donne l'efficacité du détecteur de NEMO3 pour la désintégration double bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se . Enfin, elle est appliquée aux données pour obtenir le nombre d'évènements réels répondant aux critères de topologie ee . Les efficacités, les évènements attendus et les données sont regroupés dans le tableau 6.7 pour les phases 1 et 2. Nous observons tout d'abord un clair excès d'évènements de données correspondants aux désintégrations double bêta avec émission de neutrinos. L'efficacité est quant à elle différente pour les phases 1 et 2 car elle se déduit de la simulation de décroissances $\beta\beta 2\nu$ prenant compte des conditions d'acquisition du détecteur, différentes lors des deux phases (vieillesse des PM, activité en Radon, etc).

	Phase 1	Phase 2
Exposition (kg.an)	0,85	3,52
Efficacité $\varepsilon^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$4,95 \times 10^{-2}$	$4,68 \times 10^{-2}$
Nombre d'évènements observés	3045	10306
Nombre d'évènements de bruit de fond attendu	1150,4	2893,8

TABLE 6.7: Nombre d'évènements de bruit de fond attendus, nombre d'évènements observés et efficacité de détection $\varepsilon^{2\nu}$ avec la topologie électron-électron (ee) pour les phases 1 et 2.

6.2.2.2 Ajustement et mesure de $T_{1/2}^{2\nu}$

Pour les évènements réels ainsi sélectionnés, la somme de l'énergie des deux électrons est placée dans un histogramme. Les contributions des bruits de fond sont ensuite tracées sur ce dernier. Pour finir, la distribution du signal, obtenue par simulation, est ajustée aux données par maximum de vraisemblance en la superposant au bruit de fond [110].

En effet, pour chaque pas d'histogramme i et les différentes distributions notées u_j , une probabilité de Poisson p_i est construite avec pour forme :

$$p_i = \frac{e^{-(\sum_j u_{i,j})} (\sum_j u_{i,j})^{d_i}}{d_i!} \quad (6.2.3)$$

avec d_i le nombre d'évènements de données dans chaque pas et $\sum_j u_{i,j}$ les nombres $u_{i,j}$ d'évènements simulés par pas pour un nombre j de contributions. La probabilité totale est le produit des probabilités calculées pour chaque pas :

$$P = \prod_{i=1}^N p_i \quad (6.2.4)$$

où N est le nombre de pas pour l'histogramme considéré. Dans notre cas, parmi les distributions u_j peuvent être distingués le signal s et les contributions de bruit de fond b_j . La probabilité totale P est alors maximisée en faisant varier la contribution de signal, autrement dit son activité, et en gardant le bruit de fond fixé aux valeurs obtenues. Numériquement, maximiser la vraisemblance se fait en minimisant la fonction dite log-likelihood suivante :

$$-2 \ln(P) = -2 \sum_{i=1}^N \left[-(s_i + \sum_j b_{i,j}) + d_i \ln(s_i + \sum_j b_{i,j}) - \ln(d_i!) \right] \quad (6.2.5)$$

Pour la recherche d'évènements issus de désintégrations $\beta\beta 2\nu$, le signal s est donc ajusté par rapport aux histogrammes de bruit de fond b_j connus. Cette méthode est cependant aussi utilisée pour les canaux de mesure du bruit de fond présentés dans cette thèse. Dans ces cas-ci, aucun signal n'est

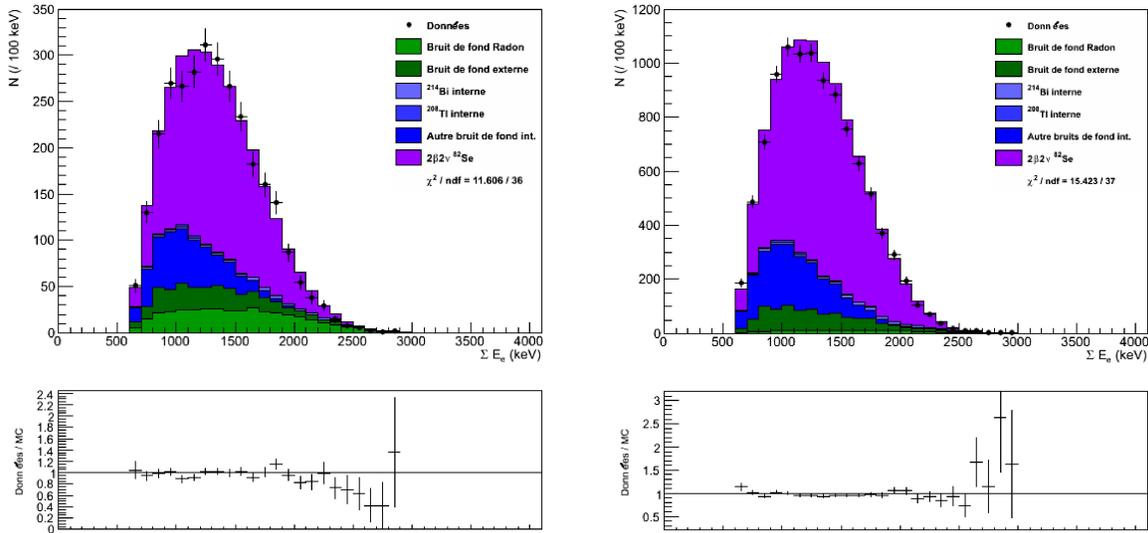


FIGURE 6.6: Spectre de la somme des énergies déposées avec la topologie ee , obtenu par ajustement entre données et simulations pour la phase 1 (à gauche) et la phase 2 (à droite). Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d’histogramme en-dessous de chaque graphique.

considéré et la maximisation de vraisemblance ne se fait qu’à partir des histogrammes de bruit de fond.

Dans le cadre de la mesure de la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ du ^{82}Se , les résultats de l’ajustement sont présentés dans la figure 6.6 pour les phases 1 et 2. Le rapport entre les données et les simulations Monte-Carlo montre d’ailleurs un bon accord entre ces deux composantes. Le maximum de vraisemblance est alors atteint pour un comptage de 1971,4 pour la phase 1 et 7697,9 pour la phase 2.

Le temps de demi-vie se déduit ensuite grâce à l’équation 6.2.6 :

$$T_{1/2}^{2\nu} = \frac{\ln(2) \times \epsilon \times m \times N_a \times (t_{acq} - t_m)}{N \times M_m} \quad (6.2.6)$$

où ϵ est l’efficacité de détection, $m = 932,6$ g la masse de ^{82}Se , N_a le nombre d’Avogadro, $t_{acq} - t_m$ le temps d’observation, N le nombre d’événements de signal et M_m la masse molaire du ^{82}Se . Le temps de demi-vie pour la décroissance double bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se mesuré ici est :

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (10,87 \pm 0,15(\text{stat.}) \pm 0,80(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ ans}$$

Rappelons que la notation 0_1^+ correspond ici à l’état fondamental des noyaux. Compte-tenu des erreurs, ce résultat est compatible avec la valeur publiée par la collaboration NEMO3 en 2005 [46].

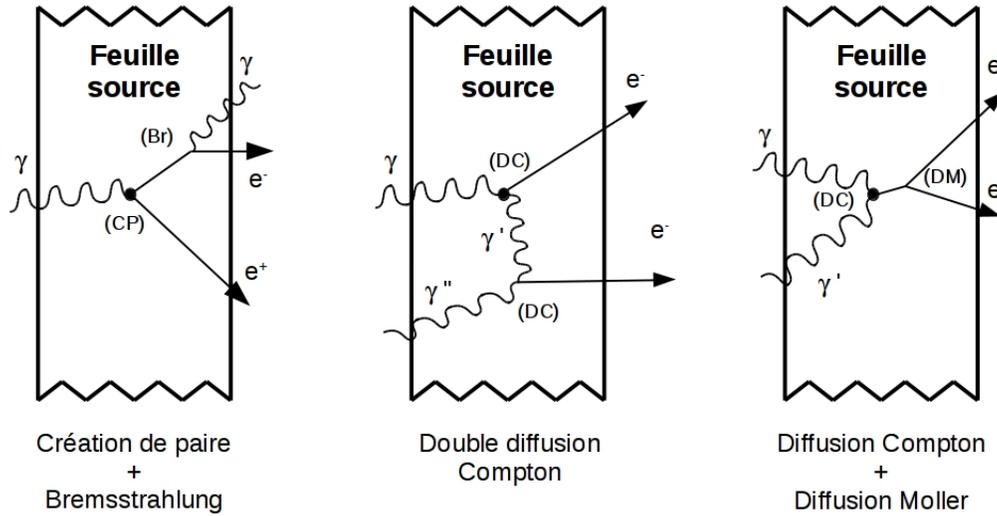


FIGURE 6.7: Mécanismes à l'origine du bruit de fond externe donnant des événements de topologie de type $ee\gamma\gamma$ à partir d'un rayonnement γ interagissant avec la feuille source (CP = Création de Paire; Br = Bremsstrahlung; DC = Diffusion Compton; DM = Diffusion Möller).

6.3 Bruit de fond externe

En plus des contaminations internes des feuilles sources, la radioactivité naturelle des différents composants du détecteur peut aussi être une source de bruit de fond. Le plus souvent, les événements pouvant reproduire le signal recherché proviennent de rayonnements γ produits par ces derniers et interagissant dans la feuille source. Trois mécanismes peuvent alors reproduire des événements avec une topologie de type ee :

- l'effet de création de paire accompagné d'une mauvaise identification de la courbure du positron,
- une double diffusion Compton,
- une diffusion Compton dont l'électron produit diffuse par effet Möller dans la feuille.

Une fois de plus, ces mêmes mécanismes peuvent produire des signaux correspondants à des désintégrations double bêta vers des états excités lorsqu'ils sont accompagnés d'autres rayonnements γ ou que le rayonnement γ à l'origine de l'évènement a une probabilité interne suffisamment élevée, comme l'illustre la figure 6.7. L'effet de création de paire est un cas particulier puisqu'il peut entraîner la production de 2 photons γ par annihilation du positron. Si l'électron associé diffuse, par effet Möller, l'évènement peut correspondre à la topologie $ee\gamma\gamma$ que nous étudierons dans le cadre des états excités en section 6.4.

Un autre type d'évènement pouvant contribuer au bruit de fond est la diffusion Compton d'un photon γ (issue d'une désintégration bêta) dans un scintillateur. L'électron produit peut alors traverser le détecteur en passant à travers une feuille source, évènement qui s'accompagne de dépôts d'énergie dans deux scintillateurs distincts. Dans ce cas, le trajet de la particule unique peut être

Composant de NEMO3	Activité (Bq)					
	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl	^{60}Co	^{234m}Pa	^{210}Bi
PM	1078 ± 32	324 ± 1	$27,0 \pm 0,6$			
Scintillateur	$21,5 \pm 0,9$	$< 0,5$	$< 0,3$	< 1	$0,58 \pm 0,04$	$9,6 \pm 0,7$
Blindage μ -metal des PM	< 15	< 2	< 1	$14,6 \pm 0,6$		
Fer des pétales	< 125	< 25	< 10	< 6		
Cuivre des pétales	< 50	< 6	< 8	$47,6 \pm 7,8$		
Tour intérieure	< 54	< 2	< 1	$18,4 \pm 1,0$		
Blindage de fer	< 3000	7360 ± 200	484 ± 24	< 600		

TABLE 6.8: Activités de plusieurs radioisotopes dans les différents matériaux de NEMO3, représentant le modèle de bruit de fond effectif du détecteur [61].

reconstruit par deux traces de part et d'autre de la feuille, caractéristiques de la topologie ee .

Ces différents mécanismes nous permettent donc d'étudier un même bruit de fond externe par le biais de deux topologies différentes : rayonnement γ externe produisant un électron dans la feuille source ($\gamma - e$ externe) et électron externe traversant la feuille ($e - e$ externe). Les événements types recherchés pour ces deux configurations sont représentés en figure 6.7. Les contributions sont cependant nombreuses et doivent être clairement identifiées.

6.3.1 Sources de bruit de fond externe

Comme indiqué dans la section 2.2.7.2, les différents composants et matériaux du détecteur NEMO3 furent l'objet d'un processus de sélection basé sur leur radiopureté. Afin de contrôler les activités résiduelles, une analyse fine du bruit de fond a été réalisée par la collaboration NEMO3 en utilisant les données recueillies par le détecteur. Un modèle effectif de bruit de fond a ainsi été mis en place, par l'intermédiaire de deux canaux d'analyse que nous allons présenter puis utiliser [61]. Les résultats de cette analyse sont d'ailleurs présentés dans le tableau 6.8.

Ce dernier nous montre que la principale origine du bruit de fond provient de la contamination des PM en ^{40}K , ^{214}Bi et ^{208}Tl . Ces activités ne servent néanmoins que de point de départ pour la mesure du bruit de fond de NEMO3 faite ici. En effet, il nous faut tenir compte de l'éventuelle inhomogénéité des contaminations dans le détecteur. Le modèle effectif de bruit de fond ayant été mis en place à partir des événements présents dans tout le détecteur, nous allons nous intéresser ici à ceux qui impliquent un vertex sur les feuilles de ^{82}Se . De cette manière, nous pourrions construire un modèle de bruit de fond plus local.

Une contribution au bruit de fond supplémentaire est le ^{222}Rn (et son descendant le ^{214}Bi) présent à la fois dans la chambre à fils, à la surface des scintillateurs ainsi que dans l'air entourant le détecteur, principalement durant la phase 1. Enfin, une autre source probable est la désintégration bêta du ^{210}Bi , descendant du ^{210}Pb dans la chambre à fils.

Le grand nombre de contaminations fait donc de l'analyse du bruit de fond externe un exercice complexe. L'emploi de deux topologies n'est pas de trop pour réussir à isoler les différentes contributions pouvant imiter le signal de désintégration double bêta vers les états excités.

6.3.2 Analyse par topologie $e - e$ externe et $\gamma - e$ externe

6.3.2.1 Sélection des évènements

Contrairement aux mesures de bruit de fond interne, les deux topologies sont utilisées ici pour un même ajustement des données et des simulations. En effet, lorsqu'il ne dépend que d'un paramètre, l'ajustement converge difficilement du fait de la complexité des contributions au bruit de fond externe.

Recherche d'électrons traversants ($e - e$ externe)

Dans le cas de la recherche des évènements de type électron traversant, les critères de sélection sont les suivants :

- deux traces de courbures opposées sont reconstruites et associées à des dépôts d'énergie supérieurs à 300 keV dans le calorimètre,
- les deux traces doivent de plus avoir une probabilité de temps de vol interne inférieure à 1 % et une probabilité de temps de vol externe supérieure à 4 % ainsi qu'un vertex commun sur une feuille de ^{82}Se ,
- les vertex sont séparés de moins de 4 cm radialement et longitudinalement,
- les électrons pénètrent par la face avant des scintillateurs,
- un des deux compteurs calorimétriques associés appartient au mur intérieur du calorimètre et l'autre appartient au mur extérieur,
- aucune trace retardée n'est reconstruite à proximité des vertex des deux traces,
- aucun rayonnement γ ayant déposé plus de 150 keV dans un ou plusieurs compteurs calorimétriques n'est reconstruit,
- si moins de 150 keV sont déposés dans des scintillateurs non associés à une trace, ils sont ignorés et l'évènement n'est pas rejeté.

Ces critères sont une fois de plus appliqués aux données ainsi qu'aux simulations. Le même protocole est utilisé pour la topologie $\gamma - e$ externe.

Recherche de rayonnements γ externe interagissant dans un scintillateur puis dans la feuille source ($\gamma - e$ externe)

Ce canal d'analyse impliquant la recherche de rayonnements γ , le traçage gamma est utilisé. Un photon γ peut diffuser dans plusieurs compteurs calorimétriques et le traçage gamma est indiqué pour associer plusieurs compteurs à un même rayonnement. Il est cependant à noter que le calcul de probabilité de temps de vol entre le photon et l'électron se fait en tenant compte du dernier compteur touché par le photon. C'est en effet à partir de celui-ci que le rayonnement va venir frapper la feuille source et entraîner l'émission d'un électron. La sélection des évènements se fait alors de la façon suivante :

- une trace de courbure négative est associée à un scintillateur où l'électron a déposé plus de 300 keV,
- une trace prompte de courbure négative intersecte une des feuilles de ^{82}Se associée à un compteur calorimétrique dans lequel elle a déposé plus de 300 keV,
- l'électron pénètre par la face avant du scintillateur,

- le scintillateur associé est isolé,
- aucune trace retardée n'est reconstruite à proximité du vertex de l'électron,
- un rayonnement γ est reconstruit et dépose plus de 300 keV dans le calorimètre,
- le rayonnement γ a une probabilité de temps de vol interne inférieure à 1 % et une probabilité de temps de vol externe supérieure à 4 %,
- si moins de 150 keV sont déposés dans des scintillateurs non associés à une trace, ils sont ignorés et l'évènement n'est pas rejeté.

Ajustement des simulations aux données

L'observable la plus pertinente pour ajuster les simulations aux données est la somme de l'énergie des deux dépôts d'énergie pour les deux topologies : ceux de l'électron et du rayonnement γ dans le cas $\gamma - e$ externe et ceux des deux compteurs associés aux deux traces dans le cas $e - e$ externe. Cependant, compte-tenu de toutes les sources de bruit de fond, le nombre de degrés de liberté est bien trop grand pour simplement ajuster toutes les distributions simulées aux données. Des contraintes sont donc apportées lors du calcul de maximum de vraisemblance.

Dans un premier temps, les activités en ^{208}Tl et ^{228}Ac d'une même source de bruit de fond (ici la chaîne du ^{232}Th) sont supposées à l'équilibre séculaire et diffèrent donc uniquement d'un facteur 0,3594 (rapport d'embranchement du ^{208}Tl dans sa chaîne radioactive).

Certains isotopes ne sont, par contre, pas en équilibre avec des noyaux parents de longue demi-vie. Leur activité a donc décroît tout au long de la prise de données. Cet effet est pris en compte et s'applique au ^{60}Co ($T_{1/2} = 5,27$ ans) et au ^{210}Bi , descendant de très courte demi-vie du ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22,3$ ans).

L'activité en ^{214}Bi à la surface des fils du trajectographe a déjà été mesurée en section 6.2.1.1 et est donc fixée. De plus, le rapport de cette activité entre la phase 1 et la phase 2 obtenu lors de cette mesure est fixée pour la contamination en ^{214}Bi à la surface des scintillateurs, supposée de même origine.

Enfin, pour les contributions dont la radiopureté est connue, une contrainte c_k de forme Gaussienne est ajoutée au paramètre d'ajustement de la forme :

$$c_k = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{A_k - A_{k_0}}{\sigma_{k_0}} \right)^2 \right] \times \left(\frac{1}{2\pi\sigma_{k_0}A_{k_0}} \right) \quad (6.3.1)$$

avec A_{k_0} et σ_{k_0} l'activité et l'erreur de l'isotope k mesurées par spectrométrie γ . En effet, pour les topologies étudiées ici, certaines contributions possèdent des distributions en énergie de forme similaire, principalement lorsqu'il s'agit d'un même isotope provenant de deux sources proches, par exemple le ^{208}Tl contenu dans les PM ainsi que dans les blindages de ces derniers. Ces contraintes permettent donc d'obtenir un ajustement tenant compte des valeurs mesurées précédemment sans fixer les contributions.

Ces éléments pris en compte, les paramètres libres de l'ajustement des simulations aux données sont les suivants :

- ^{40}K des PM et des scintillateurs (Scintill.),
- ^{214}Bi des PM, du blindage en fer (Blind. Fe), à la surface des scintillateurs (Sscin) et dans l'air du laboratoire pour la phase 1 (Air LSM),
- ^{208}Tl des PM et du blindage en fer,

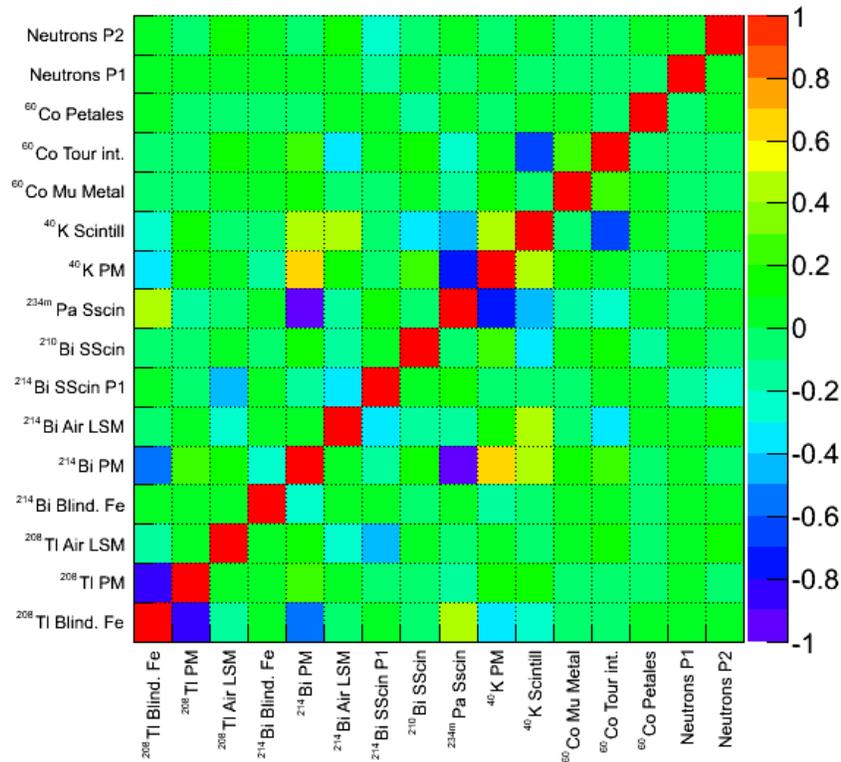


FIGURE 6.8: Matrice de corrélation pour les paramètres libres de l’ajustement des distributions de l’énergie totale des événements de topologies $e - e$ et $\gamma - e$ externes entre les données et les simulations. Pour chaque pixel, une valeur positive montre une corrélation et une valeur négative montre une anti-corrélation.

- ^{210}Bi à la surface des scintillateurs,
- ^{234m}Pa à la surface des scintillateurs,
- ^{60}Co dans le blindage μ -metal des PM (Mu Metal), dans la tour intérieure (Tour int.) et dans le cuivre des pétales (Petales).

Les abréviations des contributions apparaissent entre parenthèses. L’ajustement est ensuite effectué par maximum de vraisemblance comme décrit dans la section 6.2.2.2 mais une seule minimisation est faite pour les deux topologies ainsi que pour les phases d’acquisition 1 et 2.

Neutrons

Une dernière contribution qui n’est que partiellement prise en compte dans cette étude est celle des neutrons qui peuvent interagir par capture neutronique et induire l’émission de rayonnements γ . Ils peuvent provenir notamment de la fission spontanée des isotopes d’Uranium présents dans la roche et des réactions (α, n) dans la roche ou dans les matériaux du détecteur, principalement les dynodes des PM et le blindage en fer. Dans le cas des réactions (α, n) , la chaîne du ^{232}Th est la plus dangereuse car c’est celle dans laquelle les α ont l’énergie la plus élevée (par comparaison à la chaîne de ^{238}U). Les distributions prises en compte ici pour les événements de topologies $\gamma - e$ et $e - e$ externes sont obtenues à partir d’acquisitions effectuées en présence de sources neutrons et non de simulations. Une normalisation n’est donc pas effectuée ici, il s’agit dans cette étude d’une approche qualitative. Néanmoins, leur contribution n’est attendue qu’à hauteur de 0,03 % du bruit de fond total pour des énergies inférieures à 4 MeV et est donc négligeable [61].

6.3.3 Résultats du modèle de bruit de fond externe

Les résultats de l’ajustement pour la topologie $e - e$ externe sont présentés dans la figure 6.9. Nous obtenons une bonne compatibilité entre la simulation et les données. Seul un léger excès de données d’environ 15 % est observé entre 2400 keV et 2800 keV pendant la phase 2 et n’est pas reproduit pendant la phase 1.

L’ajustement pour la topologie $\gamma - e$ externe est lui illustré par la figure 6.10. L’accord entre simulations et données est globalement bon, avec un excès d’événements de très haute énergie dans les données. Ces derniers peuvent être attribués à des rayonnements γ de 6 – 7 MeV issus de la capture radiative de neutrons dans le fer ou le cuivre. Ils ne représentent pas un problème pour la suite de cette analyse.

Les activités des contributions de bruit de fond externe sont ensuite calculées à partir de l’ajustement et résumées dans le tableau 6.9. Pour la plupart des contaminations, les activités sont compatibles entre cette analyse et le modèle effectif de bruit de fond. Cependant, pour un même isotope, la contribution d’un composant peut être sous-estimée alors que celle d’un autre matériau de NEMO3 proche du premier est surestimée. C’est le cas par exemple du ^{214}Bi présent dans les PM ainsi que dans le blindage de fer. Cet effet est dû aux formes des distributions pouvant être très similaires et donc anti-corrélées, comme le montre la matrice de corrélation présentée en figure 6.8.

Enfin, les activités mesurées pour le ^{60}Co sont systématiquement supérieures à celles attendues. Les erreurs estimées sont néanmoins grandes, encore une fois à cause de la similarité des distributions qu’il est difficile de différencier lors de l’ajustement. De plus, il est possible que la radiopureté des composants du détecteur soit inhomogène. Dans ce cas des divergences peuvent apparaître entre le

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}Se VERS LES ÉTATS EXCITÉS DU ^{82}Kr

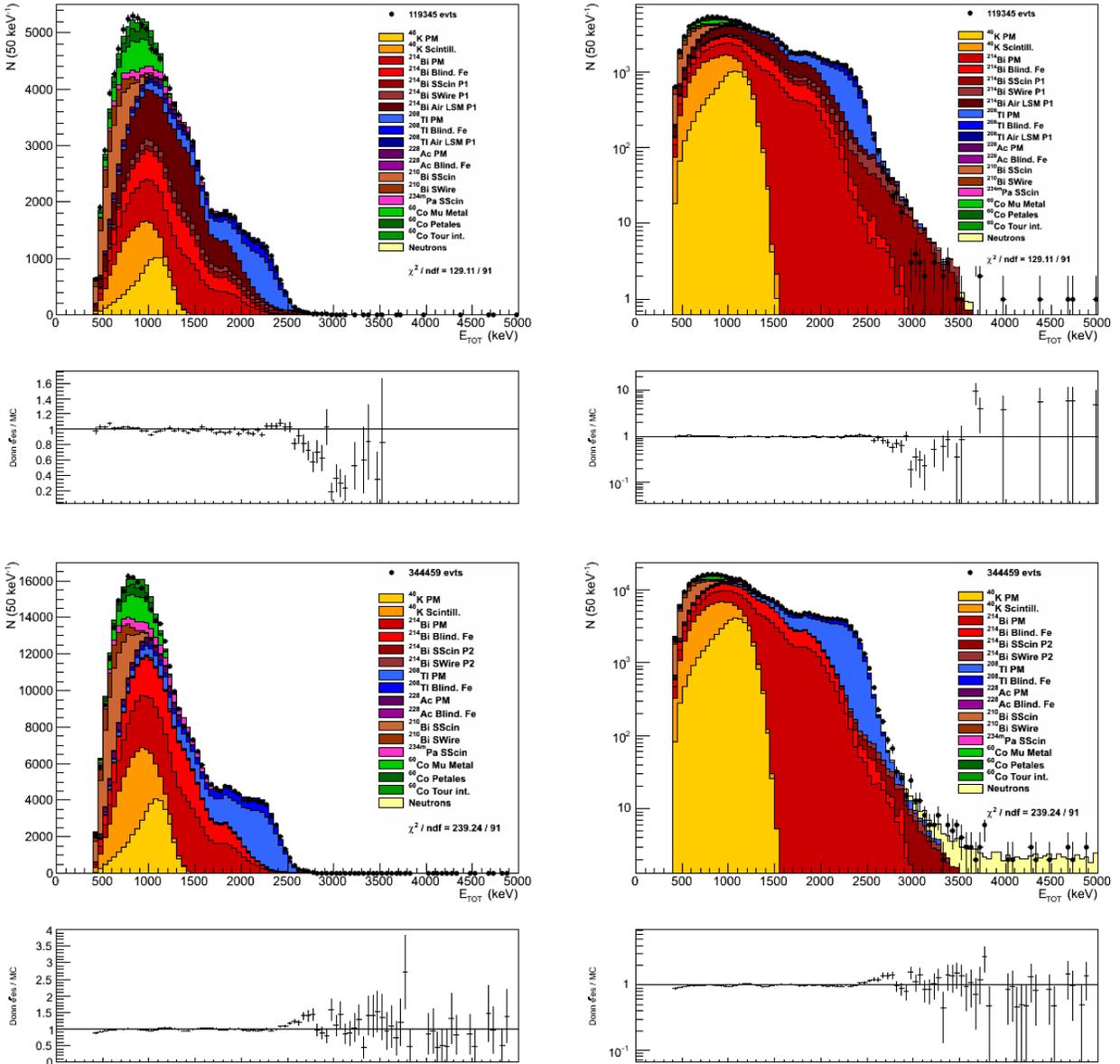


FIGURE 6.9: Résultats de l'ajustement des distributions de l'énergie totale des évènements de topologie $e - e$ externe entre les données et les simulations pour les contributions du bruit de fond externe pendant la phase 1 (en haut) et la phase 2 (en bas), représentées en échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}Se VERS LES ÉTATS EXCITÉS DU ^{82}Kr

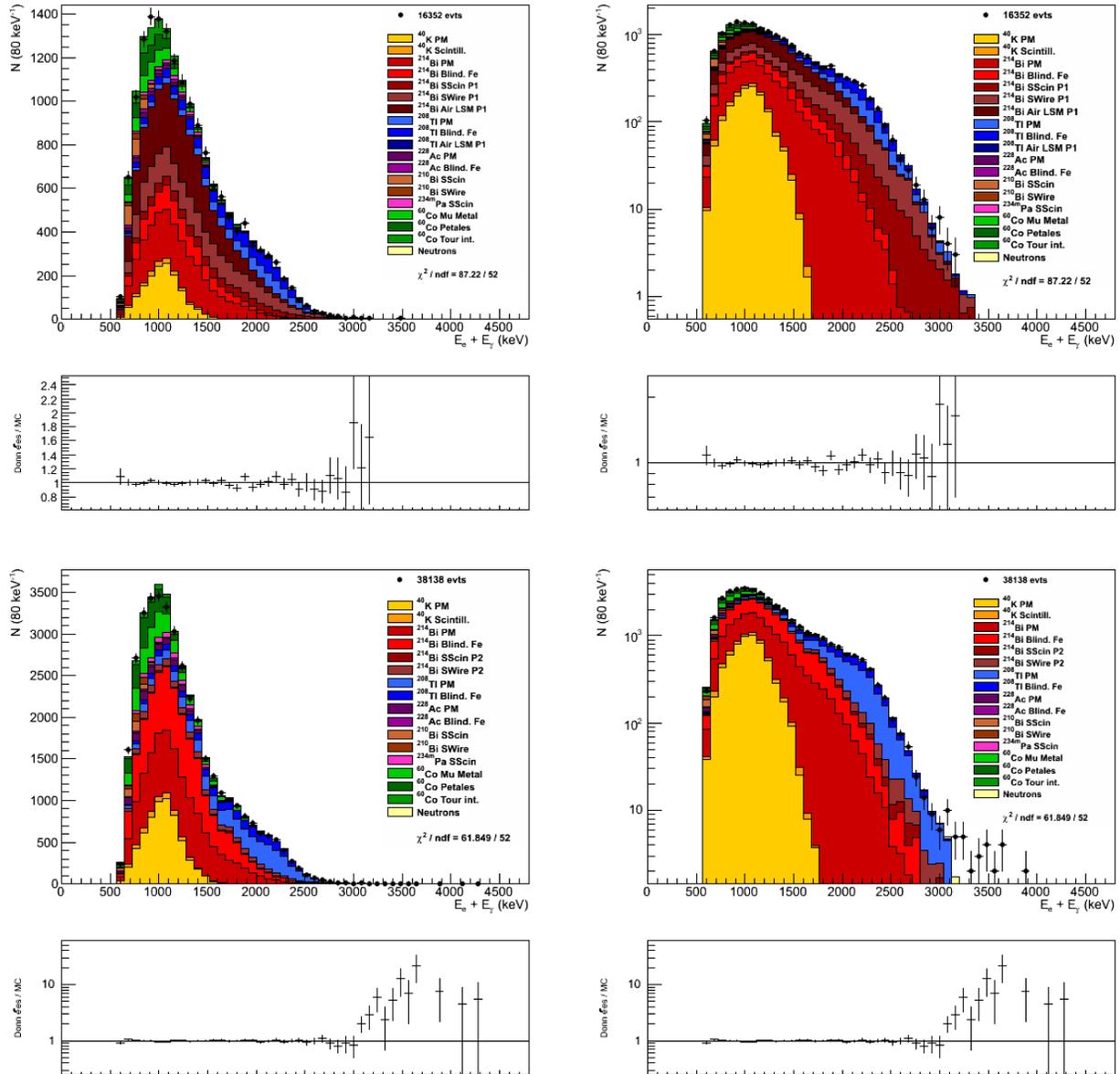


FIGURE 6.10: Résultats de l'ajustement des distributions de la somme des énergies de l'électron et du photon γ pour les événements de topologie $\gamma - e$ externe entre les données et les simulations pour les contributions du bruit de fond externe pendant la phase 1 (en haut) et la phase 2 (en bas), représentées en échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

Isotope	Composant de NEMO3	Activité (Bq)		
		Cette analyse		Modèle de bruit de fond
		Phase 1	Phase 2	
^{40}K	PM	1145 ± 34		1078 ± 32
	Scintillateur	15,03 ± 0,85		21,5 ± 0,9
^{214}Bi	PM	308 ± 14		324,0 ± 1,0
	Blindage de fer	8840 ± 131		7360 ± 200
	Surface des scintillateurs	0,57 ± 0,06	0,09 ± 0,01	-
	Air du laboratoire	597 ± 12	-	-
^{208}Tl	PM	36,67 ± 0,72		27,0 ± 0,6
	Blindage de fer	349 ± 33		484 ± 24
	Air du laboratoire	6,3 ± 1,3	-	-
^{210}Bi	Surface des scintillateurs	37,23 ± 0,57		-
^{234m}Pa	Surface des scintillateurs	0,54 ± 0,28		0,58 ± 0,04
^{60}Co	Blindage μ -metal des PM	78 ± 44		14,6 ± 2,6
	Cuivre des pétales	183,4 ± 7,3		47,6 ± 7,8
	Tour intérieur	23 ± 18		18,4 ± 1,0

TABLE 6.9: Activités en Bq des différents composants du détecteur NEMO3 mesurées à l'aide des topologies $e-e$ et $\gamma-e$ externes et comparées à celles données par le modèle de bruit de fond effectif.

modèle de bruit de fond effectif et cette analyse locale. Cependant, comme nous le verrons, le ^{60}Co ne représente pas une source importante de bruit de fond pour la désintégration double bêta vers les états excités.

6.4 Décroissance double bêta vers les états excités

Nous avons déjà indiqué dans la section 6.1.2 que, parmi les désintégrations double bêta vers les états excités possibles du ^{82}Se , nous allons nous focaliser sur la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$, présentée en figure 6.11. En effet, d'après les résultats obtenus pour le ^{100}Mo et le ^{150}Nd , les décroissances vers les états 2^+ semblent défavorables. Dans le cas du ^{82}Se , elles soulèvent quelques difficultés expérimentales. En effet, la désexcitation du ^{82}Kr depuis l'état 2_1^+ ne s'accompagne de l'émission que d'un rayonnement γ de 776,5 keV. La recherche d'un tel processus se fait donc par l'étude du canal $ee\gamma$, plus difficile car de nombreux bruits de fond peuvent y contribuer, ces derniers rendant la sélection d'évènements plus ardue. En particulier, la décroissance double bêta du ^{82}Se vers l'état fondamental du ^{82}Kr peut s'accompagner d'un rayonnement Bremsstrahlung, émis lors du parcours d'un des deux électrons, et conduire à des évènements $ee\gamma$. D'autres bruits de fond interne ou externe peuvent aussi intervenir comme l'illustrent les figures 6.2 et 6.7.

D'autre part, la transition $0_1^+ \rightarrow 2_2^+$ peut difficilement être différenciée d'une transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ expérimentalement. En effet, les deux font intervenir la détection simultanée de deux électrons et deux photons γ . En revanche, d'après les prédictions théoriques présentées dans le tableau 6.1, la

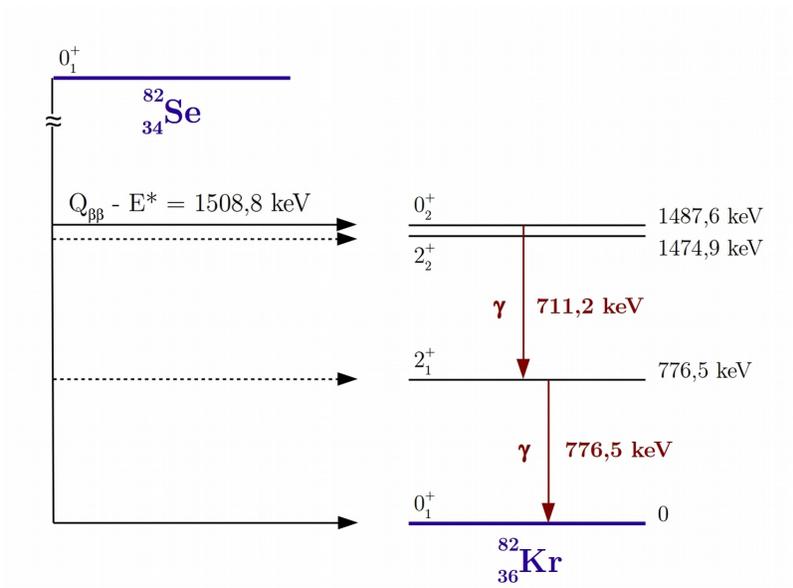


FIGURE 6.11: Schéma de désintégration par processus double bêta du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr . Le scénario d'une désintégration $\beta\beta 2\nu$ (ou $\beta\beta 0\nu$) vers l'état excité 0_2^+ est représenté avec l'émission de 2 électrons se partageant au maximum 1508,8 keV suivie de l'émission en cascade de 2 photons γ de 711,2 keV et 776,5 keV respectivement.

décroissance $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ est plus favorable. Il s'agit là de raisons supplémentaires au choix effectué de se concentrer sur cette dernière.

Sur un plan expérimental, la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ se détache du bruit de fond grâce à sa topologie spécifique $ee\gamma\gamma$ comportant quatre particules dont les énergies sont sélectionnées par plusieurs coupures. Si nous considérons de nouveau la décroissance double bêta vers l'état fondamental, la probabilité d'observer deux rayonnements Bremsstrahlung simultanément diminue drastiquement. Ce phénomène a notamment été étudié en observant des sources d'Yttrium 90 (^{90}Y) dans NEMO3. Dans le cadre de la désintégration de cet isotope, la production de rayonnements de Bremsstrahlung intervient pour approximativement 1 % des électrons émis. Afin d'estimer l'impact de ce processus sur notre étude, nous pouvons appliquer ce facteur aux décroissances double bêta vers l'état fondamental du ^{82}Se . Pour que ces dernières soient à l'origine d'un bruit de fond dans le canal $ee\gamma\gamma$, les deux électrons doivent produire un effet Bremsstrahlung. La probabilité est donc réduite à 10^{-4} . Ayant déterminé en section 6.2.2.2 qu'environ 10^4 évènements ont été détectés pour cette décroissance, nous pouvons nous attendre à observer seulement 1 évènement de bruit de fond dans la recherche de la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$. Ce calcul ne prend pas en compte divers paramètres tels que l'énergie des électrons mais permet une première approximation avec une approche pessimiste. La topologie $ee\gamma\gamma$ permet donc *a priori* de rejeter une grande part du bruit de fond.

Nous chercherons donc dans cette dernière partie à observer deux électrons se partageant une énergie inférieure ou égale à 1509 keV en coïncidence de deux rayonnements γ de 711,2 et 776,5 keV, comme le montre le schéma de désintégration de la figure 6.11.

Il faut cependant noter que cette transition semble *a priori* plus difficile à détecter dans le cas du ^{82}Se que dans ceux du ^{100}Mo ou du ^{150}Nd . En effet, en se basant en premier lieu sur les résultats du tableau 6.4, la demi-vie du processus $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ pour le ^{82}Se serait supérieure d'un facteur 5 à 20 par rapports aux autres isotopes. Enfin, dans le cadre de NEMO3, l'énergie $Q_{\beta\beta}$ de cette transition pour le ^{82}Se étant moins importante, les électrons émis se partagent peu d'énergie et réduisent donc l'efficacité de détection comme nous le verrons dans la section 6.4.3.1.

6.4.1 Sélection préliminaire des évènements de topologie $ee\gamma\gamma$

Les évènements étudiés au cours de ce chapitre ont été recueillis pour une exposition de 4,37 kg.an du ^{82}Se dans le détecteur NEMO3. Pour sélectionner efficacement les évènements d'intérêt et rejeter au mieux ceux de bruit de fond, il convient de définir avec soin des critères de sélection.

Avant de nous pencher sur des coupures spécifiques aux transitions $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ du ^{82}Se , il nous faut établir une première sélection permettant d'isoler les évènements de topologie $ee\gamma\gamma$. Elle consiste en la suite de critères suivants :

- deux traces de courbures opposées sont reconstruites et associées à des dépôts d'énergie supérieurs à 200 keV dans le calorimètre,
- les deux traces doivent de plus avoir une probabilité de temps de vol interne supérieure à 1 % et une probabilité de temps de vol externe inférieure à 1 % ainsi qu'un vertex commun sur une feuille de ^{82}Se ,
- les vertex sont séparés de moins de 4 cm radialement et longitudinalement,
- les électrons pénètrent par la face avant des scintillateurs,

- les deux compteurs calorimétriques associés appartiennent aux murs intérieur ou extérieur du calorimètre,
- aucune trace retardée n’est reconstruite à proximité des vertex des deux traces,
- deux rayonnements γ sont reconstruits par traçage gamma et déposent chacun plus de 150 keV dans le calorimètre,
- chaque rayonnement γ a une probabilité de temps de vol interne supérieure à 4 % et une probabilité de temps de vol externe inférieure à 1 %,
- si moins de 150 keV sont déposés dans des compteurs non associés à une trace, en plus des deux rayonnements γ reconstruits, ils sont ignorés et l’évènement n’est pas rejeté. Il sont en effet considérés comme non impliqués dans ce dernier, pouvant provenir par exemple de PM bruyants.

Précisons que le seuil de 200 keV sur l’énergie des électrons est dû à la correction appliquée sur la réponse en temps des compteurs calorimétriques. En effet, pour des énergies plus faibles, cette correction peut différer légèrement, ce qui ne représente généralement pas un problème et permet de conserver les électrons d’énergie supérieure à 150 keV. Or, dans notre cas, comme nous allons le voir, nous allons chercher à supprimer certaines coupures. Il nous faut donc, en contrepartie, nous assurer que le critère temporel sur les électrons soit particulièrement discriminant pour conserver une topologie $ee\gamma\gamma$. De plus grandes incertitudes sont considérées pour les calculs de temps de vol des rayonnements γ et ne justifient pas d’élever le seuil en énergie dans ce cas.

Cependant, ces coupures ne sont définies que pour détecter tout évènement de topologie $ee\gamma\gamma$. Dans le but de se concentrer sur la décroissance $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ du ^{82}Se , puis $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ par la suite, d’autres critères de sélection doivent être mis en place pour isoler plus efficacement le signal.

6.4.2 Principe d’optimisation des sélections

L’objectif de cette section étant de maximiser le rapport signal sur bruit, une sélection plus fine doit donc être effectuée. Celle-ci consiste à calculer la signification statistique N_σ , définie auparavant par l’équation 6.2.2, pour toute coupure que l’on désire appliquer. Ne sont ensuite conservés que les critères pour lesquels la signification est maximale. Cette grandeur a été définie auparavant avec l’équation 6.2.2 que nous rappelons ici :

$$N_\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$$

Dans le but de maximiser le terme N_σ , l’impact des coupures ne doit être étudié qu’à partir de simulations Monte-Carlo. Des évènements de bruit de fond et de signal simulés sont donc comparés en calculant la signification à partir de ces derniers. Les critères permettant d’obtenir la plus grande valeur de N_σ sont alors conservés.

Cependant, alors que le terme B est défini par les activités des différents bruit de fond déterminées dans les sections précédentes, la valeur S est inconnue puisqu’aucune transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ n’a encore été observée pour le ^{82}Se . Nous avons donc décidé de nous placer dans une hypothèse $T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 3 \times 10^{20}$ ans pour le processus $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, afin d’attribuer une activité au signal simulé. Cette demi-vie est déterminée arbitrairement pour s’assurer d’obtenir un signal suffisant lors des simulations. Elle est néanmoins raisonnable car d’une valeur trois fois supérieure à

celle de $T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ vers l'état fondamental. Nous pouvons ainsi obtenir un paramètre S statistiquement pertinent après application des coupures.

6.4.3 Etude du processus de décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+

6.4.3.1 Topologie $ee\gamma\gamma$ pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état excité 0_2^+

Les premiers critères de sélection que nous décidons d'étudier sont d'ordre topologiques. Il s'agit de coupures utilisées de manière générale pour l'étude d'événements comprenant des électrons et des rayonnements γ . Or, dans le cas de la topologie $ee\gamma\gamma$, nous pouvons nous attendre à une faible efficacité de détection. Cela se justifie principalement par deux phénomènes :

- l'énergie disponible pour les électrons est de 1509 keV dans la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$. Pour deux électrons se partageant cette énergie, l'efficacité du détecteur NEMO3 est de 3,75 % lorsque ces électrons sont définis par des critères de base (trace reconstruite possédant un vertex sur une feuille source de ^{82}Se et interagissant dans un scintillateur),
- la recherche de deux rayonnements γ en coïncidence. L'efficacité de détection pour un seul photon γ de 700 keV est estimée à 36 % par simulation.

A partir de ces résultats, nous pouvons d'ores et déjà estimer que l'efficacité de détection pour la topologie $ee\gamma\gamma$ est inférieure à 0,5 %. Nous désirons néanmoins conserver une statistique suffisante. Le but de cette section est donc de s'assurer que certaines coupures usuelles, destinées à être sélectives pour obtenir un signal pur, ne diminuent pas l'efficacité de détection sans réduire le bruit de fond de façon significative. Nous allons donc vérifier l'impact du retrait ou de l'application de ces critères de sélection sur la signification N_σ . Les quatre coupures étudiées ici sont les suivantes :

- les électrons doivent être détectés par des compteurs calorimétriques internes ou externes et non par ceux des pétales,
- la trace des électrons doit être de courbure négative,
- chaque rayonnement γ a une probabilité de temps de vol interne supérieure à 4 % et une probabilité de temps de vol externe inférieure à 1 % pour chacune des deux traces,
- si des rayonnements supplémentaires d'énergie inférieure à 150 keV sont détectés, ils doivent être décorrélés en temps pour que l'événement soit conservé.

En effet, de façon générale, les événements impliquant la détection d'électrons par les compteurs calorimétriques des pétales peuvent souffrir d'une mauvaise reconstruction du signal. Si une décroissance a lieu en bas ou en haut d'une feuille source, les électrons peuvent atteindre le compteur d'un pétale proche avec un parcours trop court pour assurer une bonne reconstruction de trace. De plus, ces électrons ont une plus grande chance d'interagir avec le compteur calorimétrique par une face latérale, par comparaison à un mur interne ou externe du calorimètre où cette dernière se fait presque toujours au niveau de la face avant. C'est pourquoi nous avons décidé jusqu'à présent de les ignorer lorsque nous sommes en présence d'un nombre suffisant d'événements. Dans le cas présent, nous avons décidé de déterminer si cette coupure peut être retirée mais en affinant la sélection : si les compteurs calorimétriques des pétales sont conservés, des critères supplémentaires sont appliqués sur la longueur de la trace (50 cm) et sur la face d'entrée du scintillateur (face avant).

Dans le détecteur NEMO3, les électrons sont définis par des traces de courbure négative. Or, il arrive que le parcours de certains d'entre eux soit reconstruit avec une courbure positive, le taux de

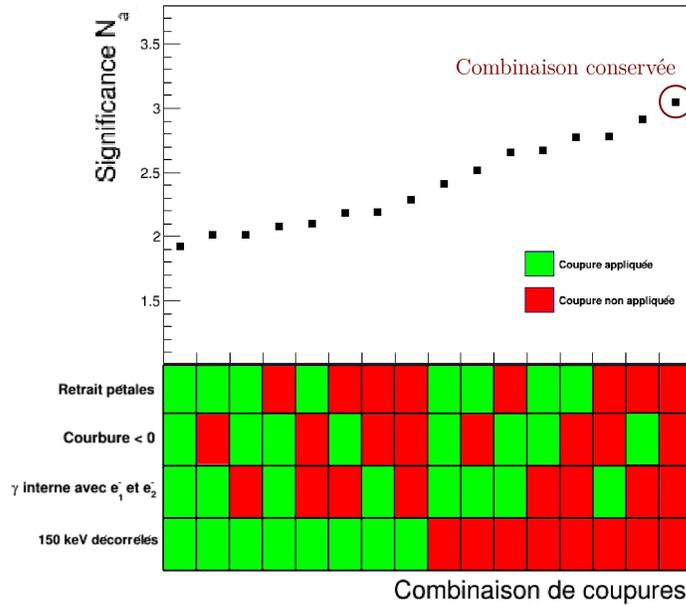


FIGURE 6.12: Significance N_σ obtenue pour chaque combinaison des quatre coupures topologiques optimisables. Nous constatons que la signification est maximale ($N_\sigma \sim 3$) dans le cas où aucune des 4 coupures n'est appliquée.

confusion étant d'approximativement 5 %. Nous cherchons ici à vérifier que rejeter les particules de courbure positive ne dégrade pas l'efficacité de façon trop importante.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, le calcul de probabilité de temps de vol pour un rayonnement γ se fait entre ce rayonnement et une trace reconstruite. Il nous faut donc déterminer si un rayonnement doit satisfaire les critères de sélection en temps de vol pour un seul des électrons ou pour les deux.

Enfin, généralement, les dépôts d'énergie inférieurs à 150 keV sont considérés comme des déclenchements de PM bruyants. Si cette hypothèse est correcte, ces interactions doivent être parfaitement décorréliées en temps d'évènements de type interne ou externe. Afin de s'en assurer, nous vérifions que les probabilités de temps de vol interne et externe soit suffisamment faibles ($< 0,1\%$). La coupe que nous cherchons à tester ici consiste à ne conserver que les déclenchements aléatoires de faible énergie, afin de supprimer plus de bruit de fond interne ou externe.

Afin de maximiser le rapport signal sur bruit, la signification est calculée pour chaque combinaison de ces quatre coupures, en les retirant ou en les appliquant. Il s'agit donc d'étudier ces 16 cas possibles. Après avoir calculé N_σ pour chacune d'entre elles, la valeur la plus grande est obtenue lorsqu'aucune des coupures n'est appliquée comme le montre la figure 6.12 représentant la valeur de N_σ en fonction de la combinaison de coupures. Cela se justifie par le fait que ces dernières réduisent l'efficacité de détection alors qu'elles n'agissent que très peu sur la suppression du bruit de fond.

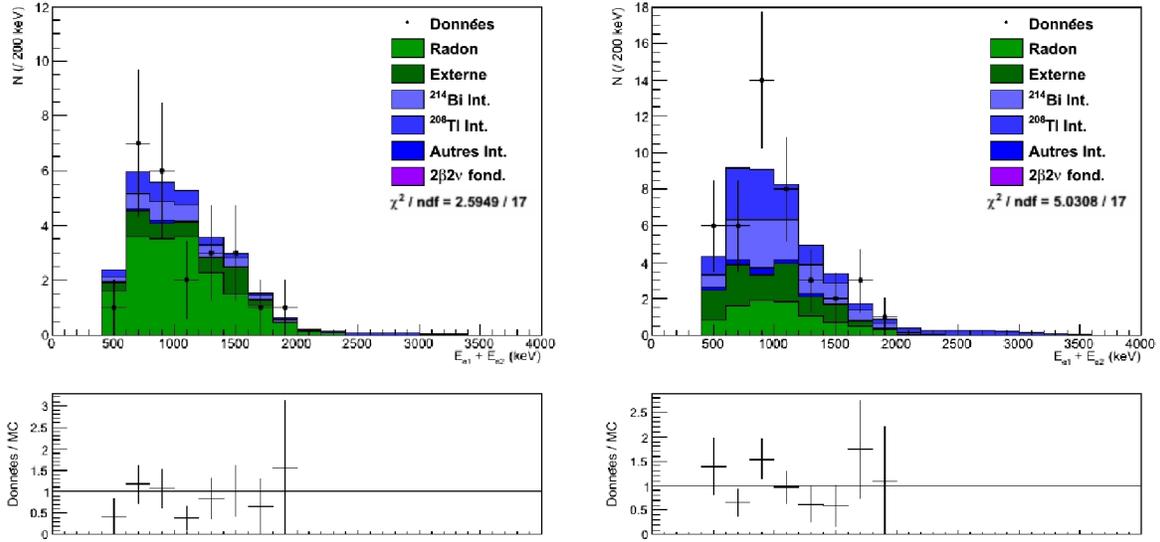


FIGURE 6.13: Spectre de la somme des énergies déposées par les électrons après sélection préliminaire selon la topologie $ee\gamma\gamma$, pour les données de la phase 1 (à gauche) et de la phase 2 (à droite) ainsi que pour les contributions de bruit de fond simulées. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

Après avoir mis en place ces critères de sélection, l'efficacité de détection du signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ est uniquement de 0,078 %, ce qui est en accord avec l'estimation effectuée en début de section. Les données alors obtenues pour la somme en énergie des deux électrons ainsi que les contributions de bruit de fond sont présentées dans la figure 6.13 pour les phases 1 et 2 de l'expérience.

Par simple observation des deux histogrammes, nous constatons que le Radon est la source principale de bruit de fond durant la phase 1. L'impact de la réduction de la contamination du gaz de la chambre à fils est ici clairement visible. En effet, pour la phase 2, le bruit de fond dominant devient la contamination interne des feuilles sources en ^{214}Bi et ^{208}Tl .

Nous remarquons de plus que le nombre d'événements retenus est particulièrement faible : 67 au total. Nous pouvons donc confirmer que l'étude de cette topologie est grandement discriminante. Considérant l'incertitude statistique d'une telle mesure, il nous faut comparer ces $67,0 \pm 8,2$ événements observés aux 72 événements de bruit fond attendus. Ces deux valeurs étant compatibles aux erreurs près, les événements observés sont donc en accord avec le bruit de fond. Nous pouvons alors déterminer le nombre d'événements de signal qu'il est possible d'exclure à partir de telles valeurs à partir du seuil de décision (SD) du détecteur [85].

$$SD = k_{1-\alpha} \sqrt{2(n_{BDF} + 1)}$$

Dans ce cas le nombre d'événements exclus N_{exclus} est 12,1. Cette valeur permet ensuite de déterminer une première limite sur le temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers

l'état 0_2^+ du ^{82}Kr d'après l'équation :

$$T_{1/2} > \varepsilon \times N_{at} \times \ln(2) \times t \times \frac{1}{N_{exclus}} \quad (6.4.1)$$

Avec ε l'efficacité de détection du signal, t le temps d'observation et N_{at} le nombre d'atomes de ^{82}Se . D'après les événements observés, une limite très préliminaire peut être placée ici avec un indice de confiance de 90 % ($k_{1-\alpha} = 1,645$) :

$$T_{1/2}^{2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 0,7 \times 10^{21} \text{ ans}$$

Cette limite n'est cependant pas optimale car d'autres critères peuvent être mis en place afin d'isoler plus finement encore d'éventuels événements de type signal.

6.4.3.2 Sélection en énergie

Jusqu'à présent, la sélection des événements s'est faite par application ou retrait de coupures discrètes, valables pour toute désintégration double bêta accompagnée de l'émission de deux rayonnements γ .

Or, la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état 0_2^+ du ^{82}Kr implique des énergies spécifiques pour les électrons et les rayonnements γ mis en jeu. Il devient donc naturel de rechercher des critères de sélection appropriés à ces énergies afin d'isoler le signal.

Energies des électrons

Nous décidons dans un premier temps d'étudier l'énergie des deux électrons des événements de topologie $ee\gamma\gamma$. Afin de mettre en place des coupures pertinentes sur ces énergies, nous traçons dans un premier temps des histogrammes représentant l'énergie du premier électron en fonction de l'énergie du second (e^- de plus grande énergie versus e^- de plus faible énergie) pour des événements simulés de signal et de bruit de fond. Chaque événement est alors contenu dans un pixel de dimensions $100 \times 100 \text{ keV}^2$. Ces histogrammes sont présentés en figure 6.14. Notons ici qu'un canal de l'histogramme représentant le signal est isolé. Cela est dû au nombre d'événements simulés qui n'est pas suffisamment élevé : la statistique est faible pour certaines régions des histogrammes et la distribution des énergie n'est donc pas lisse. Cet effet sera discuté dans la section 6.4.3.3.

Nous calculons ensuite une signification statistique locale N_σ^l pour chacun de ces canaux, comme illustré à gauche de la figure 6.15. Dans ce cas précis, cette signification adopte des valeurs comprises entre 0 et 3. La sélection se fait enfin en appliquant une coupure sur cette signification par canal, puis en calculant la signification totale. La coupure pour laquelle la signification statistique totale N_σ est la plus grande et le nombre d'événements de type signal conservé est aussi le plus grand (coupure de plus faible valeur). Cette sélection est représentée sur la partie droite de la figure 6.15.

Pour l'énergie des électrons, les seuls canaux conservés après sélection sont ceux dont la signification locale est suffisamment élevée ($> 0,3$).

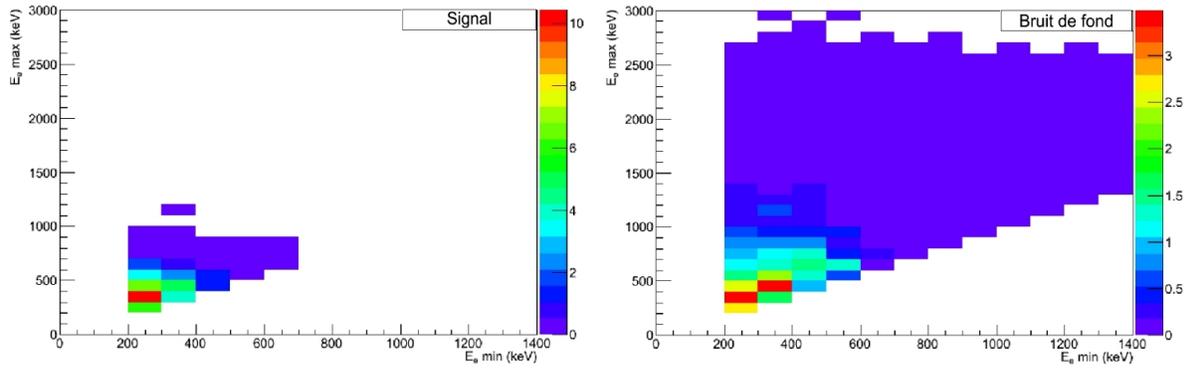


FIGURE 6.14: Distribution des évènements de signal $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ (à gauche) et de bruit de fond (à droite) simulés, en fonction des énergies des deux électrons détectés.

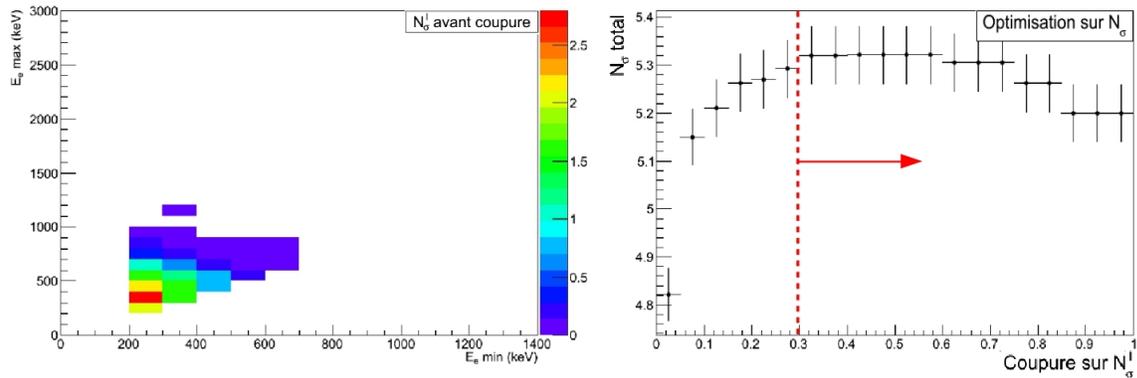


FIGURE 6.15: Distribution de la signficance locale N_σ^l pour le processus $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$ en fonction des énergies des deux électrons, calculée pour chaque canal de l'histogramme bidimensionnel (à gauche) et distribution de la signficance totale N_σ en fonction de la coupure faite sur cette signficance locale (à droite).

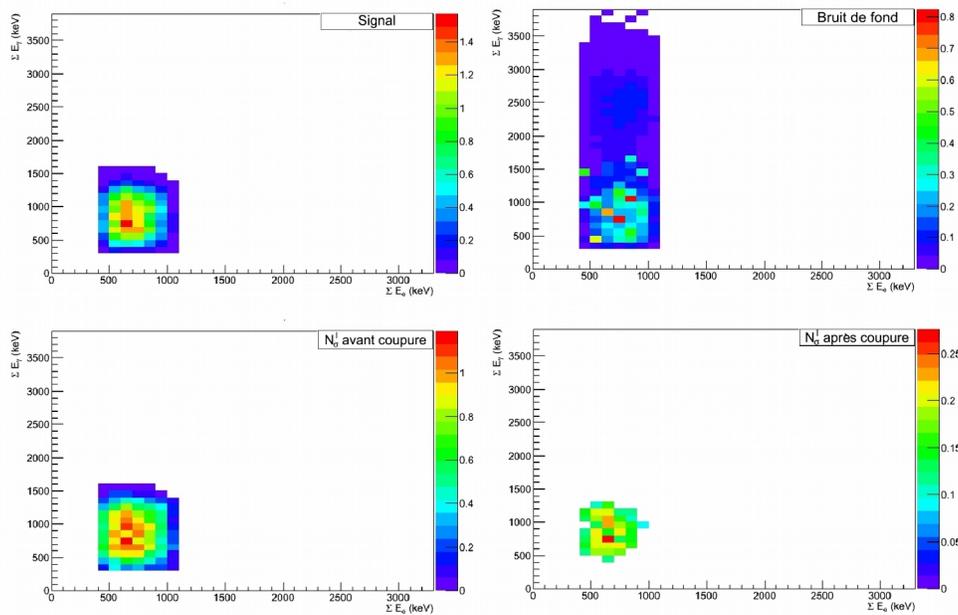


FIGURE 6.16: Distribution des énergies totales des électrons et des rayonnements γ pour les simulations de signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et de bruit de fond (en haut). Distribution de la signification pour chaque canal de cet histogramme avant et après coupure selon la signification totale (en bas).

Energies totales des électrons et des rayonnements γ

De la même façon que pour les électrons, une sélection est faite sur les énergies totales des électrons et des rayonnements γ . La détermination de la valeur de coupure sur la signification locale pour ces énergies est présentée en figure 6.16. L'histogramme situé en bas à droite représente les canaux conservés après coupure sur la signification locale N_σ^l .

Notons que cette sélection permet de supprimer les événements de bruit de fond issus de la désintégration du ^{208}Tl . En effet, la somme des énergies des photons γ émis lors de ce processus a une valeur élevée, souvent supérieure à 1500 keV. Cela ne peut en revanche pas être le cas pour la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers l'état 0_2^+ .

Energies des rayonnements γ

Enfin, la procédure de sélection sur les énergies est appliquée aux énergies des rayonnements γ détectés. Une nouvelle fois, les étapes suivies pour déterminer la valeur de coupure sur le paramètre N_σ^l sont illustrées sur la figure 6.17.

Les événements comprenant des rayonnements γ de haute énergie (> 800 keV) sont ici principalement retirés.

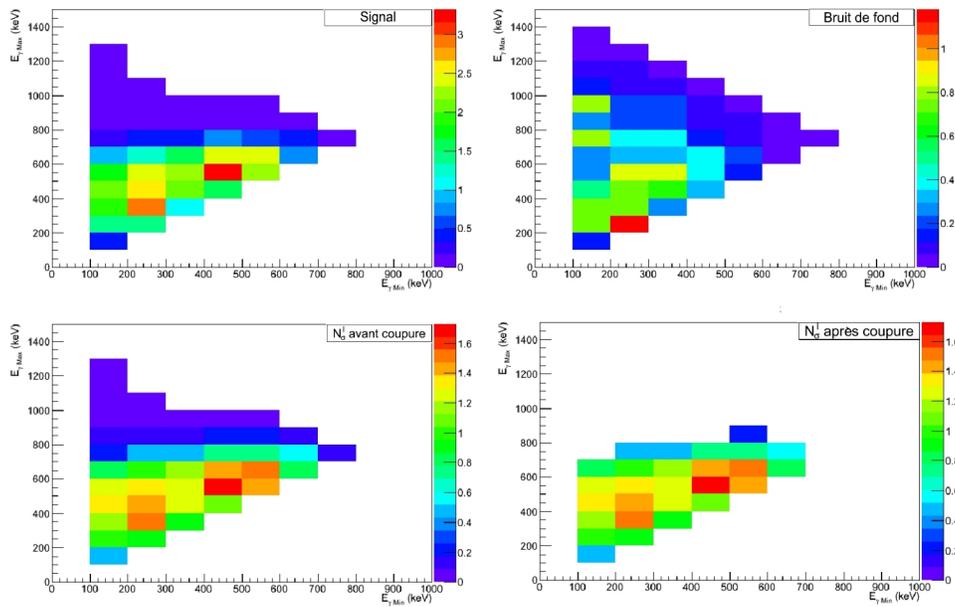


FIGURE 6.17: Distribution des énergies des rayonnements γ pour les simulations de signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et de bruit de fond (en haut). Distribution de la signification pour chaque canal de cet histogramme avant et après coupure selon la signification totale (en bas).

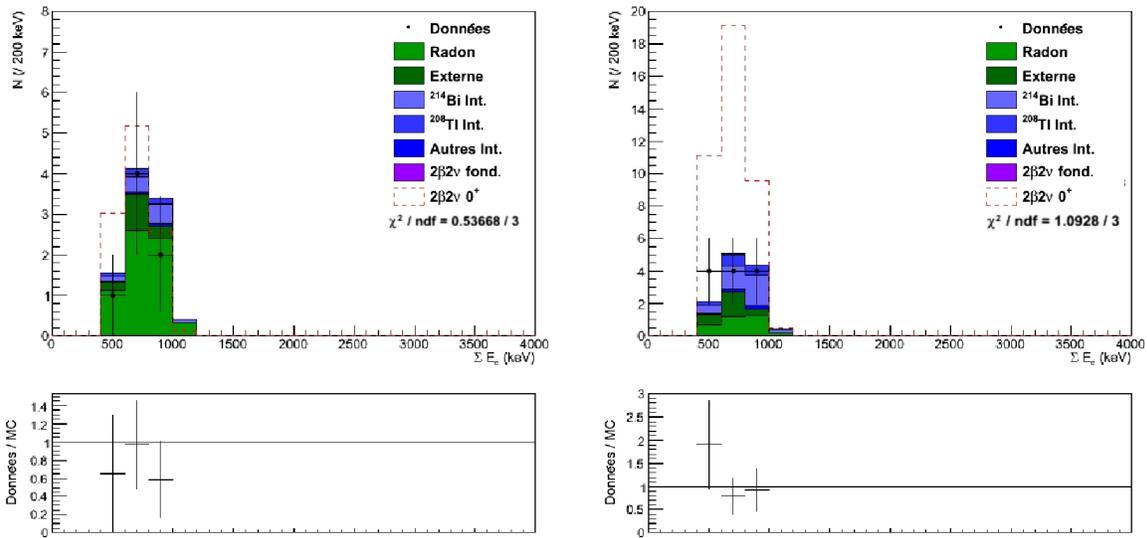


FIGURE 6.18: Spectre de la somme des énergies déposées par les électrons après optimisation des coupures pour la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, pour les données de la phase 1 (à gauche) et de la phase 2 (à droite) ainsi que pour les contributions de bruit de fond simulées. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

6.4.3.3 Évènements sélectionnés

La figure 6.18 représente les spectres de la somme en énergie des électrons des évènements de données et simulés après application de tous les critères de sélection mis en place jusqu'à présent. Nous constatons sur ces histogrammes une forte réduction du bruit de fond par comparaison à la figure 6.13, obtenue sans coupure sur les énergies des particules. La figure 6.19 représente quant à elle les spectres de la somme en énergie des rayonnements γ après application des coupures. Nous avons de plus représenté, sur ces histogrammes, le signal obtenu pour une simulation de la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ avec une demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 2\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 3 \times 10^{20}$ ans. Nous constatons alors que la courte durée de la phase 1 ainsi que le bruit de fond dû à la contamination en Radon diminuent drastiquement la sensibilité au signal.

Nous avons donc appliqué les critères de sélection basés sur les simulations Monte-Carlo aux données, pour ne finalement conserver pour les deux phases que 19 évènements compatibles avec une désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers l'état 0_2^+ du ^{82}Kr (contre 67 évènements auparavant). Ce nombre doit être comparé avec les 21,3 évènements de bruit de fond attendus. En considérant l'erreur statistique ($19,0 \pm 4,4$), ces deux valeurs sont compatibles. Nous pouvons donc calculer une limite à 90 % d'intervalle de confiance sur la demi-vie de la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ du ^{82}Se .

Cependant, malgré une absence de signal, d'autres informations peuvent être apportées. Nous pouvons notamment regarder plus en détails la nature des évènements de bruit de fond attendus. Le détail des contributions est d'ailleurs donné par le tableau 6.10 où sont indiqués ces nombres

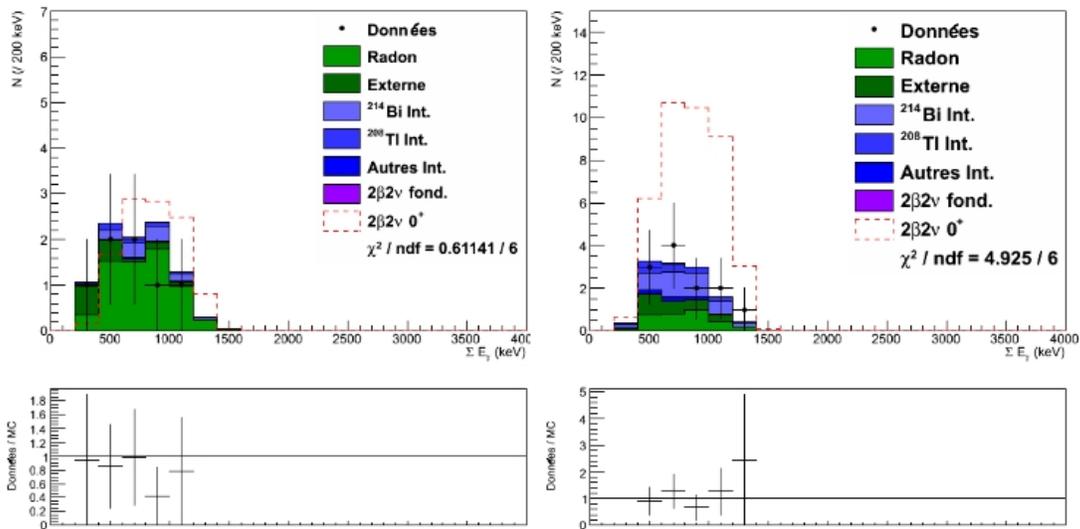


FIGURE 6.19: Spectre de la somme des énergies déposées par les rayonnements γ après optimisation des coupures pour la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, pour les données de la phase 1 à gauche, de la phase 2 à droite ainsi que pour les contributions de bruit de fond simulées. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

d'évènements de bruit de fond attendus et leurs incertitudes. Ces incertitudes sont dues aux erreurs sur les activités (déterminées dans les sections précédentes) mais aussi à l'incertitude statistique sur le nombre d'évènements simulés. En effet, la topologie $ee\gamma\gamma$ est particulièrement discriminante et, dans le cas de certaines contributions, le nombre d'évènements simulés retenus après sélection est faible malgré la simulation de plusieurs milliards de désintégrations.

Nous pouvons extraire de ces données les contributions générales de bruit de fond. Ainsi, le ^{214}Bi semble être la cause principale du bruit de fond pour ce canal d'analyse. Le tableau 6.11 présente quant à lui les proportions des différentes sources. Nous observons donc qu'en phase 1 le Radon représente 68 % des évènements attendus. Pour la phase 2, 51,8 % des évènements proviennent des contaminations internes des feuilles sources, 27,5 % sont liées au Radon et 20,7 % au bruit de fond externe. Ces valeurs nous indiquent que, malgré le caractère discriminant de ce canal d'analyse, les différentes composantes du bruit de fond peuvent avoir un impact sur la recherche de désintégrations $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers des états excités. La contribution non négligeable du bruit de fond externe était notamment inattendue.

Ces informations doivent donc être considérées dans la perspective de SuperNEMO où une grande quantité de ^{82}Se permettra une étude plus approfondie des transitions vers les états fondamentaux et excités. De plus, les développements effectués pour lutter contre la présence de Radon dans le démonstrateur ou contre la contamination des feuilles sources seront aussi déterminants. Une comparaison succincte de ces paramètres influant sur la recherche des transitions vers les états excités est présentée dans le tableau 6.12.

La conclusion essentielle de cette analyse reste néanmoins l'absence de signal. Celle-ci nous indique que le détecteur NEMO3 n'est pas suffisamment sensible à la transition $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ du ^{82}Se , compte-tenu notamment de la plus grande exposition. L'expérience SuperNEMO aura en revanche plus de chances d'observer ce processus.

6.4.3.4 Mesure de $T_{1/2}$

La demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état 0_2^+ du ^{82}Se ne peut donc pas être déterminée dans le cadre de cette étude. Nous pouvons cependant définir une limite inférieure sur celle-ci en prenant en considération les évènements observés ainsi que le bruit de fond attendu.

Méthode de calcul

Généralement, une limite sur la demi-vie d'un processus est donnée par l'équation 6.4.1. Cette équation ne prend alors en compte que le nombre d'évènements de bruit de fond attendus pour calculer le nombre d'évènements de signal que nous pouvons exclure (N_{exclus}). Ce calcul est basé sur la statistique de Poisson et se détermine à partir de n_{BDF} .

Cependant, cette formule ne prend pas en considération la distribution de ces évènements. Pour ce faire, il ne faut pas simplement tenir compte du nombre d'évènements attendus mais aussi de l'erreur sur ce nombre. En effet, considérons que l'expérience étudiée, ici NEMO3, est répétée un grand nombre de fois. Si le bruit de fond est connu avec une incertitude, pour chaque itération de l'expérience, le nombre d'évènements de bruit de fond obtenu sera différent, mais proche de 11,9 si nous considérons la phase 2. Plus exactement, le nombre d'évènements de bruit de fond suivra

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}Se VERS LES ÉTATS
EXCITÉS DU ^{82}Kr

Isotope	Contribution	Nombre d'évènements attendus	
		Phase 1	Phase 2
^{214}Bi	Blindage en fer	$0,27 \pm 0,01 \pm 0,16$	$0,88 \pm 0,02 \pm 0,63$
	PMs	$0,11 \pm 0,01 \pm 0,07$	$0,60 \pm 0,04 \pm 0,30$
	Mylar	$(8,8 \pm 0,7 \pm 0,6).10^{-2}$	$0,33 \pm 0,03 \pm 0,03$
	Surf. feuille source*	$1,16 \pm 0,03 \pm 0,06$	$0,61 \pm 0,02 \pm 0,03$
	Surf. fils du trajet.*	$4,77 \pm 0,05 \pm 0,46$	$2,63 \pm 0,04 \pm 0,61$
	Surf. scintillateurs*	$(2,1 \pm 0,3 \pm 2,1).10^{-2}$	$(1,2 \pm 0,2 \pm 1,2).10^{-2}$
	Air LSM*	$0,48 \pm 0,01 \pm 0,24$	0
	$^{82}\text{Se(I)}$	$0,60 \pm 0,05 \pm 0,03$	$2,15 \pm 0,18 \pm 0,05$
	$^{82}\text{Se(II)}$	$0,46 \pm 0,05 \pm 0,02$	$1,81 \pm 0,16 \pm 0,04$
	Total	7,96	9,03
^{208}Tl	PMs	$0,21 \pm 0,01 \pm 0,11$	Simu. insuffisante
	Surf. fils du trajet.	$(6,7 \pm 0,5 \pm 0,7).10^{-2}$	$0,18 \pm 0,04 \pm 0,30$
	$^{82}\text{Se(I)}$	$0,22 \pm 0,02 \pm 0,11$	$0,78 \pm 0,04 \pm 0,30$
	$^{82}\text{Se(II)}$	$0,21 \pm 0,02 \pm 0,11$	$0,80 \pm 0,04 \pm 0,30$
	Total	0,71	1,77
^{228}Ac	$^{82}\text{Se(I)}$	$(1,0 \pm 0,1 \pm 0,3).10^{-2}$	$(9,7 \pm 0,9 \pm 0,2).10^{-2}$
	$^{82}\text{Se(II)}$	$(3,0 \pm 0,2 \pm 0,4).10^{-2}$	$(9,7 \pm 0,8 \pm 0,2).10^{-2}$
^{212}Bi	$^{82}\text{Se(I)}$	$(1,8 \pm 0,2 \pm 0,7).10^{-2}$	$(1,8 \pm 0,2 \pm 0,7).10^{-2}$
	$^{82}\text{Se(II)}$	$(0,8 \pm 0,1 \pm 0,4).10^{-2}$	$(0,8 \pm 0,1 \pm 0,4).10^{-2}$
^{60}Co	Blindage, Pétales, Tour	$0,53 \pm 0,09 \pm 0,53$	$0,36 \pm 0,09 \pm 0,36$
^{40}K	PMs	$0,21 \pm 0,01 \pm 0,15$	$0,36 \pm 0,09 \pm 0,36$
$^{234\text{m}}\text{Pa}$	$^{82}\text{Se(I)}$	$(1,0 \pm 0,05 \pm 0,10).10^{-3}$	Simu. insuffisante
	$^{82}\text{Se(II)}$	$(1,0 \pm 0,05 \pm 0,07).10^{-3}$	$(0,4 \pm 0,1 \pm 0,4).10^{-2}$
$\beta\beta 2\nu(\text{fond.})$	$^{82}\text{Se(I)}$	$(2,0 \pm 0,1 \pm 1,0).10^{-3}$	$(1,4 \pm 0,1 \pm 0,7).10^{-2}$
	$^{82}\text{Se(II)}$	$(2,0 \pm 0,1 \pm 1,0).10^{-3}$	$(1,7 \pm 0,2 \pm 0,8).10^{-2}$
	Total	9,47	11,87

TABLE 6.10: Tableau des différentes contributions au bruit de fond pour la topologie $e\bar{e}\gamma\gamma$ après optimisation. Les incertitudes présentées proviennent des erreurs sur les activités ainsi que de la statistique simulée. Les contributions marquées d'une * sont issues du Radon.

		Evènements attendus		Contribution par phase (%)	
		Phase 1	Phase 2	Phase 1	Phase 2
Interne	^{214}Bi	1,14	4,28	12,1	36,1
	^{208}Tl	0,43	1,58	4,6	13,3
	Autres	0,06	0,29	0,6	2,4
	Total	1,64	6,15	17,3	51,8
Radon		6,44	3,26	68,0	27,5
Externe	^{214}Bi	0,38	1,49	4,0	12,5
	^{208}Tl	0,29	0,18	2,9	1,6
	Autres	0,74	0,78	7,8	6,6
	Total	1,39	2,46	14,7	20,7

TABLE 6.11: Tableau des sources principales de bruit de fond et de leurs contributions au nombre total d'évènements attendus pour la topologie $ee\gamma\gamma$ après optimisation pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$.

		Détecteur NEMO3	Démonstrateur SuperNEMO
Exposition (kg.an)		4,37	14
Efficacité (%)		0,07	0,14 (estimation)
Contamination feuilles sources ($\mu\text{Bq.kg}^{-1}$)	^{208}Tl	400	< 2
	^{214}Bi	1300	< 10
Radon dans la chambre à fils (mBq.m^{-3})		6,0	0,15

TABLE 6.12: Tableau comparatif des paramètres influant sur la sensibilité de détection à la décroissance $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ du ^{82}Se pour les détecteurs NEMO3 et SuperNEMO.

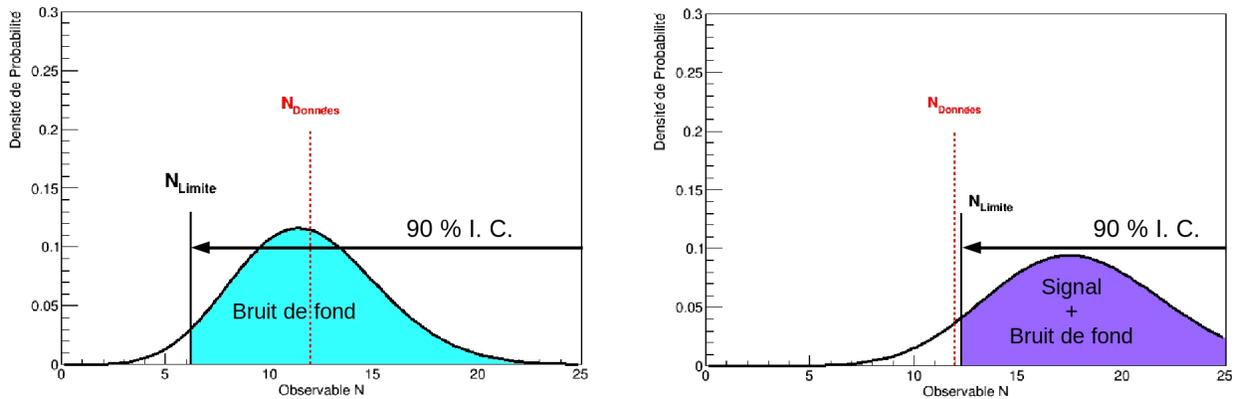


FIGURE 6.20: Distribution poissonnienne du nombre d'événements de bruit de fond (B) pour une expérience répétée (à gauche) et du nombre d'événements de bruit de fond et de signal ($S + B$) d'activité choisie (à droite).

une distribution poissonnienne. Il devient alors plus pertinent de comparer le nombre d'événements observés à cette distribution, comme cela est présenté à gauche de la figure 6.20. Nous nous plaçons alors dans l'hypothèse de "bruit de fond uniquement" (B). Si nous considérons maintenant un signal que l'on ajoute artificiellement au bruit de fond, le nombre d'événements attendus va augmenter et sa distribution va évoluer comme l'illustre le graphique à droite de la figure 6.20. L'hypothèse considérée est alors celle de "signal avec bruit de fond" ($S+B$). Plus concrètement, cette comparaison se fait pour chaque pas des histogrammes présentés en figure 6.18.

Dans un cas comme celui étudié ici, le nombre d'événements observés est proche de la valeur moyenne de la distribution de bruit de fond : il est notamment contenu dans l'intervalle de confiance à 90 % de cette dernière. Pour une activité suffisante de signal, la distribution poissonnienne ne sera plus centrée sur le nombre d'événements observés. Nous pourrons alors affirmer que ce dernier en est exclu avec un certain indice de confiance de 90 %.

Ce raisonnement ne prenant en compte que l'hypothèse $S+B$, une méthode plus appropriée pour connaître le nombre d'événements de signal qu'il est possible d'exclure à partir des deux distributions de la figure 6.20 a été développée [111][112]. Elle se base notamment sur les niveaux de confiance (CL) déterminés pour les deux hypothèse, notés CL_B et CL_{S+B} . Un nouveau paramètre, le niveau de confiance du signal (CL_s), est alors défini de la façon suivante :

$$CL_s = \frac{CL_{S+B}}{CL_B} \quad (6.4.2)$$

Afin de déduire une limite sur une demi-vie avec un indice de confiance de 90 %, l'activité du signal doit être augmentée jusqu'à obtenir $1 - CL_s > 0,9$.

Source d'erreur systématique	Erreur attribuée (%)	Méthode d'estimation
Traçage gamma	10,4	Mesure de sources de calibration (^{232}U)
Calibration en énergie	1	Mesure d'une source de neutrons
Efficacité de reconstruction	5	Comparaison de mesures sources de calibration (^{207}Bi) entre NEMO3 et un détecteur HPGe
Masse et enrichissement	0,5	Incertitude sur la masse et le facteur d'enrichissement
Perte d'énergie dans la feuille source	1	Comparaison données / simulation pour une source de neutrons
Simulation du Bremsstrahlung	1	Analyse de sources d' ^{90}Y
Traces de part et d'autre / du même côté de la feuille	4,4	Mesure de $T_{1/2}$ pour chacun des deux cas (^{100}Mo)

TABLE 6.13: Tableau résumant les différentes sources d'erreur systématique du détecteur NEMO3.

Sources d'incertitude

Dans ce type de calcul de limite, la largeur de la distribution présentée en figure 6.20 est essentielle. Celle-ci est déterminée par les incertitudes sur le bruit de fond.

La première source d'erreur porte sur les activités. Celle-ci est due à divers paramètres qui interviennent lors des mesures de contamination détaillées dans les sections précédentes, principalement des incertitudes statistiques provenant des ajustements.

La deuxième source d'erreur est l'incertitude statistique sur le nombre d'évènements simulés compatibles avec les critères de sélection. Comme indiqué précédemment, la topologie $ee\gamma\gamma$ est discriminante et ce nombre peut devenir extrêmement faible malgré un important nombre de désintégrations simulées. Cette source d'erreur est donc spécifique à ce type d'analyse et reste difficilement contournable. En effet, il faudrait pour cela produire un très grand nombre de simulation supplémentaires et disposer d'un temps de calcul trop important dans le cadre de la fin de ma thèse.

Enfin, il faut tenir compte des différentes erreurs systématiques liées au détecteur NEMO3. Celles-ci ont été déterminées au cours de différentes études, utilisant notamment des sources de calibration. Elles sont détaillées dans le tableau 6.13. La plus importante ici est l'incertitude due au traçage gamma, déterminée dans le chapitre 5 grâce à l'analyse de sources d' ^{232}U . La majorité des erreurs systématiques ont d'ailleurs été estimées par l'étude de sources de calibration.

Une fois la méthode décrite ci-dessus appliquée aux évènements présentés en figure 6.18, il nous est possible de déterminer une limite sur la demi-vie de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ vers l'état 0_2^+ du ^{82}Se .

Résultat

Pour conclure, nous avons obtenu un total de 7 évènements en phase 1 et 12 en phase 2, compatibles avec le bruit de fond, pour une exposition de 4,37 kg.an et une efficacité de l'ordre de 0,07 % après l'ensemble des coupures. Le détails des informations relatives à cette mesure est résumé dans le tableau 6.14. D'après la méthode décrite ci-dessus ainsi que l'équation 6.4.1, cela correspond à

	Phase 1	Phase 2
Exposition (kg.an)	0,85	3,52
Efficacité $\varepsilon^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	$7,7 \times 10^{-4}$	$6,9 \times 10^{-4}$
Nombre d'évènements observés	7	12
Nombre d'évènements de bruit de fond attendus	9,5	11,9

TABLE 6.14: Nombre d'évènements de bruit de fond attendus, nombre d'évènements observés et efficacité de détection $\varepsilon^{2\nu}$ avec la topologie $ee\gamma\gamma$ pour les phases 1 et 2 pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$.

une limite sur le temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers l'état 0_2^+ du ^{82}K de :

$$T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 1,29 \times 10^{21} \text{ ans}$$

Ce résultat, donné avec un indice de confiance de 90 %, est compatible avec le résultat soumis très récemment pour publication, en août 2015, par la collaboration LUCIFER [105], présenté dans le tableau 6.4 et donnant une limite de $T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 3,4 \times 10^{22}$ ans. Même si la limite placée dans le cadre de cette thèse est moins contraignante, il faut néanmoins considérer les contraintes de notre méthode. Nous disposons en effet ici d'un produit efficacité \times exposition 5 fois plus faible que celui de la mesure par détecteur HPGe faite pour l'expérience LUCIFER. Cependant, nous possédons une technique permettant une bien meilleure identification des évènements par comparaison à une approche purement calorimétrique.

6.4.4 Etude du processus de décroissance $\beta\beta 0\nu$ vers l'état excité 0_2^+

Tout comme pour la recherche de la décroissance $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr , l'étude du processus $\beta\beta 0\nu$ se fait ici à travers la transition $0_1^+ \rightarrow 0_2^+$. Expérimentalement, nous recherchons deux électrons dont la somme en énergie est exactement égale à 1509 keV, accompagnés de deux rayonnements γ de 711,2 et 776,5 keV. Cette topologie est donc particulièrement proche de celle recherchée dans la section précédente ; seules les énergies des électrons varient.

C'est pourquoi, afin d'isoler les évènements pouvant provenir d'une transition $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, les premières coupures utilisées sont identiques à celles choisies en section 6.4.3.1. Notons donc qu'à ce stade, la sélection topologique appliquée à la simulation des bruits de fond et des données est toujours illustrée par la figure 6.13. En revanche, ces mêmes coupures sur le signal simulé du processus $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ implique une efficacité de détection de 0,71 %, soit meilleure que celle attribuée au signal $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ d'un facteur 9. Cela s'explique par les énergies mises en jeu : les deux électrons emportent ici plus d'énergie et sont donc plus facilement détectés. Ils peuvent sortir plus facilement de la feuille source, être bien reconstruits et déposer une énergie supérieure au seuil de détection dans un compteur du calorimètre.

Nous réemployons ensuite la stratégie de sélection basée sur les énergies des électrons et des

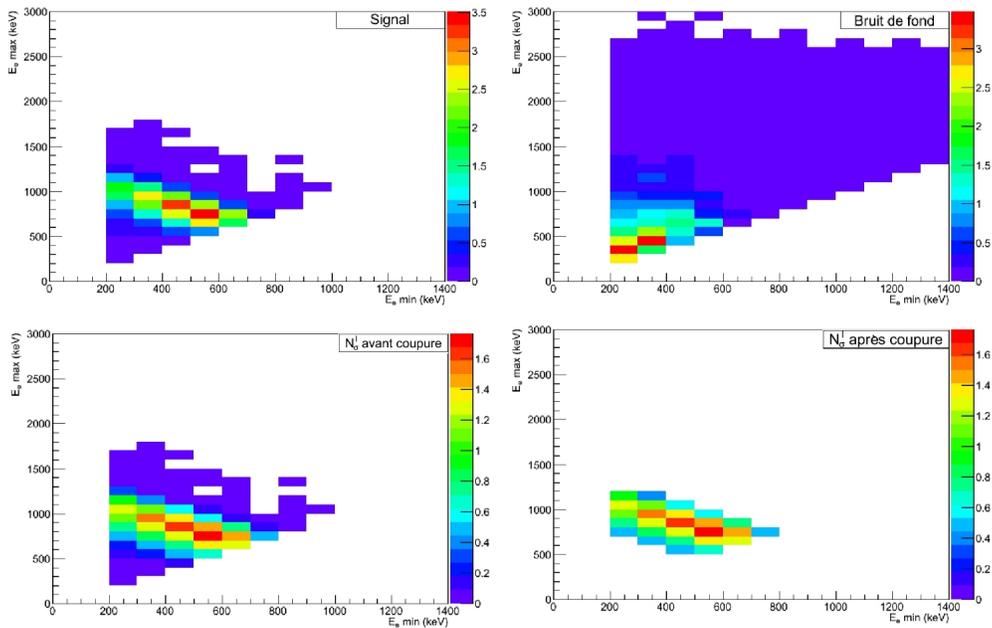


FIGURE 6.21: Distribution des énergies des deux électrons pour les simulations de signal $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et de bruit de fond (en haut). Distribution de la signification pour chaque canal de cet histogramme avant et après coupure selon la signification totale (en bas).

rayonnements γ développés en section 6.4.3.2, ainsi que sur les calculs de signification N_σ . Afin de déterminer cette dernière, il nous faut une fois de plus considérer un signal arbitraire. Dans ce cas, prenant en compte l'efficacité de détection près de 10 fois plus élevée que pour le processus précédent, le signal est normalisé considérant une demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 3 \times 10^{21}$ ans. Trois étapes de sélection se succèdent alors :

- sur les énergies des électrons,
- sur les sommes des énergies des électrons et des rayonnements γ ,
- sur les énergies des rayonnements γ .

La procédure suivie reste la même : les énergies étudiées sont réparties dans des histogrammes bidimensionnels pour chaque évènement simulé (signal + bruit de fond). Une signification locale N_σ^l est alors calculée pour chaque canal d'histogramme, valeur sur laquelle une coupure est appliquée afin de maximiser la signification totale N_σ .

La sélection sur l'énergie des électrons est illustrée par la figure 6.21. Cette étape représente la réelle différenciation entre les transitions $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$. En effet, pour la première, les électrons partagent l'énergie disponible de 1509 keV avec deux neutrinos, contrairement à la seconde où ils emportent la totalité de l'énergie. Nous remarquons donc que pour l'électron le plus énergétique nous avons $500 < E_{emax}(0\nu) < 1200$ keV dans le cas $\beta\beta 0\nu$ (figure 6.21), alors que pour le processus $\beta\beta 2\nu$ cette même énergie est $200 < E_{emax}(2\nu) < 700$ keV (figure 6.14).

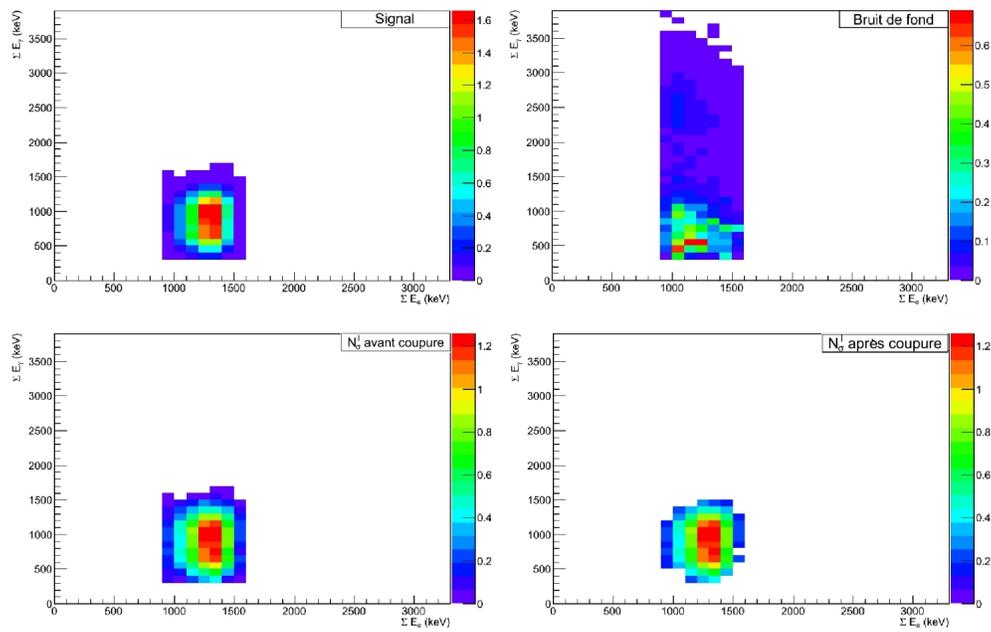


FIGURE 6.22: Distribution des énergies totales des électrons et des rayonnements γ pour les simulations de signal $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et de bruit de fond (en haut). Distribution de la signification pour chaque canal de cet histogramme avant et après coupure selon la signification totale (en bas).

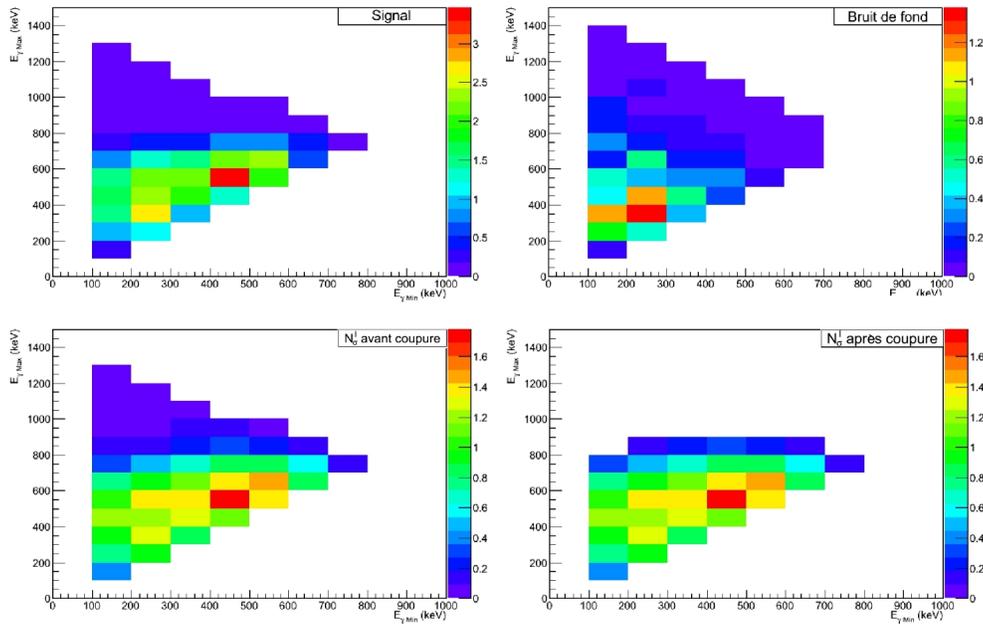


FIGURE 6.23: Distribution des énergies des rayonnements γ pour les simulations de signal $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ et de bruit de fond (en haut). Distribution de la signification pour chaque canal de cet histogramme avant et après coupure selon la signification totale (en bas).

Cet effet se retrouve lors de la sélection sur les sommes des énergies des électrons et des rayonnements γ . La somme des énergies des électrons est incluse dans l'intervalle $900 < \sum E_e(0\nu) < 1600$ (figure 6.22) par comparaison au processus $\beta\beta 2\nu$ où l'intervalle est de $400 < \sum E_e(2\nu) < 1100$ (figure 6.16).

En revanche, les deux rayonnements γ mis en jeu (711,2 et 776,5 keV) sont les mêmes pour les deux décroissances ($\beta\beta 2\nu$ et $\beta\beta 0\nu$). Cette similarité est visible à la fois sur cette même sélection mais aussi sur l'optimisation faite avec les énergies des rayonnements γ , représentée par la figure 6.23. Nous observons en effet que la sélection est comparable à celle effectuée pour le processus $\beta\beta 2\nu$ (figure 6.17). Nous pouvons donc conclure que seule la comparaison des énergies des deux électrons du signal permet une réelle différenciation.

Après optimisation, les coupures sont appliquées aux données et les résultats sont présentés sur les figures 6.24 et 6.25. Nous représentons, en plus du bruit de fond, un signal simulé avec une demi-vie $T_{1/2}^{\beta\beta 0\nu}(^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) = 3 \times 10^{21}$ ans. Tout comme pour le processus $\beta\beta 2\nu$, nous observons sur le tableau 6.15 que le Radon constitue le bruit de fond dominant durant la phase 1. Après sa réduction en phase 2, c'est la contamination interne des sources qui est responsable du plus grand nombre d'événements de bruit de fond attendus.

Au total, le bruit de fond attendu est de 9,2 coups pour la phase 1 et 10,9 pendant la phase 2. Par comparaison, 6 événements sont observés en phase 1 et 8 en phase 2. Considérant les incertitudes

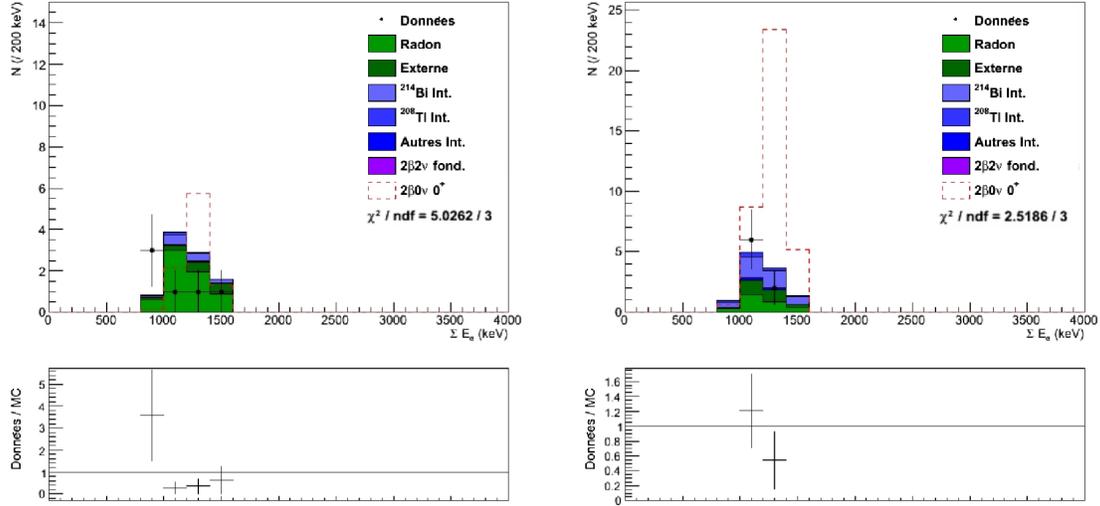


FIGURE 6.24: Spectre de la somme des énergies déposées par les électrons après optimisation des coupures pour la transition $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, pour les données de la phase 1 à gauche, de la phase 2 à droite ainsi que pour les contributions de bruit de fond simulées. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'historgramme en-dessous de chaque graphique.

		Evènements attendus		Contribution par phase (%)	
		Phase 1	Phase 2	Phase 1	Phase 2
Interne	^{214}Bi	1,25	4,57	13,5	41,9
	^{208}Tl	0,24	0,82	2,6	7,6
	Autres	0,02	0,07	0,2	0,6
	Total	1,50	5,46	16,3	50,1
Radon		6,50	2,97	70,4	27,3
Externe	^{214}Bi	0,45	1,33	4,9	12,3
	^{208}Tl	0,79	1,13	8,5	10,3
	Autres	0	0	0	0
	Total	1,24	2,46	13,4	22,6

TABLE 6.15: Tableau des sources principales de bruit de fond et de leurs contributions au nombre total d'évènements attendus pour la topologie $ee\gamma\gamma$ après optimisation pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$.

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}SE VERS LES ÉTATS EXCITÉS DU ^{82}KR

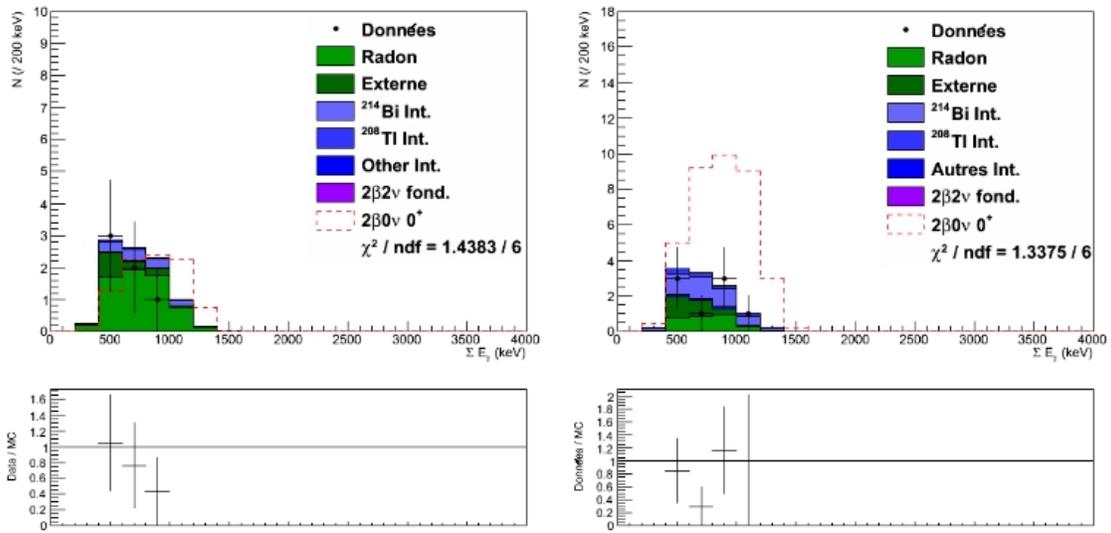


FIGURE 6.25: Spectre de la somme des énergies déposées par les rayonnements γ après optimisation des coupures pour la transition $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$, pour les données de la phase 1 à gauche, de la phase 2 à droite ainsi que pour les contributions de bruit de fond simulées. Rapport entre les données et la somme des distributions simulées pour chaque pas d'histogramme en-dessous de chaque graphique.

	Phase 1	Phase 2
Exposition (kg.an)	0,85	3,52
Efficacité $\varepsilon^{0\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$	$7,0 \times 10^{-3}$	$6,9 \times 10^{-3}$
Nombre d'évènements observés	6	8
Nombre d'évènements de bruit de fond attendus	9,2	10,9

TABLE 6.16: Nombre d'évènements de bruit de fond attendus, nombre d'évènements observés et efficacité de détection $\varepsilon^{2\nu}$ avec la topologie $ee\gamma\gamma$ pour les phases 1 et 2 pour l'étude de la décroissance $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$.

statistiques intervenant ici, les données sont compatibles avec le bruit de fond.

Nous pouvons donc définir une limite à 90 % d'indice de confiance sur le temps de demi-vie de la désintégration $\beta\beta 0\nu$ du ^{82}Se vers l'état 0_2^+ du ^{82}Kr . Considérant une exposition de 4,37 kg.an et une efficacité de 0,69 %, nous employons une fois de plus la méthode décrite en section 6.4.3.4 sur les données du tableau 6.16 pour obtenir le résultat suivant :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 2,31 \times 10^{22} \text{ ans}$$

D'après le Modèle en couches et plus particulièrement les interactions effectives JUN45 et rg déjà abordées en section 6.1.1, cela correspond à des limites sur la masse effective du neutrino de :

$$m_{\beta\beta} < [0,24 - 1,18] \text{ keV}$$

Il est important de préciser que selon ce modèle, l'élément de matrice nucléaire $M^{0\nu}$ est très défavorable car égal à 0,05. Par comparaison, d'après l'approximation QRPA, la valeur de ce même paramètre est de 1,34 ou 0,947 selon la méthode de calcul employée (RCM ou BEM) [104]. Dans le cadre de ce modèle, les limites sur la masse effective du neutrino sont de :

$$m_{\beta\beta} < [44,1 - 70,2] \text{ eV}$$

6.4.5 Conclusion

La recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos du ^{82}Se vers l'état excité 0_2^+ du ^{82}Kr ne permet pas d'imposer une limite contraignante sur la masse effective du neutrino de Majorana. La faible valeur de l'élément de matrice nucléaire $M^{0\nu}$ ainsi que la forte dépendance de ce terme au modèle considéré sont les premières raisons à cela. De plus, le facteur d'espace de phase $G^{0\nu}$ varie en $(Q_{\beta\beta} - E^*)^5$ et est donc défavorable. Enfin, la sensibilité du détecteur NEMO3 est moindre pour l'étude des transitions vers les états excités du ^{82}Se par comparaison à d'autres isotopes tels que le ^{100}Mo ou le ^{150}Nd . Ceci explique aussi le fait que seule une limite ait pu être placée sur la demi-vie du processus $\beta\beta 2\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$.

CHAPITRE 6. ANALYSE DE LA DÉSINTÉGRATION $\beta\beta$ DU ^{82}Se VERS LES ÉTATS EXCITÉS DU ^{82}Kr

En revanche, l'étude effectuée au cours de cette thèse nous a offert une meilleure compréhension du bruit de fond pour ce mécanisme. Ainsi, nous pouvons nous attendre à ce que les développements mis en place pour le détecteur SuperNEMO permettent d'atteindre une plus grande sensibilité à cette décroissance. En effet, la contamination en Radon de la chambre à fils sera réduite d'un facteur 40 et celle des feuilles source le sera d'un facteur 130 pour le ^{214}Bi et 200 pour le ^{208}Tl , ces éléments représentant les principales sources de bruit de fond.

Conclusion

L'observation de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos permettrait de déterminer expérimentalement la nature de Majorana ainsi que la masse effective du neutrino. Ce canal d'étude est donc un moyen privilégié de tester la validité du Modèle Standard de la physique des particules pour sa description du neutrino. De nombreuses expériences sont dédiées à la recherche de ce type d'évènements, extrêmement rares s'ils sont permis. Celles-ci cherchent plus précisément à mesurer l'énergie des deux électrons émis lors de la décroissance double bêta. Ainsi, si ces électrons emportent toute l'énergie disponible $Q_{\beta\beta}$ pour cette désintégration, il s'agit du signe qu'aucun neutrino n'a été émis lors du processus. C'est pourquoi les expériences dites "double bêta" doivent être capables à la fois de mesurer cette énergie avec précision et réduire au maximum leur bruit de fond.

Afin de rechercher cette désintégration, les expériences de type NEMO ont pris le parti d'employer la technique dite *tracko-calorimétrie*. Ces détecteurs sont donc capables à la fois de reconstruire la trace des particules grâce à une chambre à fils et de mesurer leur énergie avec un calorimètre dissocié des sources $\beta\beta$. Cette méthode possède l'avantage de pouvoir reconstruire l'intégralité d'un évènement et ainsi discriminer efficacement le signal du bruit de fond. De cette façon, le détecteur NEMO3 a permis d'établir des limites sur les demi-vies des décroissances $\beta\beta0\nu$ de plusieurs isotopes tels que le ^{100}Mo ou le ^{150}Nd , qui sont aujourd'hui les plus contraignantes.

Le projet SuperNEMO est quant à lui un détecteur de nouvelle génération dont le développement est basé sur l'expérience acquise grâce à NEMO3. Il se propose d'étudier la décroissance $\beta\beta0\nu$ du ^{82}Se avec une exposition d'approximativement 500 kg.an. Il pourra ainsi atteindre une sensibilité de 10^{26} ans sur la demi-vie et de $[0,04 - 0,10]$ eV sur la masse effective du neutrino de Majorana. Afin d'y parvenir, un important travail de R&D a permis la mise en place d'un calorimètre ayant une résolution de 8 % pour des électrons de 1 MeV. De plus, des systèmes de contrôle du bruit de fond ont été construits, comme le détecteur BiPo, pouvant mesurer des activités de l'ordre de quelques $\mu\text{Bq.kg}^{-1}$ en ^{208}Tl et ^{214}Bi pour des échantillons minces.

Dans le cadre de cette lutte contre le bruit de fond, différentes stratégies "anti-Radon" ont été mises en place par la collaboration dans le but d'atteindre une concentration minimum de Radon dans le gaz du trajectographe de SuperNEMO, inférieure à $150 \mu\text{Bq.m}^{-3}$. Le travail effectué au cours de cette thèse a permis la mise en place de deux dispositifs de mesure d'émanation du Radon, faisant partie de ces stratégies. Ces derniers sont constitués de chambres d'émanation associées à des détecteurs électrostatiques, ayant une sensibilité de quelques mBq.m^{-3} . Après étalonnage et caractérisation de leurs bruits de fond, ces dispositifs ont notamment permis la sélection de matériaux destinés à la construction du démonstrateur de SuperNEMO, tels que des films (mylar aluminisé, nylon...) pour le calorimètre ou des composants de cellules en delrin pour la chambre à fils.

CONCLUSION

Cette thèse a de plus permis la caractérisation et la validation d'outils informatiques pour l'analyse des données de NEMO3. Dans le cadre du programme d'analyse collaboratif NAT++, une méthode originale de calcul des temps de vols et de reconstruction du parcours des rayonnements gamma dans le détecteur a été développée peu avant cette thèse : le traçage gamma. Grâce à l'étude de sources de calibration insérées dans le détecteur NEMO3, cette méthode, particulièrement appropriée à l'étude de décroissances double bêta vers des états excités, a été validée. Son portage vers les programmes d'analyse destinés à SuperNEMO est en cours et permettra une reconstruction toujours plus complète des évènements en association avec la technique *tracko-calorimétrie*.

Grâce notamment au traçage gamma, un modèle de bruit de fond a été établi pour les feuilles de ^{82}Se de NEMO3. Celui-ci est compatible avec le modèle effectif mis en place auparavant par la collaboration, ainsi qu'avec les mesures par spectrométrie γ des composants du détecteur. Lors de la caractérisation du bruit de fond, une mesure de la demi-vie de la désintégration $\beta\beta 2\nu$ du ^{82}Se vers l'état fondamental du ^{82}Kr a été effectuée. Le résultat obtenu est le suivant :

$$T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (10,87 \pm 0,15(\text{stat.}) \pm 0,80(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ ans}$$

Celui-ci est compatible avec le résultat publié par la collaboration NEMO3 en 2005 qui donnait $T_{1/2}^{2\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_1^+) = (9,6 \pm 0,3(\text{stat.}) \pm 1,0(\text{syst.})) \times 10^{19} \text{ ans}$.

A partir de ce modèle de bruit de fond, nous avons conduit une étude de la décroissance double bêta avec émission de neutrinos du ^{82}Se vers les états excités du ^{82}Kr dans un premier temps. Nous nous sommes ensuite concentrés sur la recherche de la décroissance $\beta\beta 0\nu(0_1^+ \rightarrow 0_2^+)$ du ^{82}Se , pour laquelle la meilleure limite a été obtenue :

$$T_{1/2}^{0\nu}({}^{82}\text{Se}, 0_1^+ \rightarrow 0_2^+) > 2,3 \times 10^{22} \text{ ans}$$

Considérant les éléments de matrice nucléaire calculés par les approximations du modèle QRPA, ce résultat correspond à une limite sur la masse effective du neutrino de Majorana de :

$$m_{\beta\beta} < [44,1 - 70,2] \text{ eV}$$

Ce résultat représente une première valeur pour l'étude de ce processus par la technique *tracko-calorimétrie* associée au traçage gamma. Les méthodes appliquées ici pourront par la suite être utilisées pour l'analyse des états excités dans SuperNEMO. La sensibilité sera d'ailleurs grandement améliorée, grâce notamment à une meilleure efficacité de détection des rayonnements γ et un bruit de fond réduit. Enfin, il est envisagé de placer 100 à 200 g de ^{150}Nd dans le démonstrateur. La décroissance $\beta\beta 0\nu$ de cet isotope vers les états excités du ^{150}Sm pourra donc aussi être étudiée, ce processus étant *a priori* favorisé pour le ^{150}Nd , par comparaison au ^{82}Se .

Bibliographie

- [1] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen spektrum der β -strahlen von radium B+C. *Verh. d. deutschen Phys. Ges.*, **16** :383, 1914.
- [2] W. Pauli. Letter to the physical society of Tübingen. *Physics Today*, **9**, 1930.
- [3] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen I. *Zeit. Phys.*, **88** :161, 1934.
- [4] C. D. Anderson and S. H. Neddermeyer. Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. *Phys. Rev.*, **50**(4) :263 – 271, 1936.
- [5] S. Sakata and T. Inoue. On the correlations between mesons and Yukawa particles. *Progress of Theoretical Physics*, **1**(4) :143 – 150, 1946.
- [6] C. L. Cowan and F. Reines. The Neutrino. *Nature*, **178** :446, 1956.
- [7] G. Danby et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1) :36 – 44, 1962.
- [8] M. L. Perl et al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **35**(22) :1489 – 1492, 1975.
- [9] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, **504**(3) :218 – 224, 2001.
- [10] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, **81**(8) :1562 – 1567, 1998.
- [11] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, **716** :1 – 29, 2012.
- [12] J. Beringer et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Phys. Rev. Lett. D*, **86**, 2012.
- [13] S. L. Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, **22**(4) :579 – 588, 1961.
- [14] A. Salam and J. C. Ward. Gauge theory of elementary interactions. *Phys. Rev.*, **136** :B763, 1964.
- [15] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, **19** :1264 – 1266, 1967.
- [16] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, **106** :1371 – 1371, 1957.
- [17] C. S. Wu et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, **105** :1413 – 1415, 1957.

BIBLIOGRAPHIE

- [18] L. Grodzins M. Goldhaber and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, **109** :1015, 1958.
- [19] Y. Ashie et al. Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande. *Phys. Rev. D*, **71**, 2005.
- [20] Q. Ahmad et al. Measurement of day and night neutrino energy spectra at sno and constraints on neutrino mixing parameters. *Phys. Rev. Lett.*, **89**(1), 2002.
- [21] K. A. Olive et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Chin. Phys. C*, **38**(9), 2014.
- [22] E. Majorana. Teoria simmetrica dell elettrone e del positrone. *Nuovo Cimento*, **1** :171 – 184, 1998.
- [23] K. Nakamura et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, **37**(7A), 2012.
- [24] T. Yanagida. Horizontal symmetry and masses of neutrinos. *Prog. Theo. Phys.*, **64** :1103, 1980.
- [25] M. Fukugita and T. Yanagida. Barygenesis without grand unification. *Phys. Lett. B*, **174**(1) :45 – 47, 1986.
- [26] C. Kraus et al. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay. *Eur. Phys. J*, **40** :447 – 468, 2004.
- [27] K. Eitel et al. Direct neutrino mass experiments. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, **143** :197 – 204, 2005.
- [28] N. Steinbrink et al. Neutrino mass sensitivity by MAC-E-Filter based time-of-flight spectroscopy with the example of KATRIN. *New J. Phys.*, **15**, 2013.
- [29] K. Assamagan et al. Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam. *Phys. Rev. D*, **53** :6065 – 6077, 1996.
- [30] R. Barate et al. An upper limit of the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays. *Eur. Phys. J. C*, **2**(3) :395 – 406, 1998.
- [31] F. Cerutti. Determination of the upper limit on $m_{\nu\tau}$. arXiv :hep-ex/9903062v2, Mars 1999.
- [32] P. A. R. Ade et al. (Planck Collaboration). Planck 2015 results. xiii. cosmological parameters. arXiv :1502.01589, Février 2015.
- [33] H.L. Harney H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz and I.V. Krivosheina. Evidence for neutrinoless double beta decay. *Mod. Phys. Lett. A*, **16** :2409 – 2420, 2001.
- [34] M. Goeppert-Mayer. Double beta-disintegration. *Phys. Rev.*, **48**(6) :512 – 516, 1935.
- [35] T. Kirsten et al. Experimental evidence for the double-beta decay of Te-130. *Phys. Rev. Lett.*, **20** :1300 – 1303, 1968.
- [36] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Taylor & Francis Ltd, 2004.
- [37] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrinoless double beta decay in SU(2) x U(1) theories. *Phy. Rev. D*, **25** :2951, 1982.
- [38] H. Primakoff A. Halprin, P. Minkowski and S. P. Rosen. Double-beta decay and a massive majorana neutrino. *Phys. Rev. D*, **13** :2567 – 2571, 1976.

- [39] T. Kotani M. Doi and E. Takasugi. Double beta decay and majorana neutrino. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **83** :1 – 175.
- [40] J. Schechter and J. W. F. Valle. Neutrino decay and spontaneous violation of lepton number. *Phy. Rev. D*, **25**(3) :774 – 783, 1982.
- [41] V. Rodin P. Vogel F. Simkovic, A. Faessler and J. Engel. Anatomy of the $0\nu\beta\beta$ nuclear matrix elements. *Phys. Rev. C*, **77**(4), 2009.
- [42] J. Barea and F. Iachello. Neutrinoless double- β decay in the microscopic interacting boson model. *Phys. Rev. C*, **79**(4), 2009.
- [43] E. Caurier J. Forssen, J. P. Vary and P. Navratil. Converging sequences in the ab initio no-core shell model. *Phys. Rev. C*, **77**(2), 2008.
- [44] S. Umehara et al. Neutrino-less double-beta decay of Ca-48 studied by $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ scintillators. *Phys. Rev. C*, **78**, 2008.
- [45] M. Agostini et al. Results on neutrinoless double beta decay of Ge-76 from gerda phase 1. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 2013.
- [46] R. Arnold et al. First results of the search for neutrinoless double beta decay with the NEMO-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 2005.
- [47] J. Argyriades et al. Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector. *Nucl. Phys A*, **847** :168 – 179, 2010.
- [48] R. Arnold et al. Result of the search for neutrinoless double- β decay in Mo-100 with the NEMO-3 experiment. *Phys. Rev. D*, **92**, 2015.
- [49] F. A. Danevich et al. Search for double beta decay of Cadmium and Tungsten isotopes : Final results of the Solotvina experiment. *Phys. Rev. C*, **68**, 2003.
- [50] E. Andreotti et al. Te-130 Neutrinoless Double-Beta Decay with CUORICINO. *Astropart. Phys.*, **34** :822 – 831, 2011.
- [51] A. Gando et al. Limit on Neutrinoless $\beta\beta$ Beta Decay of Xe-136 from the First Phase of KamLAND-Zen and Comparison with the Positive Claim in Ge-76. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 2013.
- [52] J. Argyriades et al. Measurement of the double beta decay half-life of Nd-150 and search for neutrinoless decay modes with the NEMO-3 detector. *Phys. Rev. C*, **80**, 2009.
- [53] R. Arnold et al. Measurement of the double beta decay half-life of Te-130 with the NEMO-3 detector. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 2011.
- [54] L. Simard et al. The NEMO-3 results after completion of data taking. *J. Phys. Conf. Ser.*, **375**, 2012.
- [55] C. Augier. Expérience NEMO 3 - Avantages et limitations. Prospective pour la physique double bêta. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université Paris Sud, 2005.
- [56] R. Arnold et al. Chemical purification of molybdenum samples for the NEMO-3 experiment. *Nucl. Inst. Meth. A*, **474** :93–100, 2001.
- [57] R. Arnold et al. Double beta decay of Se-82. *Nucl. Phys. A*, **636** :209, 1998.

BIBLIOGRAPHIE

- [58] E. Chauveau. Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2010.
- [59] R. Arnold et al. Technical design and performance of the NEMO-3 detector. *Nucl. Instr. Meth. A*, **536** :79 – 122, 2005.
- [60] C. Hugon. Analyse des données de l'expérience NEMO3 pour la recherche de la désintégration double bêta sans émission de neutrinos. Étude des biais systématiques du calorimètre et développement d'outils d'analyse. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, 2012.
- [61] J. Argyriades et al. Measurement of the background in the NEMO-3 double beta decay experiment. *Nucl. Instr. Meth. A*, **606** :449 – 465, 2009.
- [62] R. Arnold et al. Measurement of double beta decay of Mo-100 to excited states in the NEMO-3 experiment. *Nucl. Phys. A*, **781** :209 – 226, 2007.
- [63] Collaboration NEMO. Technical design report : Démonstrateur SuperNEMO. *Conseil Scientifique IN2P3*, Avril 2011.
- [64] F. Perrot. Radiopurity measurements of the crushed glass from several batches of hamamatsu 8" PMTs for the SuperNEMO demonstrator. Note interne **DocDB :3719**, Juin 2015.
- [65] F. Perrot. Strategy of HPGe screening measurements in the SuperNEMO experiment. *AIP Conference Proceedings*, **1549** :173 – 176, 2013.
- [66] H. Gómez. BiPo : A dedicated radiopurity detector for the SuperNEMO experiment. *AIP Conference Proceedings*, **1549** :94 – 97, 2013.
- [67] P. Curie and M.P. Curie. Sur la radioactivité provoquée par les rayons de Becquerel. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, **129** :714 – 716, 1899.
- [68] J. R. Partington. Discovery of Radon. *Nature*, **179** :912, 1957.
- [69] J. L. Marshall and V. R. Marshall. Ernest Rutherford, the 'True Discoverer' of Radon. *Bull. Hist. Chem.*, **28** :76 – 83, 2003.
- [70] A. Debierne. Sur une nouvelle matière radio-active. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, **129** :593 – 595, 1899.
- [71] W. Ramsay and J. N. Collie. The Spectrum of the Radium Emanation. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **73** :470 – 476, 1904.
- [72] J. Somlai et al. Connection between radon emanation and some structural properties of coal-slag as building materials. *Radiat. Meas.*, **43** :72 – 76, 2008.
- [73] P. Bossew. The radon emanation power of building materials, soils and rocks. *Appl. Radiat. and Isot.*, **59** :389 – 392, 2003.
- [74] A. Nachab et al. Radon reduction and Radon monitoring in the NEMO experiment. *AIP Conference Proceedings*, **897** :35, 2006.
- [75] T. C. H. Nguyen. Etude du radon et du thoron par collection électrostatique et par spectrométrie gamma dans le cadre de l'expérience NEMO de décroissance double bêta. Thèse de Doctorat, Université Bordeaux 1, 2010.

- [76] J. Argyriades et al. Results of the BiPo-1 prototype for radiopurity measurements for the SuperNEMO double beta decay source foils. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, **622**(1) :120 – 128, 2010.
- [77] V. Vasiliev. Radon in SuperNEMO. Présentation interne **DocDB :297**, Septembre 2008.
- [78] K. Smolek P. Cermák F. Mamedov, I. Stekl. High sensitivity detectors for measurement of diffusion, emanation and low activity of radon. *AIP Conference Proceedings*, **1549** :120 – 123, 2013.
- [79] K. Smolek. Theory for Radon diffusion and low activity measurement. Présentation interne **DocDB :1943**, Octobre 2011.
- [80] F. Mamedov. Radon diffusion through nylon and synthomer 47B40. Présentation interne **DocDB :2113**, Février 2012.
- [81] Y. Takeuchi et al. Measurement of radon concentrations at Super-Kamiokande. *Phys. Lett. B*, **452** :418 – 424, 1999.
- [82] H. Simgen. Ultrapure gases for gerda. *Prog. Part. Nucl. Phys*, **57**(1) :266 – 268, 2006.
- [83] G. Zuzel and H. Simgen. High sensitivity radon emanation measurements. *Appl. Radiat. Isotopes*, **67**(5) :889 – 893, 2009.
- [84] F. Mamedov. Radon diffusion through different materials and first prototype of the hemispherical detector for measurements of low activity of radon. Présentation interne **DocDB :1948**, Octobre 2011.
- [85] R. Fottorino A. Vivier and B. Rousse. Seuil de décision et limite de détection : estimation, interprétation et optimisation, première partie : les principes de base. *Radioprotection*, **45**(3) :321 – 343, 2010.
- [86] T. Kajita S. Tasaka H. Hori M. Nemoto Y. Takeuchi, K. Okumura and H. Okazawa. Development of high sensitivity radon detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **421**(1-2) :334 – 341, 1999.
- [87] P. P. Povinec et al. Reference material for natural radionuclides in glass designed for underground experiments. arXiv :1507.03216, Juillet 2015.
- [88] Pylon Electronics Inc. Radioactive sources - RN-1025 / TH-1025 / RNC.
- [89] J. Mott. Further trapping efficiency measurements & first gas bottle measurements with the RnCl. Présentation interne **DocDB :2912**, Octobre 2013.
- [90] G. Eurin. Aluminium foil analysis with SnailWare - Results in Bi-214 and Tl-208. Présentation interne **DocDB :3036**, Janvier 2014.
- [91] X. R. Liu R. Saakyan and S. Blot. Radon emanation from delrin end-caps. Présentation interne **DocDB :3453**, Octobre 2014.
- [92] I. Kisel and V. R. Marshall. Cellular automaton and elastic net for event reconstruction in the NEMO-2 experiment. *Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A*, **387** :433 – 442, 1997.
- [93] M. Bongrand. Mesure de processus de double désintégration bêta du ^{130}Te dans l'expérience NEMO 3. R&D du projet SuperNEMO : étude d'un détecteur BiPo. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, 2008.

BIBLIOGRAPHIE

- [94] Y. Lemièrre. Recherche de la violation de conservation du nombre leptonique total par le processus de double désintégration bêta du ^{82}Se et du ^{150}Nd dans l'expérience NEMO3. Étude du processus Bi-Po de la chaîne du thoron . Thèse de Doctorat, Université de Caen, 2008.
- [95] I. Antcheva et al. ROOT - A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Comput. Phys. Commun.*, **182**(6) :1384 – 1385, 2011.
- [96] A. Gurtovoy and D. Abrahams. The Boost C++ Metaprogramming Library, 2002.
- [97] V. I. Tretyak O. A. Ponkratenko and Y. G. Zdesenko. The event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei. *Phys. Atom. Nucl.*, **63** :1282 – 1287, 2000.
- [98] Matra Datavision. EUCLID3, 1994.
- [99] R. Brun and F. Carminati. *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. CERN Programming Library Long Writeup W5013, 1993.
- [100] J. Toivanen and J. Suhonen. Study of several double-beta-decaying nuclei using the renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation. *Phys. Rev. C*, **55** :2314, 1997.
- [101] J. Kotila and F. Iachello. Phase space factors for double- β decay. *Phys. Rev. C*, **85**, 2012.
- [102] M. Aunola and J. Suhonen. Systematic study of beta and double beta decay to excited final states. *Nucl. Phys. A*, **602** :133, 1996.
- [103] J. Suhonen and O. Civitarese. Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay. *Phys. Rep.*, **300** :123 – 214, 1998.
- [104] W. A. Kaminski A. A. Raduta F. Simkovic, M. Nowak and A. Faessler. Neutrinoless double beta decay of Ge-76, Se-82, Mo-100 and Xe-136 to excited 0^+ states. *Phys. Rev. C*, **64**, 2001.
- [105] J. W. Beeman et al. (LUCIFER Collaboration). Double-beta decay investigation with highly pure enriched Se-82 for the LUCIFER experiment. arXiv :1508.01709, Août 2015.
- [106] S. Blondel. Optimisation du blindage contre les neutrons pour le démonstrateur de Super-NEMO et analyse de la double désintégration β du néodyme-150 vers les états excités du samarium-150 avec le détecteur NEMO 3. Thèse de Doctorat, Université Paris Sud, 2013.
- [107] R. Arnold et al. Investigation of double beta decay of Mo-100 to excited states of Ru-100. *Nucl. Phys. A*, **925** :25, 2014.
- [108] A. Nachab A. S. Barabash, P. Hubert and V. I. Umatov. Investigation of beta beta decay in Nd-150 and Nd-148 to the excited states of daughter nuclei. *Phys. Rev. C*, **79**, 2009.
- [109] J. Mott. Search for double beta decay of Se-82 with the NEMO-3 detector and development of apparatus for low-level radon measurements for the SuperNEMO experiment. Thèse de Doctorat, University College London, 2013.
- [110] M. R. Stokening et al. Maximum-likelihood fitting of data dominated by poisson statistical uncertainties. *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 1997.
- [111] A. L. Read. Presentation of search results : The CL(s) technique. *J. Phys. G*, **28** :2693 – 2704, 2002.
- [112] T. Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl. Instr. Meth. A*, **434** :435 – 443, 1999.